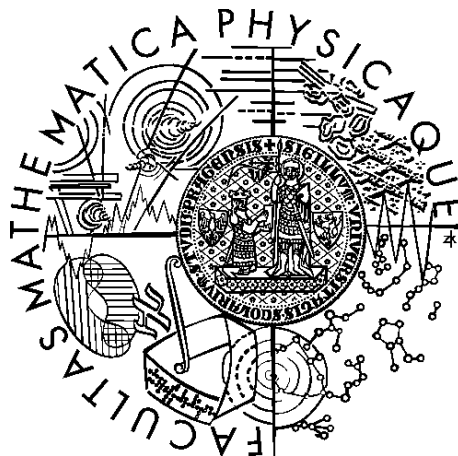


Univerzita Karlova v Praze

Matematicko-fyzikální fakulta

DISERTAČNÍ PRÁCE



Jakub Vaverka

Nabíjení prachových zrn v ionizovaných prostředích

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí disertační práce: Prof. RNDr. Zdeněk Němeček, DrSc.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: 4f2 - Fyzika plazmatu a ionizovaných prostředí
Praha 2013

Na tomto místě bych rád poděkoval panu Prof. RNDr. Zdeňku Němečkovi, DrSc. za vedení disertační práce. Také bych jemu a paní Prof. RNDr. Janě Šafránkové, DrSc. rád poděkoval za nesčetné rady při konzultacích během celého mého studia na KFPP. Rovněž děkuji členům katedry, kteří mi věnovali čas a trpělivě odpovídali na mé dotazy. Zejména pak panu RNDr. Jiřímu Pavlů, PhD. a RNDr. Ivaně Richterové, PhD. V neposlední řadě děkuji svým rodičům za podporu při studiu.

Práce vznikla na Katedře fyziky povrchů a plazmatu v letech 2008 - 2013. V posledních letech byla podporována Grantovou Agenturou ČR (projekt GAČR 209/11/1412) a Grantovou Agenturou UK (projekt GAUK 1410213)

Prohlašuji, že jsem tuto disertační práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Název práce: Nabíjení prachových zrn v ionizovaných prostředích

Autor: Jakub Vaverka

Katedra: Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí disertační práce: Prof. RNDr. Zdeněk Němeček, DrSc., KFPP

Abstrakt: Prachová zrna tvoří až 1 % hmoty naší galaxie a je možné je najít jak v mezihvězdném či meziplanetárním prostoru, tak i na površích planet a měsíců. Při kontaktu s plazmatem dochází k jejich nabíjení, a tak dynamiku těchto zrn, kromě gravitace, významně ovlivňuje i jejich náboj. Předložená práce se zabývá některými aspekty nabíjení prachových zrn z materiálů vztahujících se ke kosmickému prostoru a k fúzním reaktorům. Spojovacím článkem těchto prostředí je přítomnost elektronů a iontů vysokých energií, která vede k modifikaci nabíjecích procesů. Na základě experimentálních studií je navržen model nabíjení prachových zrn, který je aplikován na různá zrna a podmínky panující v zemské magnetosféře a tokamacích.

Klíčová slova: prach, prachové plazma, nabíjecí procesy, polní emise, sekundární elektronová emise, plovoucí potenciál

Title: Charging of dust grains in ionized media

Author: Jakub Vaverka

Department: Department of Surface and Plasma Science

Supervisor: Prof. RNDr. Zdeněk Němeček, DrSc., KFPP

Abstract: Total mass of dust grains is about 1% of mass of our galaxy and can be found in the interstellar and interplanetary media as well as on the surface of planets and moons and in different industrial applications. Interaction of grains with the plasma leads to their charging. The dynamics of these grains can be influenced not only by a gravity but also by their charge. The presented thesis discusses some aspects of charging of dust grains from materials related to space environments and fusion reactors. A connection between these environments is a presence of energetic electrons and ions leading to modification of charging processes. The model of dust grain charging based on experimental studies is presented and used for various dust grains and conditions in the Earth magnetosphere and fusion devices.

Keywords: dust, dusty plasmas, charging proceses, field ion emission, secondary electron emission, floating potential

the larger the island of knowledge, the longer the shoreline of wonder

Ralph Washington Sockman

Obsah

1 Úvod	3
1.1 Prach ve vesmíru	5
1.2 Experimenty s prachovými zrny	8
1.3 Prach ve fúzním plazmatu	10
2 Nabíjení sférických prachových zrn v plazmatu	15
2.1 Záchyt primárních částic	16
2.2 Sekundární elektronová emise	19
2.2.1 Model sekundární elektronové emise pro prachová zrna	22
2.3 Termoemise	26
2.4 Fotoemise	26
2.5 Polní emise	27
2.5.1 Polní elektronová emise	28
2.5.2 Polní iontová emise	28
2.6 Další nabíjecí procesy	29
2.7 Shrnutí nabíjecích procesů	29
3 Experimentální aparatura pro studium nabíjení prachových zrn	31
3.1 Experimentální uspořádání	32
3.2 Určování charakteristik nabíjecích procesů	37

3.2.1	Určení hmotnosti zrna metodou elementárního náboje	37
3.2.2	Určení měrné kapacity metodou V-A charakteristiky	38
4	Cíle práce	41
5	Experimentální studium nabíjecích procesů	43
5.1	Sekundární elektronová emise	43
5.2	Polní iontová emise	48
6	Model nabíjení prachových zrn v plazmatu	56
7	Aplikace modelu v plazmatu zemské magnetosféry	61
7.1	Vliv energetického rozdělení plazmatu	65
7.2	Vliv energetického rozdělení sekundárních elektronů	66
7.3	Časový vývoj potenciálu prachových zrn	68
7.4	Vícenásobné rovnovážné potenciály	70
8	Aplikace modelu v plazmatu tokamaků	74
8.1	Časový vývoj potenciálu zrn v tokamacích	80
9	Závěr	82
A	Příložené publikace	100
	Vaverka et al., <i>WDS'09 Proceedings of Contributed Papers</i> , 2009 . . .	103
	Jeřáb et al., <i>IEEE Trans. Plasma Sci.</i> , 2010	113
	Němeček et al., <i>Astrophys. J.</i> , 2011	121
	Vaverka et al., <i>WDS'12 Proceedings of Contributed Papers</i> , 2012 . . .	131
	Vaverka et al., <i>IEEE Trans. Plasma Sci.</i> , 2013	141
	Vaverka et al., <i>odesláno do Plasma Phys. Control. Fusion.</i> , 2013 . . .	149
	Pavlů et al., <i>odeslano do J. Geophys. Res.</i> , 2013	169

Kapitola 1

Úvod

Pod pojmem prach se obecně rozumí pevná tělíska hmoty o rozměrech menší než desetina milimetru s hmotností nepřesahující mikrogram. Najdeme je nejen v prostředí kolem nás, ale také v kosmu. Na Zemi jej můžeme nalézt v nejrůznějších podobách, tvoří přirozenou součást životního prostředí v podobě drobných kousků hornin, půdy či pylů. Lidské životy mohou znepríjemňovat prachové bouře či sopečný prach, který způsobuje značné komplikace v letecké dopravě. Prach ve vyšších vrstvách atmosféry způsobuje jev známý jako noční svítící oblaka, při kterém se krátce po soumraku od prachových zrn odráží sluneční světlo. Prach je také vytvářen lidskou činností, a to převážně těžkým průmyslem a dopravou.

Velké množství prachu se také nachází v kosmickém prostoru. Uvádí se, že až 1% hmoty naší galaxie je tvořeno právě prachovými zrny. Můžeme jej nalézt na površích planet, planetek a měsíců, ve chvostech komet, v meziplanetárním a mezihvězdném prostoru. Ve většině případů je v kosmu vnořen do plazmatu.

Pokud je vzájemná vzdálenost prachových zrn v plazmatu menší než Debyeova stínící délka, potom na sebe navzájem působí svými náboji. Tento stav se nazývá prachové plazma. Pokud je vzájemná vzdálenost prachových zrn v plazmatu větší než Debyeova délka, pak je náboj jednotlivých zrn plazmatem odstíněn a nedochází

ke kolektivnímu chování prachových zrn. V tomto případě mluvíme o prachu v plazmatu.

Při kontaktu prachu s nabitými částicemi dochází ke změně náboje prachových zrn, a to vlivem několika procesů. Mezi ty nejzákladnější patří záchyt elektronů a iontů a sekundární elektronová emise způsobena dopadem energetických elektronů. Zrna zahřátá na vysoké teploty mohou emitovat elektrony termoemisí a při velké intenzitě elektrického pole může docházet díky polní emisi k tunelování elektronů. Změnu náboje může způsobit i energetické elektromagnetické záření. Takto mohou prachové částice získat značný měrný náboj a jejich dynamiku pak, kromě gravitační síly, ovlivňuje i síla elektromagnetická.

Všechny procesy spojené s interakcí prachových zrn s plazmatem nejsou ještě plně uspokojivě prozkoumány, a tak experimentální výzkum v této oblasti nadále probíhá. Předložená práce se zabývá jak experimentálním, tak i teoretickým studiem nabíjení prachových zrn v plazmatu. Úvodní kapitola je věnovaná výskytu prachových zrn ve vesmíru, je doplněna o ukázky způsobu laboratorního výzkumu prachových zrn a věnuje se také otázkám přítomnosti prachu ve fúzním plazmatu. Druhá kapitola podrobně rozebírá jednotlivé nabíjecí procesy spojené s prachovým plazmatem. Třetí kapitola se pak věnuje popisu experimentální aparatury, která je používaná na Katedře fyziky povrchů a plazmatu ke studiu těchto procesů. Ve čtvrté kapitole jsou stručně shrnuty cíle této práce. Experimentální výsledky získané při studiu sekundární elektronové emise pro různé typy materiálů vyskytujících se v kosmickém plazmatu a při studiu iontové polní emise jsou prezentovány v kapitole páté. Šestá kapitola je věnována návrhu jednoduchého modelu nabíjení prachových zrn v plazmatu daných vlastností. Výsledky aplikace tohoto modelu na konkrétní prostředí jsou popsány a rozebrány v kapitole sedmé jednak pro plazma odpovídajícímu chvostu zemské magnetosféry, jednak pro tokamakové plazma (kapitola osm). Pro tyto aplikace modelu jsou voleny vždy odpovídající materiály. Práce je zakončena stručným

shrnutím výsledků (kapitola devátá). V příloze je 7 publikací, kde jsou výsledky popsány.

1.1 Prach ve vesmíru

Již bylo zmíněno, že se prach vyskytuje prakticky ve všech koutech vesmíru. V mezihvězdném prostoru prach najdeme v mlhovinách a mračnecích. Přítomnost prachu má za následek rozptýl modré části spektra ze světla, které mračnem prochází. Je-li se takovéto mračno mezi Zemí a zdrojem světla, pak se mračno jeví více načervenalé, naopak, je-li mračno osvětleno ze strany, pak se při pohledu ze Země jeví namodralé. Při kolapsu molekulárních mračen vznikají nové hvězdy, proto prach hraje důležitou roli při vzniku slunečních soustav. V meziplanetárním prostoru je prach vytvořen při srážkách planetek či jiných těles. Prach se také uvolňuje z komet během jejich průletu kolem Slunce, kdy vytváří prachový chvost (kromě prachového chvostu mají komety také chvost iontový). Do meziplanetárního prostoru se prach může rovněž dostávat z povrchů planet a jejich měsíců při dopadu meteoroidů nebo vlivem vulkanické činnosti. Silným zdrojem prachu je například Jupiterův měsíc Io, který je považován za vulkanicky nejaktivnější těleso v naší sluneční soustavě. Ve velkých koncentracích najdeme prach také v prstencích velkých planet. V Saturnově prstenci byly sondou Voyager pozorovány útvary zvané Spokes [Hill and Mendis, 1981; Smith et al., 1982], které se dají vysvětlit pouze započtením elektrické síly působící na nabitá prachová zrna [Goertz and Morfill, 1983; Grün et al., 1983; Mitchell et al., 2006]. Spojováním jednotlivých prachových zrn mohou vznikat větší objekty, naopak mohou prachová zrna zanikat dopaden slunečního větru procesem zvaným odprašování.

Výzkumu prachu ve sluneční soustavě se v posledních letech věnovalo několik vědeckých misí. Detektory prachových zrn nesou či nesly například sondy Ulysses, Galileo, Cassini či New Horizons. Sonda Ulysses sloužila pro výzkum sluneční sous-

tavy od roku 1990 až do roku 2009. Destinací sondy Galileo byla planeta Jupiter, v jejímž okolí sonda úspěšně pracovala od roku 1995 až do roku 2003 [Krüger et al., 1998]. Sonda Cassini odstartovala v roce 1997 na misi k planetě Saturn a její výzkum planety a jejích prstenců stále pokračuje. Během této doby vzniklo množství článků referujících o detekci prachových zrn pomocí přístroje CDA (Cosmic Dust Analyzer), který je na této sondě umístěn [Hsu et al., 2011; Srama et al., 2011]. Sonda New Horizons se vydala v roce 2006 na dlouhou cestu k trpasličí planetě Pluto. také na její palubě je umístěn detektor prachových částic SDC (Student Dust Counter) [Horányi et al., 2008]. Sonda Deep Impact byla určena pro průzkum komety Temple 1 [A'Hearn et al., 2005], kdy po přiblížení ke kometě na vzdálenost 500 km v roce 2005 uvolnila projektil o hmotnosti 372 kg, který dopadl na povrch komety relativní rychlostí 10,2 km/s. Náraz projektilu a následné vyvržení materiálu bylo pozorováno pomocí pozemských stanic i Hubellova a Spitzerova vesmírného dalekohledu. Po dopadu projektilu se na kometě vytvořil kráter zhruba 100 m široký a 30 m hluboký. Do vesmíru bylo uvolněno 250 milionů kg vody a mezi 10 a 25 miliony kg prachu.

Existují také projekty, jejichž hlavním cílem bylo studium prachových zrn. Příkladem takovéto mise je sonda Stardust, která se v roce 1999 vydala na cestu ke kometě Wild 2. Na sondě byl umístěn aerogelový lapač prachu, který měl sbírat prachová zrna během celého letu sondy. Po přiblížení ke kometě sonda sbírala prach odletující z komety, opět pomocí aerogelového lapače prachu. Poté se sonda vydala na zpáteční cestu na Zemi, kde kapsle s aerogelem přistála v roce 2006 [Jenniskens, 2010].

Povrch Měsíce je pokryt vrstvou prachových zrn rozličných velikostí od centimetrových až po zrna menší než mikrometr [Stubbs et al., 2006], která vznikají při dopadu meteoroidů. Na Zemi bylo dovezeno značné množství vzorků měsíčního prachu během misí Apollo. Prach na povrchu Měsíce ovšem značně zneprjemňoval práci kosmonautům. Jelikož Měsíc nemá atmosféru, tak nejsou prachová zrna vystavena povětrnostním vlivům, a proto jsou velmi ostrá. Při misích se zrna lepila

na povrchy, včetně skafandrů astronautů a nebylo jednoduché je odstranit. Prach si následně astronauté zanesli do přistávacího modulu, kde jim přiděloval problémy, a to hlavně během startu.

Prach je na povrchu Měsíce vystaven vlivu slunečního větru, energetickým částicím a ultrafialovému (UV) záření Slunce a všechny tyto procesy vedou k jeho nabíjení. Během oběhu Měsíce kolem Země je jeho povrch vystaven vlivu různých oblastí magnetosféry nebo působení slunečního větru s lišícími se parametry plazmatu, a proto se povrchový potenciál jak povrchu Měsíce, tak i prachových zrn může výrazně měnit [Halekas et al., 2005, 2006]. Na osvětlené straně Měsíce dominuje fotoemise, která nabíjí povrch na malý kladný potenciál. Na noční straně se naopak uplatňuje záchyt elektronů, a tak povrch získává potenciál záporný. Pokud se v okolí Měsíce vyskytují energetické elektrony, má nezanedbatelný vliv i sekundární elektronová emise, která může vést ke kladnému potenciálu zrn i povrchu [Halekas et al., 2008, 2009b,a]. Měsíc se pohybuje většinu oběžné doby ve slunečním větru případně v přechodové oblasti, nicméně část jeho dráhy prochází magnetosférou Země [Hapgood, 2007], a to plazmovou vrstvou (plasmashet) nebo magnetosférickými laloky (lobes). Všechna tato plazmatická prostředí se liší svými parametry, protože koncentrace částic ve slunečním větru je $n \approx 5 \text{ cm}^{-3}$, tj. přibližně desetkrát větší než ve chvostu zemské magnetosféry, teplota plazmatu může dosahovat až 2 keV v magnetosféře a jen 10 eV ve slunečním větru [Halekas et al., 2011]. To je důvod pro studium nabíjení prachových zrn měsíčního původu (nebo nabíjení celého povrchu Měsíce pokrytého množstvím prachu).

Sondy Surveyor 5 -7 pozorovaly koncem šedesátých let minulého století zářící oblak na horizontu Měsíce. Tento jev byl později vysvětlen rozptylem světla na levitujících prachových zrnech ve výšce jednoho metru nad Měsíčním povrchem. Podobný efekt byl rovněž pozorován astronauty během mise Apollo 17 [Stubbs et al., 2007]. Bylo ukázáno, že prachová zrna na povrchu Měsíce mohou získat takový elektrický

náboj, který jim tuto levitaci umožní.

Také na povrchu Marsu se prachová zrna usazují na solárních panelech výzkumných sond a snižují tak dodávky potřebné elektrické energie. Atmosféra u Marsu však způsobuje nižší přilnavost obroušených zrn než u Měsíce a také občasné očištění solárních panelů při poryvech větru [Cohen, 2004]. Na Marsu byly sondou MRO (Mars Reconnaissance Orbiter) pozorovány prachové víry (Dust Devils). Tyto objekty mohou dosahovat průměru 70 m a sahat až do výšky 20 km nad povrch [Stanzel et al., 2008].

Je vidět, že prachová zrna je možno nalézt v rozličných prostředích, kde jsou vystavena působení plazmatu. Proto se provádí množství laboratorních experimentů, které mají za cíl jednotlivé procesy spojené s interakcí prachu s plazmatem objasnit.

1.2 Experimenty s prachovými zrny

Laboratorní výzkum interakce prachových zrn s plazmatem probíhá intenzivně po řadu let, přičemž směry tohoto výzkumu se dají rozdělit do dvou hlavních částí. První se zabývá vícečasticovým experimenty, při kterých je zkoumáno kolektivní chování nabitých zrn. Zrna v plazmatu mohou tvořit takzvané prachové krystaly, ve kterých roli iontů přebírají samotná zrna, která je možno pozorovat pomocí rozptylu laserového světla [Samsonov and Goree, 1999; Liu et al., 2009]. Prachové krystaly jsou rovněž hojně studovány při podmínkách mikrogravitace buď při parabolických letech [Piel et al., 2006], či přímo ve vesmíru. Tyto experimenty začaly na ruské stanici MIR a stále pokračují na mezinárodní stanici ISS [Nefedov et al., 2003; Lipaev et al., 2007; Thomas et al., 2008]. V posledních letech je pozornost věnovaná sledování dráhy jednotlivých zrn v prachových oblacích v plazmatu [Kroll et al., 2008, 2010; Schablinski et al., 2013]. Během těchto experimentů je možno studovat kolektivní chování zrn včetně prachových hustotních vln v závislosti na parametrech plazmatu

a vlastnosti zrn, ale studium jednotlivých nabíjecích procesů umožněno není.

Druhý směr laboratorních výzkumů interakce plazmatu s prachovými zrny se věnuje jednotlivým zrnům a jejich nabíjení. Velmi rozšířené jsou experimenty, při kterých zrna propadávají vrstvou plazmatu, a poté jsou zachycena pomocí Faradayova válce. Takto je možno určit množství náboje, jaký zrna během svého pádu získá v závislosti na parametrech plazmatu a na materiálu zrna [Walch et al., 1994, 1995; Kausik et al., 2008]. Obdobné uspořádání experimentu dovoluje zkoumat nabíjení zrn při propadávání vrstvou fotoelektronů vytvořenou na fotokatodě osvětlené UV lampou či samotné nabíjení zrn pomocí UV záření [Sickafoose et al., 2000]. Při průletu zrn plazmatem je rovněž možno určovat jejich náboj, a to nejen pomocí Faradayova válce, ale také pomocí deflektoru, ve kterém jsou zrna elektrickým polem odchýlena ze své dráhy. Náboj zrna je tak určen velikostí této výchylky [Kakati et al., 2000; Chakraborty et al., 2003]. Pro studium nabíjecích procesů se používají nejen zrna s běžných materiálů jako je sklo, uhlík, křemík, měď a stříbro [Walch et al., 1995; Sickafoose et al., 2000; Kakati et al., 2000], ale i simulanty měsíčního a marsovského prachu [Sickafoose et al., 2002; Sternovsky et al., 2002] a v některých případech i skutečný měsíční prach [Horányi et al., 1998].

Tyto experimenty poskytují sice základní informace o jednotlivých nabíjecích procesech, ale jejich hlubší zkoumání nedovolují. K tomu jsou vhodnější experimenty, které využívají iontovou (Paulovu) past [Paul, 1990], která dovoluje zachycení jednoho nebo více zrn po dlouhou dobu v prostoru a jejich nabíjení pomocí elektronového či iontového svazku nebo UV lampy. Takových experimentů se v průběhu času objevilo několik, ale vzhledem k faktu, že tento druh experimentů je po technické stránce relativně náročný, většina experimentů nesloužila k hlubšímu studiu nabíjecích procesů na izolovaných zrnech [Čermák et al., 1995; Hars and Tass, 1995; Cai et al., 2002]. Dlouhodobě se tomuto výzkumu věnuje skupina ve Spojených státech [Spann et al., 2001; Abbas et al., 2002, 2010]. Je nutno však poznamenat,

že jejich experiment vykazuje jisté nedostatky, které ovlivňují, alespoň podle našeho názoru, interpretaci výsledků [Němeček et al., 2011]. Experiment, využívající iontové pasti, je také po řadu let na Katedře fyziky povrchů a plazmatu. Podrobně se popisu tohoto experimentu věnuje třetí kapitola této práce, měření na aparaturě jsou pak obsahem kapitoly páté.

1.3 Prach ve fúzním plazmatu

Jaderná fúze je předmětem zájmu vědců již od padesátých let minulého století, kdy I. J. Tamm a A. Sacharov přišli s myšlenkou magnetické nádoby (tokamaku) pro uchování vysokoteplotního plazmatu. První tokamak (T-1) byl představen v roce 1956 v Kurchatovově institutu v Moskvě, ale úspěch měl až třetí v pořadí T-3 a jeho větší verze tokamak T-4, který byl zprovozněn v Novosibirsku v roce 1968. Během druhé poloviny dvacátého století následně vzniklo po celém světě mnoho výzkumných pracovišť, která se problematikou jaderné fúze zabývají [Krasheninnikov et al., 2010, 2011].

S rostoucími poznatky o vysokoteplotním plazmatu a jeho udržení roste v posledních letech i zájem o výzkum spojený s prachovým plazmatem. První spekulace, že prach může být zdrojem znečištění plazmatu, které vede k zvýšení radiačních ztrát a jeho rozředění přednesl Ohkawa [1977]. Prach byl však ve fúzních zařízeních poprvé pozorován až o několik let později, kdy Goodall [1982] pozoroval poletující objekty v tokamaku DITE.

Potřeba porozumění procesům spojených s prachem v tokamacích silně vzrůstá s výstavbou mezinárodního termonukleárního experimentálního reaktoru ITER ve francouzském městě Cadarache, na kterém se, kromě Evropské unie, podílí také USA, Rusko, Čína, Japonsko, Jižní Korea a Indie [Aymar et al., 2002; Krasheninnikov et al., 2011]. Přítomnost prachu v budoucích fúzních zařízeních, které budou používat

jako palivo radioaktivní tritium, může významně ovlivnit jejich činnost díky množství tritia, které mohou prachové částice absorbovat.

Prach však může i podstatně ovlivňovat stabilitu výboje a může způsobit nežádoucí energetické ztráty. Přítomnost prachu může zapříčinit degradaci diagnostických zařízení umístěných uvnitř tokamaku a zhoršit jejich přesnost či způsobit erozi vnitřních stěn vakuové komory. Z těchto důvodů je vznik, transport a zánik prachových zrn a stejně tak i jejich nabíjení a ohřev při interakci s plazmatem velmi podstatnou složkou studia fúzního plazmatu směřujícího k realizaci ITER.

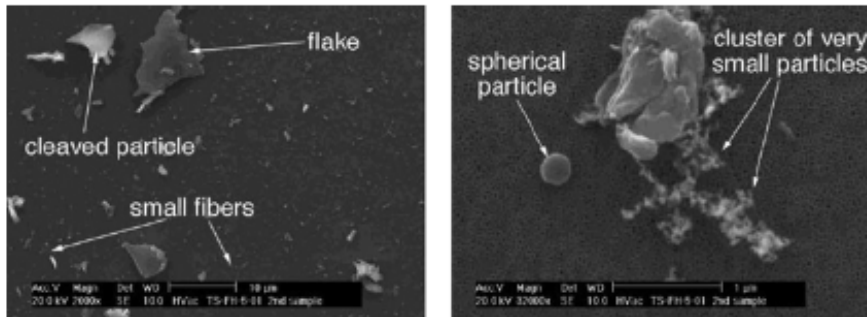
V současnosti existují tři hlavní způsoby jak experimentálně studovat prach ve fúzním plazmatu. Jedné se o sbírání prachových částic z komory tokamaku během jeho odstávek, rozptyl laserového záření na prachových zrnech a pozorování jednotlivých zrn pomocí rychlých kamer. Každý z těchto přístupů má své přednosti a získané poznatky se navzájem doplňují.

Informace získané pomocí sbírání prachových zrn z komory tokamaku během technické odstávky poskytují zajímavé informace o složení, tvaru, velikosti a množství prachových zrn, která během provozu vznikla. Tato metoda se v posledních letech standardně používá u velkého množství fúzních zařízení [Rubel et al., 2001; Sharpe et al., 2002; Grisolia et al., 2009; Rohde et al., 2009]. Složení prachových zrn dle očekávání koresponduje s materiály, které jsou použity pro vnitřní stěny tokamaku, divertor a pro vnitřní diagnostická zařízení. V současnosti tak převažuje hlavně uhlík, jako nejpoužívanější materiál pro vnitřní stěny, dále pak železo, chrom, nikl, molybden, měď, mosaz a další materiály užití v diagnostických zařízeních. Pro budoucí generace tokamaků včetně již budovaného zařízení ITER však nebude použití uhlíku vhodné díky jeho vysoké retenční schopnosti radioaktivního tritia, které bude používáno jako palivo. Z tohoto důvodu se uvažuje o použití wolframu či beriliové oceli jako materiál pro vnitřní stěny a divertor [Neu et al., 2013; Coenen et al., 2013].

Prachová zrna odebraná z několika tokamaků naznačují, že velikost zrn se pohy-

buje od 0,1 do 100 μm a jejich velikostní rozdělení odpovídá log-normálnímu rozdělení se střední hodnotou kolem jednoho mikrometru [Sharpe et al., 2002]. Je nutno podotknout, že prachová zrna jsou většinou sbírána pomocí filtrů a zrna velikosti několika nanometrů a menší tak není možné zachytit, i když se předpokládá, že i tyto velikosti se v zařízeních vyskytují.

Je také nutné poznamenat, že množství prachu odebrané z tokamaku, silně závisí na době jeho provozu od poslední odstávky (čištění) a na druhu výboje, který se v daném zařízení studuje. Velmi zajímavá je také informace o tvaru jednotlivých zrn, která může naznačit, jak jednotlivé prachové zrno vzniklo. Z obrázku 1.1 je patrné, že rozmanitost je velká a v tokamacích můžeme nalézt jak zrna nepravidelných tvarů, vločky, ale i zrna čistě kulová. Za nejčastější zdroje prachu se považuje eroze stěn či diagnostických zařízení, růst prachu v objemu z nečistot v plazmatu a odlupování usazených nečistot ze stěn tokamaku.

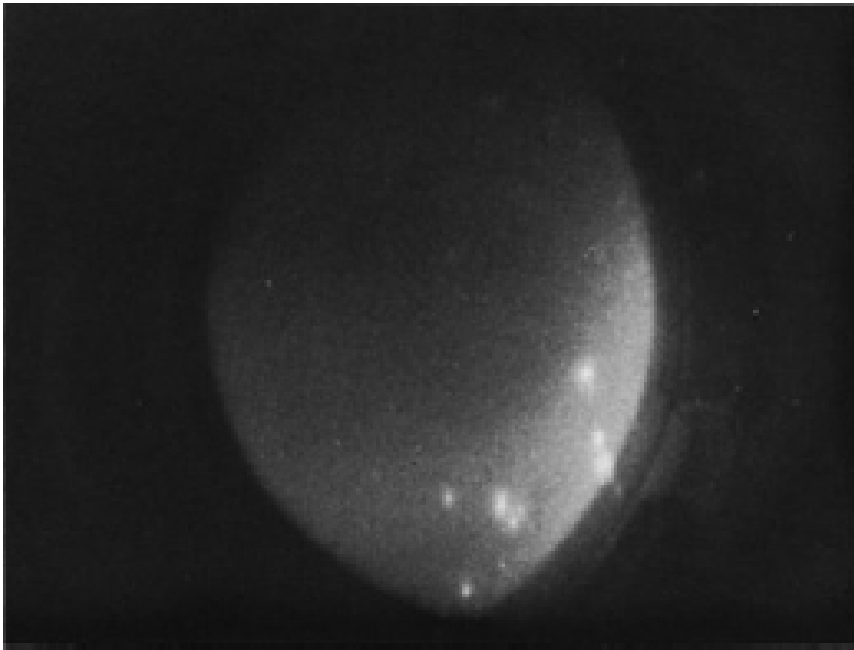


Obrázek 1.1: Prachová zrna sebraná z fúzních zařízení. Převzato z Sharpe et al. [2002].

Prachová zrna je možno v tokamacích detekovat také pomocí Thomsonova rozptylu, který se používá jako standardní metoda k určení teploty a hustoty plazmatu ve fúzních zařízeních již řadu let. Oscilace intenzity rozptýleného laserového záření vedly k domněnce, že signál může nést informaci také o hustotě prachových zrn a je-

jich velikostním rozdělení. První experiment, kde bylo použito laseru ke sledování úmyslně vhozených uhlíkových zrn do tokamaku JIPP-IIU, provedl Narihara et al. [1997]. První pokus o analýzu signálu z Thomsnova rozptylu pro určení koncentrace a velikostí prachových zrn v tokamaku DIII-D realizoval West et al. [2006] a následně Smirnov et al. [2007]. Toto měření ukázalo, že střední velikosti prachových zrn získané touto metodou během výboje odpovídají údajům získaným z analýzy prachu sesbíraného po měřicí kampani. Údaje o průměrná hustotě prachových částic nepřesahují 0.1 cm^{-3} , což umožňuje při analýze dynamiky prachových zrn v tokamaku zanedbat vzájemné srážky mezi jednotlivými zrny. Získané výsledky rovněž ukazují, že prachová zrna se vyskytují převážně v okrajovém plazmatu a do vnitřní části se dostávají pouze na krátkou dobu po disrupcích. Je nutno podotknout, že touto metodou mohou být sledována jen malá zrna, neboť laserový rozptyl na velkých zrnech vede k saturaci detekčního systému.

Pozorování prachových zrn pomocí kamer se používá již od roku 1982, kdy Goodall [1982] poprvé pozoroval poletující objekty v tokamaku DITE (obrázek 1.2). V současné době se používají kamery s velkým časovým rozlišením, které podávají velmi cenné informace o dynamice jednotlivých prachových zrn ve výboji [Rubel et al., 2001; Saito et al., 2007; Tang et al., 2011]. Současné pozorování pomocí dvou a více kamer pak umožňuje sledování přesné dráhy prachového zrna a určení jeho rychlosti [Roquemore et al., 2006, 2007; Boeglin et al., 2008]. Tato pozorování umožňují porovnání s teoretickými modely. Pozorování pomocí rychlých kamer objevilo, že prach se pohybuje převážně v toroidálním směru s rychlostí, která může dosahovat až stovek metrů za sekundu. Množství prachových zrn, které kamery zaznamenávají, se zvyšuje až o dva řády při disrupcích, během kterých je uvolněno množství prachu ze stěn do plazmatu. Tímto způsobem je však možno detekovat jen prachová zrna větší než několik mikrometrů (mezní velikost samozřejmě závisí na konkrétním druhu kamery, vzdálenosti prachového zrna od kamery a jeho rychlosti).



Obrázek 1.2: První pozorování prachových zrn v tokamaku pomocí rychlé kamery. Převzato z Goodall [1982].

Experimentální studium prachu ve fúzních zařízeních je schopno poskytnout užitečné informace o složení, tvaru a velikosti jednotlivých zrn, případně i o jejich dynamice, ale neumožňuje nám hlubší porozumění elementárních procesech jako je jejich nabíjení a ohřev při interakci s plazmatem. Pro pochopení těchto procesů je nutno použít počítačové simulace, například [Martin et al., 2008; Bacharis et al., 2010; De Temmerman et al., 2010; Krasheninnikov et al., 2011; Smirnov et al., 2011; Tanaka et al., 2011; Bacharis et al., 2012]. Z těchto důvodů jsou důležité experimenty, které dovolí studovat vliv jednotlivých nabíjecích procesů odděleně a poskytnout tak kvalitní vstupní data do modelů.

Kapitola 2

Nabíjení sférických prachových zrn v plazmatu

Interakce prachových zrn s plazmatem vede k jejich nabíjení jak záchytem eletronů a iontů, tak sekundární elektronovou emisí (SEE) způsobenou energetickými elektrony. V prostředí, kde se vyskytuje UV záření, hraje významnou roli i fotoemise, naopak v prostředí, kde jsou prachová zrna ohřáta na vysoké teploty, může mít vliv na celkový náboj zrna také termoemise. Jsou-li malá prachová zrna nabita na vysoké potenciály, může se projevit vliv silného elektrického pole na povrchu zrna díky polní emisi. Elektrické pole na povrchu zrna může mít také vliv na ostatní emisní procesy jako je termoemise a sekundární elektronová emise. Mezi další nabíjecí procesy, které však mají jen okrajový význam, patří například kontaktní nabíjení, beta rozpad či sekundární iont elektronová emise. To, který z výše zmíněných procesů převládá, závisí nejen na konkrétním prostředí, v jakém se prachová zrna nacházejí, ale i na vlastnostech samotných prachových zrn.

Celkový proud na prachové zrno je dán součtem dílčích proudů jako

$$\frac{dQ}{dt} = J = J_e + J_i + J_{pho} + J_{sec} + J_{therm} + J_{fe} \dots \quad (2.1)$$

kde J_e představuje proud primárních elektronů, J_i proud primárních iontů, J_{pho} fotoproud, J_{sec} proud sekundárních elektronů, J_{therm} proud termoelektronů a J_{fe} proud způsobený polní emisí.

Velmi důležitým parametrem při nabíjení je potenciál prachového zrna. Kladně nabitá zrna urychlují elektrony z plazmatu a zvyšují tak jejich tok na zrno a naopak snižují tok kladných iontů. Kladný potenciál snižuje množství emitovaných sekundárních elektronů a fotoelektronů, jelikož povrch mohou opustit pouze elektrony s větší energií než je povrchový potenciál. V případě záporného potenciálu pak mohou zrno opustit všechny elektrony. Kladné ionty jsou záporně nabitým zrnem přitahovány a naopak jsou elektrony bržděny a jejich tok na zrno je snižován. Prachové zrno v plazmatu dosáhne rovnovážného potenciálu v okamžiku, kdy je celkový proud, který je daný vztahem (2.1), roven nule.

2.1 Záchyt primárních částic

Základní nabíjecí proces, který je s prachovým plazmatem spojen, je záchyt primárních částic (elektronů a iontů). Množství částic, které po dopadu na pevnou látku zůstanou na povrchu materiálu, závisí na jejich energii a na úhlu dopadu. Pro nízké energie a kolmý dopad se však pravděpodobnost záchytu primární částice blíží 100% a bere se za konstantu. V nízkoteplotním plazmatu s teplotou elektronů srovnatelnou s teplotou iontů vede tento proces k zápornému náboji zrna díky výrazně větší elektronové rychlosti, která ústí v podstatně větší četnost dopadu elektronů na povrch zrna.

Tok elektronů a iontů dopadajících na kulové prachové zrno o poloměru a se dá pro případ, kdy je možno zanedbat vzájemné srážky elektronů a iontů (poloměr zrna je mnohem menší než Debyeova stínící délka λ_D , která je mnohem menší než střední

volná dráha částic v plazmatu λ), napsat pomocí polárních souřadnic a rychlosti jako

$$\begin{aligned} J_\alpha &= 4\pi a^2 \int_{v=v_\alpha}^{\infty} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\psi=0}^{2\pi} v \cos \theta f_\alpha(v) v^2 \sin \theta d\theta d\psi dv \\ &= 4\pi a^2 \int_{E=\max(0, \pm e\varphi)}^{\infty} \left[1 \pm \left(-\frac{eU}{E} \right) \right] \frac{dj_\alpha}{dE} dE, \end{aligned} \quad (2.2)$$

kde α představuje elektrony nebo ionty (popřípadě více druhů iontů ve vícerozložkovém plazmatu), e je velikost elementárního náboje, v je rychlost a E energie primárních částic a U je povrchový potenciál zrna [Horányi, 1996]. Výraz $dj_\alpha/dE = (2\pi E/m_\alpha^2) f_\alpha(E)$ je energetický diferenciální tok částic, kde m_α je hmotnost a $f_\alpha(E)$ distribuční funkce elektronů a iontů.

Pro nejčastěji používané Maxwellovské rozdělení energie částic má diferenciální tok následující podobu

$$\frac{dj_\alpha}{dE} = \frac{2\pi E}{m_\alpha^2} n_\alpha \left(\frac{m_\alpha}{2\pi kT_\alpha} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E}{kT_\alpha}\right), \quad (2.3)$$

kde T_α je teplota, n_α hustota elektronů či iontů a k je Boltzmannova konstanta [Horányi, 1996].

Dosazením rovnice (2.3) do (2.2) dostaneme všeobecně známý vztah (2.4) pro elektronový proud v závislosti na potenciálu zrna [Horányi, 1996]:

$$J_e = J_{0e} \times \begin{cases} \exp(+eU/kT_e) & U < 0 \\ (1 + eU/kT_e) & U \geq 0 \end{cases}, \quad (2.4)$$

kde $J_{0e} = 4\pi a^2 n_e (kT_e/2\pi m_e)^{1/2}$.

Obdobně pro iontový proud platí vztah

$$J_i = J_{0i} \times \begin{cases} \exp(-eU/kT_i) & U \geq 0 \\ (1 - eU/kT_i) & U < 0 \end{cases}, \quad (2.5)$$

kde $J_{0i} = 4\pi a^2 n_i (kT_i/2\pi m_i)^{1/2}$.

Výše zmíněné vztahy platí pouze pro případ, kdy je vzájemná rychlost prachového zrna vůči plazmatu zanedbatelná vzhledem k tepelné rychlosti částic plazmatu. Tato podmínka platí velmi dobře pro laboratorní plazma, ale například pro sluneční vítr, který se pohybuje rychlostí od 400 do 700 km/s, je nutno při výpočtu toku iontů na prachové zrno s touto rychlostí počítat. S použitím Maxwelova rozdělení s driftem dostaneme pro proud iontů na záporně nabitě zrno následující vztah [Whipple, 1981]:

$$J_i = \frac{J_{0i}}{2} \left[\left(M^2 + \frac{1}{2} - \frac{eU}{kT_i} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{M} \operatorname{erf}(M) + \exp(-M^2) \right], \quad (2.6)$$

kde $M = w/(2kT_i/m_i)^{1/2}$ je Machovo číslo (poměr vzájemné rychlosti mezi prachovým zrnem a plazmatem w k iontové tepelné rychlosti) a

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-y^2) dy \quad (2.7)$$

je chybová funkce.

Pro kladně nabitá zrna platí obdobně vztah

$$J_i = \frac{J_{0i}}{4} \left\{ \left(M^2 + \frac{1}{2} - \frac{eU}{kT_i} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{M} \left[\operatorname{erf} \left(M + \sqrt{eU/kT_i} \right) + \operatorname{erf} \left(M - \sqrt{eU/kT_i} \right) \right] + \right. \\ \left. + \left(\sqrt{\frac{eU}{kT_i M}} + 1 \right) \exp \left[- \left(M - \sqrt{\frac{eU}{kT_i M}} \right)^2 \right] - \right. \\ \left. - \left(\sqrt{\frac{eU}{kT_i M}} - 1 \right) \exp \left[- \left(M + \sqrt{\frac{eU}{kT_i M}} \right)^2 \right] \right\} \quad (2.8)$$

Pro elektrony, jejichž tepelná rychlost je podstatně větší než rychlost iontů, nejsou výše uvedené korekce v naprosté většině případů potřeba.

2.2 Sekundární elektronová emise

Sekundární elektronová emise (SEE) je proces, při kterém elektron dopadající na povrch pevné látky předá část své kinetické energie elektronu v látce, který může následně povrch opustit. Tyto elektrony nazýváme pravé sekundární elektrony. Primární elektron může rovněž po několika srážkách v materiálu opustit povrch. Tyto elektrony jsou nazývány rozptýlené primární elektrony. Poměr mezi počtem elektronů, které povrch opustí a počtem primárních elektronů, které dopadají na povrch, se označuje jako σ a nazývá se výtěžek sekundární elektronové emise. Tento výtěžek můžeme rozdělit na dvě složky, a to na výtěžek pravých sekundárních elektronů δ (poměr pravých sekundárních elektronů k primárním) a rozptýlených elektronů η (poměr rozptýlených primárních elektronů k jejich celkovému počtu). Platí, že

$$\sigma = \delta + \eta. \quad (2.9)$$

Typická energie pravých sekundárních elektronů (δ) se pohybuje v jednotkách elektronvoltů a pro kladně nabitá prachová zrna s povrchovým potenciálem větším než několik voltů, a tak pravé sekundární elektrony nemohou povrch opustit. Na druhou stranu energie rozptýlených elektronů (η) je blízká energii primárních elektronů, a tak mohou opustit i více kladně nabitý povrch.

Pro výpočet proudu sekundárních elektronů se velmi často používá Sternglassův teoretický model popisující výtěžek pravých sekundárních elektronů [Sternglass, 1957], který byl vytvořen pro kolmý dopad elektronů na velké rovinné vodivé vzorky. Závislost tohoto výtěžku na energii primárních elektronů je dána následujícím vztahem:

$$\delta(E) = \epsilon^2 \delta_M (E/E_M) \exp[-2(E/E_M)^{1/2}], \quad (2.10)$$

kde ϵ je Eulerovo číslo a δ_M je maximum výtěžku pravých sekundárních elektronů, které nastává pro energii primárních elektronů E_M . Například pro sklo platí,

$\delta_M = 3.356$ a $E_M = 350$ eV. Závislosti výtěžku pravých sekundárních elektronů δ na energii primárních elektronů daných vztahem 2.10 pro tři různé materiály (sklo, uhlík a wolfram) jsou znázorněny na obrázku 2.1. Pro výpočet byly použity materiálové konstanty δ_M a E_M získané z databáze interakce elektronů s pevnou látkou [Joy, 1995]. Pro nízké energie primárních elektronů je množství sekundárních elektronů limitováno energií elektronů primárních, a proto se vzrůstem jejich energie výtěžek pravé sekundární elektronové emise roste. S rostoucí energií primárních elektronů roste ovšem i hloubka, v jaké se generují elektrony sekundární. Z tohoto důvodu pro vysoké energie elektronů primárních klesá koeficient δ , jelikož klesá pravděpodobnost, že sekundární elektron generovaný ve větší vzdálenosti od povrchu tento povrch opustí. I přesto, že autor omezil platnost tohoto předpisu pouze do čtyřnásobku E_M , je často v literatuře používán pro výpočet proudu sekundárních elektronů pro libovolně vysoké energie primárních elektronů.

Proud sekundárních elektronů může být s použitím vztahů 2.4 a 2.10 popsán pro plazma s Maxwellovským rozdělením energií a negativně nabitá zrna ($U < 0$) dle Meyer-Vernet [1982] jako

$$J_{sec} = \frac{\epsilon^2}{2} \delta(M) J_{0e} \exp(+eU/kT_e) F_5(E_M/4kT_e), \quad (2.11)$$

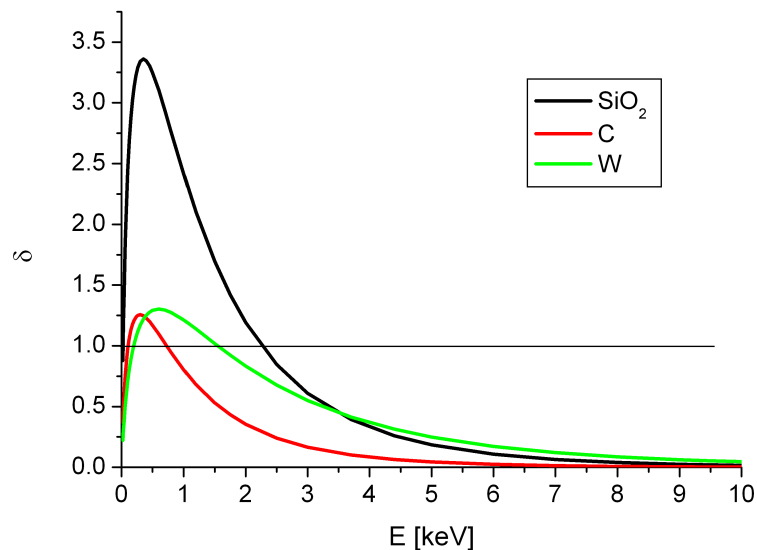
kde

$$F_5(x) = x^2 \int_0^\infty u^5 \exp^{-(xu^2+u)} du. \quad (2.12)$$

Pro pozitivně nabitá zrna ($U > 0$) pak obdobně platí:

$$J_{sec} = \frac{\epsilon^2}{2} \delta(M) J_{0e} (1 + eU/kT_s) \exp(+eU/kT_e - eU/kT_s) F_{5,B}(E_M/4kT_e), \quad (2.13)$$

kde kT_s představuje teplotu sekundárních elektronů, pro které předpokládáme Maxwellovské rozdělení energií,



Obrázek 2.1: Závislost výtěžku pravých sekundárních elektronů δ na energii primárních elektronů daných vztahem 2.10 pro sklo, uhlík a wolfram.

$$F_{5,B}(x) = x^2 \int_B^\infty u^5 \exp^{-(xu^2+u)} du \quad (2.14)$$

a

$$B = (4eU/E_M). \quad (2.15)$$

Je nutno poznamenat, že použitím takto vypočteného proudu sekundárních elektronů je opomíjen vliv konečného rozměru prachového zrna, závislost výtěžku SEE na úhlu dopadu primárních elektronů a rozptyl primárních elektronů. Laboratorní experimenty s nabíjením prachových zrn ukázaly, že Sternglassův model [Sternglass, 1957] sekundární elektronové emise není vhodný pro energie primárních elektronů, při kterých je jejich útlumová dráha srovnatelná s velikostí zrna [Svestka

et al., 1993; Chow et al., 1994; Pavlů et al., 2007].

2.2.1 Model sekundární elektron elektronové emise pro prachová zrna

Je nutno poznamenat, že výše popsaný Strenglassův model [Strenglass, 1957] není jediný. I přes existenci dalších modelů sekundární elektronové emise však zůstává stále nejpoužívanějším, a to hlavně pro jeho jednoduchost v podobě jediné formule a dvou materiálových konstant. Původní Strenglassův model [Strenglass, 1957] byl později upraven Draine a Salpeterem [Draine and Salpeter, 1979] pomocí fitování experimentálních dat tak, aby popisoval výtěžek pravých sekundárních elektronů i pro větší energie elektronů primárních. Vzniklo také několik modelů určených přímo pro sférická zrna. Sekundární elektronovou emisí ze submikronových olejových kapek se zabýval Ziemann [Ziemann et al., 1995], který dosáhl dobré shody teorie s experimentálními výsledky pro energie do 250 eV. Chow et al. [1993] vyvinula model pro sférická zrna, který předpokládal pohyb primárních elektronů uvnitř zrna po přímce. Jelikož model neodpovídal experimentálním datům [Svestka et al., 1993], byl následně tento model upraven [Chow et al., 1994]. Upravená verze modelu poskytovala výtěžek pravých sekundárních elektronů s více maximy a pomocí variace konstant modelu našli autoři shodu s experimentálními daty. Nevýhodou modelu však je, že vyžaduje použití rozdílných sad konstant pro nízko a vysoko-energetickou část.

Na Katedře fyziky povrchů a plazmatu byl v uplynulých letech vyvinut nový numerický model, který zahrnuje vliv velikosti zrn a kromě výtěžku pravých sekundárních elektronů počítá i s rozptylem elektronů primárních [Richterová et al., 2004, 2006, 2010]. Tento model vychází z několika předpokladů:

- 1) Předpokládají se homogenní sférická zrna bez detailní atomární či elektronové struktury. Tento předpoklad tak nedovoluje užití modelu pro malé molekulové klas-

try.

2) Primární elektrony pronikají do zrna, kde se sráží s atomy zrna a následně mění směr podle Hovingtonova modelu rozptylu [Hovington et al., 1997]. Mezi jednotlivými srážkami se primární elektrony pohybují přímočaře a dráha mezi jednotlivými srážkami je úměrná energii primárních elektronů.

3) Při každé srážce je předána část energie primárního elektronu elektronům materiálu zrna, které mohou zrno následně opustit. Množství exitovaných elektronů během každé srážky závisí na aktuální energii primárního elektronu. Exitované sekundární elektrony se chovají nezávisle na energii primárního elektronu.

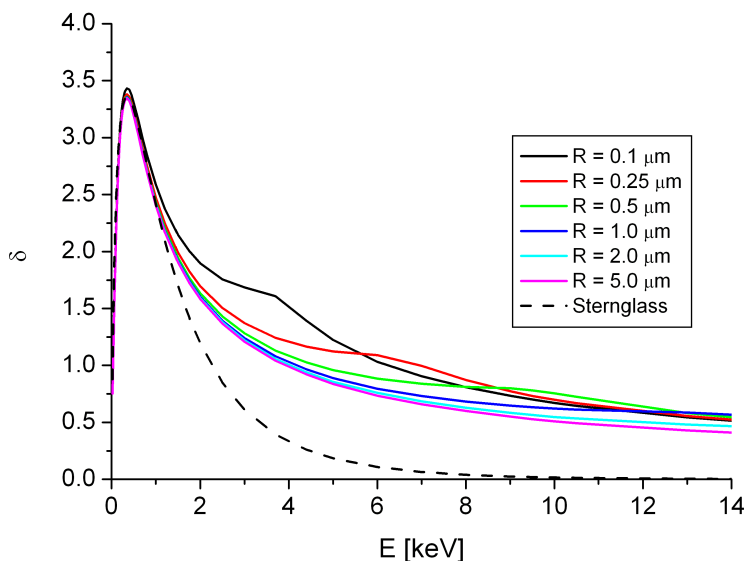
4) Pravděpodobnost, že exitovaný sekundární elektron dosáhne povrchu zrna exponenciálně klesá s jeho vzdáleností od povrchu.

5) Energetické spektrum pravých sekundárních elektronů nezávisí na energii elektronů primárních.

Model byl testován jednak na planárních vzorcích, jednak jeho výsledky byly porovnávány pro různé typy zrn s výsledky laboratorních experimentů [Richterová et al., 2004, 2006, 2010]. Ukázalo se, že model lépe popisuje interakce energetických elektronů s prachovými zrny v případě, kdy je penetrační dráha primárních elektronů srovnatelná s velikostí zrn.

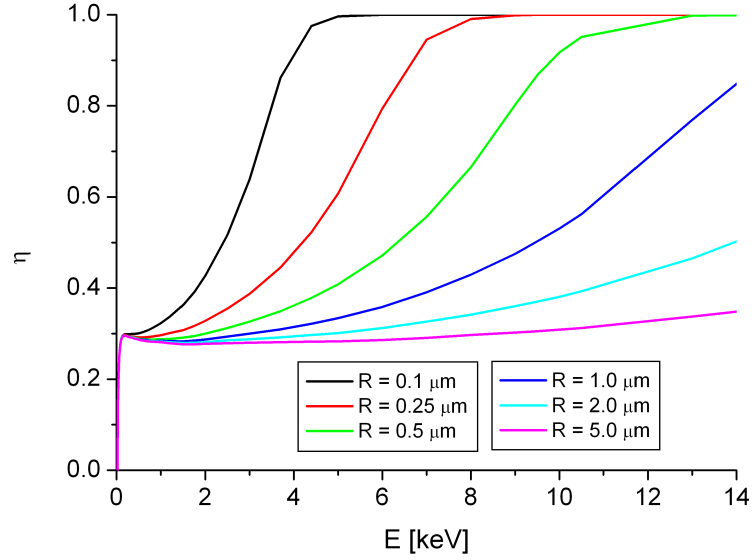
Velikost zrna má vliv na výtěžek pravých sekundárních elektronů v okamžiku, kdy jsou tyto elektrony generovány v takové hloubce pod povrchem, že mohou zrno opustit i z jeho zadní strany. Díky tomuto efektu tak výtěžek pro malá zrna roste. Tento rozdíl ilustruje obrázek 2.2, kde je porovnán výtěžek pravé SEE pro skleněná zrna různých velikostí spočtených podle modelu Richterová et al. [2010] se Stern-glassovým modelem [Sternglass, 1957]. Z obrázku je patrné, že vliv velikosti zrna se začíná projevovat pro energie primárních elektronů větší než 1 keV. Výrazněji však velikost zrn ovlivňuje množství rozptýlených primárních elektronů, což je patrné z obrázku 2.3, kde jsou porovnány výtěžky rozptýlených primárních elektronů

pro několik velikostí skleněných zrn získaných z nového modelu. Pro skleněné zrno o poloměru $0,1 \mu\text{m}$ začíná množství rozptýlených primárních elektronů prudce narůstat pro energie větší než 1 keV a od 4 keV je již energie primárních elektronů natolik velká, že všechny tyto elektrony zrno opustí. Z druhé strany u zrna o poloměru $5 \mu\text{m}$ je množství rozptýlených primárních elektronů víceméně konstantní až do energií 14 keV . Nárůst množství rozptýlených primárních elektronů může silně zvýšit kladný potenciál zrna díky tomu, že jejich energie je srovnatelná s energií elektronů primárních, a tak mohou opustit povrch i silně kladně nabitého vzorku.



Obrázek 2.2: Závislost výtěžku pravých sekundárních elektronů δ na energii primárních elektronů pro několik velikostí skleněných zrn spočtených pomocí modelu sekundární elektronové emise z prachových zrn [Richterová et al., 2010] a porovnáno se Sternglassovým vztahem 2.10.

Pomocí takto spočtených výtěžků δ a η a s použitím vztahu 2.2 je možno pro Maxwellovské plazma určit proud sekundárních elektronů z prachových zrn jako



Obrázek 2.3: Závislost výtěžku rozptýlených primárních elektronů η na jejich energii pro několik velikostí skleněných zrn spočtených pomocí modelu sekundární elektronové emise z prachových zrn [Richterová et al., 2010].

$$J_{sec} = nAe \int_{-eU}^{\infty} (1 + eU/E) \frac{dj}{dE} \sigma(E + eU) dE \quad (2.16)$$

a s použitím vztahu 2.9 tak dostaneme

$$J_{sec} = nAe \int_{-eU}^{\infty} (1 + eU/E) \frac{dj}{dE} \eta(E + eU) dE + \\ + nAe(1 + eU/kT_s) \exp(-eU/kT_s) \int_0^{\infty} (1 + eU/E) \frac{dj}{dE} \delta(E + eU) dE \quad (2.17)$$

2.3 Termoemise

Termoemise je proces, při kterém elektrony samovolně opouštějí látku díky vysoké teplotě materiálu. Tento proces může nabývat na významu ve vysokoteplotním plazmatu, kde prachová zrna mohou dosahovat teplot až několika tisíců stupňů. U tohoto procesu hraje důležitou roli energetické rozdělení elektronů opouštějících prachové zrno (termoelektronů). Obecně se uvažuje o Maxwelllovském rozdělení s teplotou odpovídající teplotě zrna T_d . Pro případ kladně nabitých zrn tak termoemise nehraje skoro žádnou roli, jelikož excitované elektrony nemohou kvůli své nízké energii kladný povrch opustit.

Proud elektronů z kulového prachového zrna způsobený termoemisí je možno popsat pomocí známého Richardson-Dushmanova vztahu [Krasheninnikov et al., 2011] jako:

$$J_{therm} = 4.8 \times 10^6 \pi a^2 k T_d^2 \exp(-w_f/kT_d) \begin{cases} 1 & U < 0 \\ \exp(-eU/kT_d) & U \geq 0 \end{cases} \quad (2.18)$$

kde T_d je teplota prachového zrna a w_f je výstupní práce materiálu zrna.

2.4 Fotoemise

Změnu náboje prachových částic vyvolává i interakce s elektromagnetickým zářením. Je-li kvantum záření zrnem absorbováno, může předat svou energii elektronu. Pokud je tato energie dostatečná, může elektron zrno opustit. Tento jev se nazývá fotoemise. Silně závisí na materiálu zrna a na druhu elektromagnetického záření. Pro dlouhé vlnové délky nenese kvantum dostatečné množství energie k excitaci sekundárních elektronů. Práh fotoemise označuje minimální energii, která je k tomu potřebná. Práh je závislý na materiálu zrna a spadá do oblasti ultrafialového záření. Obdobně

jako u termoemise, i v tomto případě hraje významnou roli energetické rozdělení sekundárních elektronů (zde mluvíme o fotoelektronech). Fotoemise je dominantní proces v kosmickém prostoru, kde sluneční UV záření ovlivňuje náboj osvětlených objektů prachovými zrnky počínaje a povrchem měsíců či planet konče. V tomto případě se většinou za odpovídající energetické rozdělení fotoelektronů často používá Maxwellovo s teplotou fotoelektronů T_{pho} v rozmezí 1 - 4 eV [Horányi, 1996]. Pro výpočet proudu fotoelektronů z kulových zrn v kosmickém prostoru způsobeným zářením Slunce platí následující vztah [Whipple, 1981]:

$$J_{pho} = 2.5 \times 10^{10} \pi a^2 e \kappa / d^2 \begin{cases} 1 & U < 0 \\ \exp(-eU/kT_{pho}) & U \geq 0 \end{cases}, \quad (2.19)$$

kde d je vzdálenost od Slunce měřená v astronomických jednotkách AU a κ je parametr blízký jedné pro vodivé a kolem 0,1 pro nevodivé materiály [Whipple, 1981]. Sluneční záření zpravidla vede ke kladnému potenciálu prachových zrn v řádu několika voltů, jelikož se jedná o dominantní nabíjecí proces v kosmickém prostoru a převládá i vliv zachytu elektronů v prostředí, kde není podstatná sekundární elektronová emise. Příkladem takového prostředí je sluneční vítr. Kladný potenciál zrna je limitovaný tím, že fotoelektrony nemohou opustit nabitý povrch.

2.5 Polní emise

Mezi další procesy, které ovlivňují náboj prachových částic, patří polní emise, při které dochází ke snižování potenciálu zrna vlivem silného elektrického pole. Tyto procesy tak mohou limitovat maximální náboj malých prachových částic, u kterých dosahuje intenzita elektrického pole na povrchu vysokých hodnot i u relativně nízkých potenciálů. Rozlišujeme elektronovou a iontovou polní emisi.

2.5.1 Polní elektronová emise

Polní elektronová emise je proces, při kterém dochází k tunelování elektronů vlivem silného elektrického pole z materiálu do volného prostoru. Tímto polem může být buď vnější elektrické pole a nebo pole vzniklé silným záporným nábojem zrna. Pro elektronovou polní emisi platí známý Fowler-Nordheimův vztah [Fowler and Nordheim, 1928]:

$$J_{fe} = 13,7 \times 10^{-7} \pi a^2 \left(\frac{U}{a}\right)^2 \exp\left(\frac{6,52 \times 10^{10} a}{U}\right). \quad (2.20)$$

2.5.2 Polní iontová emise

Pokud jsou prachová zrna nabitá na vysoký kladný povrchový potenciál, může docházet k jeho snižování emitováním kladných iontů. Tento proces se nazývá iontová polní emise. V podstatě se jedná o tři různé procesy, které jsou založeny na tunelování elektronů z neutrálních atomů nebo molekul z těsné blízkosti zrna. Procesy se liší v původu neutrálních atomů, které jsou vlivem silného elektrického pole ionizovány. Polní iontovou emisí je tak možno stejně jako polní elektronovou emisí vysvětlit pouze s použitím kvantové mechaniky. První z procesů se nazývá polní desorpce. Při tomto procesu jsou silným elektrickým polem ionizovány atomy desorbované z povrchu, elektron tedy tuneluje z neutrálního atomu, který opustil zrno zpět na jeho povrch a vzniklý kladný iont je od kladně nabitého zrna odpuzen. Druhým procesem je polní ionizace. Jedná se o velmi podobný proces jako polní desorpce, kde však nejde o ionizovaný atom desorbující z povrchu, ale o atom z okolního prostředí nacházející se v blízkosti povrchu. Třetí proces je polní vypařování, při kterém dochází k ionizaci atomů látky samotné. Všechny tyto procesy se pak jeví jako unikání kladných iontů z povrchu. Polní emise výrazně limitují maximální povrchový potenciál, na jaký mohou být malá prachová zrna nabitá.

2.6 Další nabíjecí procesy

Další procesy mají již na náboj prachových zrn pouze minoritní vliv. Patří mezi ně například sekundární ion elektronová emise, při které ionty dopadající na pevnou látku předají část své kinetické energie elektronům z látky, a ty pak následně mohou látku opustit. Tento proces je možno, obdobně jako sekundární elektronovou emisi, popsat pomocí jejího výtěžku, který je však řádově nižší, a tak má na celkový náboj zrna jen zanedbatelný vliv. Kontaktní nabíjení, při kterém dochází k přenosu náboje mezi dvěma objekty při vzájemném kontaktu, může hrát roli při počátečním nabíjení zrn na povrchu Měsíce či Marsu, ale pro nabíjení prachových zrn v plazmatu nemá podstatný význam. Zrna obsahující radioaktivní prvky mohou rovněž získat náboj díky jejich radioaktivnímu rozpadu. Takové nabíjení bude velmi pomalé a bude mít význam jen v prostředích, kde je tento nabíjecí proces osamocen.

2.7 Shrnutí nabíjecích procesů

O tom, který z výše popsaných procesů převládá, rozhoduje hlavně konkrétní prostředí, v jakém se prachové zrno nachází. Nejvýznamnějším nabíjecím proudem v plazmatu je pro většinu prostředí záchyt elektronů. Záchyt iontů je při stejné teplotě nabitých částic vzhledem k jejich podstatně větší hmotnosti (nižší pohyblivosti) méně významný. Prachová zrna tak ve většině prostředí získají záporný náboj. Pro prostředí, kde se vyskytují elektrony o vysokých energiích (více než 50 eV), začne být významná i sekundární elektronová emise, která se může stát nejvýznamnějším nabíjecím procesem. Tento proces silně závisí na materiálu zrna, a tak, kromě konkrétního prostředí, bude mít na celkový náboj zrna vliv i jeho materiálové složení. Vlivem sekundární elektronové emise, tak mohou prachová zrna získat kladný náboj. Ke kladnému náboji zrn vede také fotoemise, která je významná v prostředí s nízkou koncen-

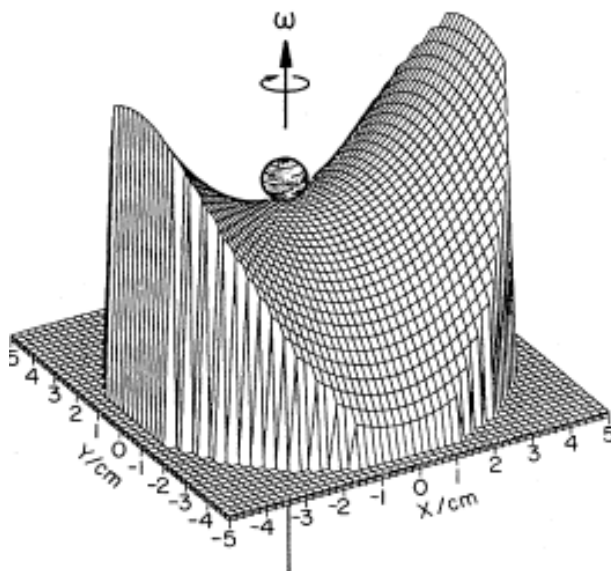
trací nabitých částic. Příkladem takového prostředí je plazma v kosmickém prostoru, kde jsou koncentrace řádově 1 cm^{-3} . Náboj zrn zahřátých na vysoké teploty může ovlivnit i termoemise. Polní emise mohou u malých zrn limitovat maximální náboje, a to díky vysoké intenzitě elektrického pole na povrchu i pro relativně nízké povrchové potenciály.

Kapitola 3

Experimentální aparatura pro studium nabíjení prachových zrn

V úvodní kapitole byly stručně představeny možnosti laboratorního výzkumu interakce prachových zrn s plazmatem. Jeden z takových experimentů probíhá po řadu let i na Katedře fyziky povrchů a plazmatu ve Skupině kosmické fyziky. Experiment využívá takzvanou iontovou (Paulovu) past [Paul, 1990], jejíž koncept vyvinul Wolfgang Paul a spolu s Hans Georg Dehmeltem za ní byl v roce 1989 oceněn Nobelovou cenou. Iontová past byla vyvinuta koncem padesátých let minulého století pro dlouhodobé udržení iontů v prostoru, nicméně se dá úspěšně použít i pro zachycení nabitých prachových zrn. Jedná se o soustavu elektrod napájenou střídavým napětím, jež vytváří pole s efektivním minimem v prostoru. Průběh potenciálu v iontové pasti je znázorněn na obrázku 3.1. Střídavé napětí způsobuje "otáčení" sedlového průběhu potenciálu, čímž vzniká efektivní minimum, kde je možno zachytit nabitá zrna po velmi dlouhou dobu. Zachycení izolovaného prachového zrna pak umožňuje oddělené studium jednotlivých nabíjecích procesů.

3.1 Experimentální uspořádání

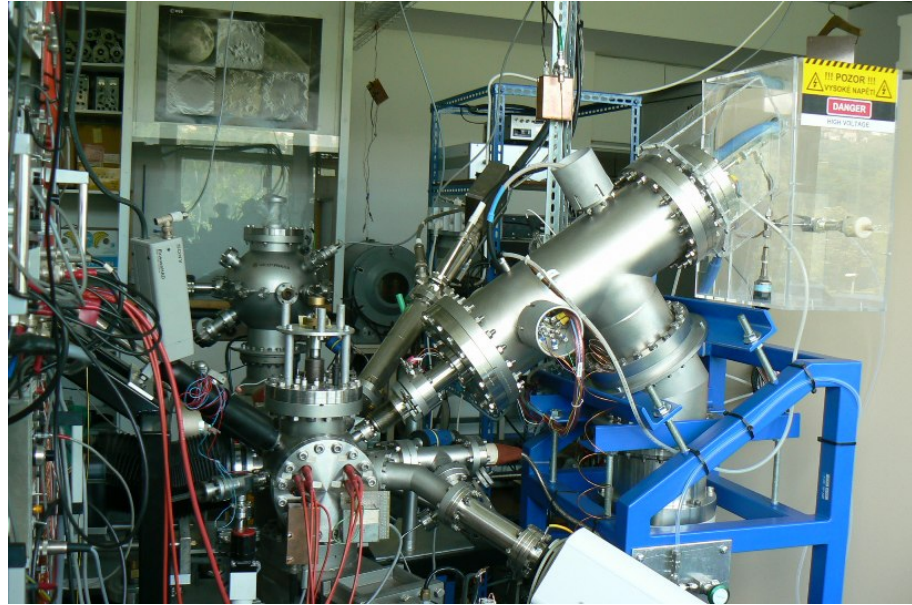


Obrázek 3.1: Potenciál iontové pasti.

Aparatura používaná na Katedře fyziky povrchů a plazmatu byla původně vyvinuta na univerzitě v Heidelbergu v roce 1994 [Čermák, 1994; Čermák et al., 1995] a po převezení do Prahy v roce 1995 byla postupně vylepšována a upravována [Žilavý et al., 1998; Pavlů et al., 2004, 2008b; Němeček et al., 2011]. Protože ve zmíněných pracích byla aparatura podrobně popsána, omezíme se jen na základní seznámení. Fotografie aparatury je na obrázku 3.2 a blokové schéma experimentu je znázorněno na obrázku 3.3.

Paulovu past tvoří tři elektrody (jedna prstencová a dvě hyperbolické) napájené střídavým napětím v rozsahu $V_{ac} = 20$ až 1000 V a frekvencí $f_{ac} = 0,1 \div 100$ kHz. Mezi horní a dolní elektrodu je možno navíc přivést stejnosměrné napětí V_{gc} sloužící ke kompenzaci gravitace, která vychyluje málo nabitá hmotnější zrna ze středu pasti. Z rovnic pro pohyb nabitého zrna v pasti vyplývá, že se pohybuje jako

trojrozměrný harmonický oscilátor. Kmitání zrna v pasti je možno tlumit pomocí přídatných elektrod a během experimentu se nechává zrno kmitat jen v jednom směru označovaném jako z . Mezi frekvencí kmitů v tomto směru a měrným nábojem $\frac{Q}{m}$ (poměr náboje k hmotnosti) platí následující vztah:



Obrázek 3.2: Fotografie aparatury pro studium interakce prachových zrn s elektrony a ionty.

$$\frac{Q}{m} = \frac{\pi^2 r_0^2 f_{ac} f_z}{2\lambda V_{ac}^{ef}} \quad (3.1)$$

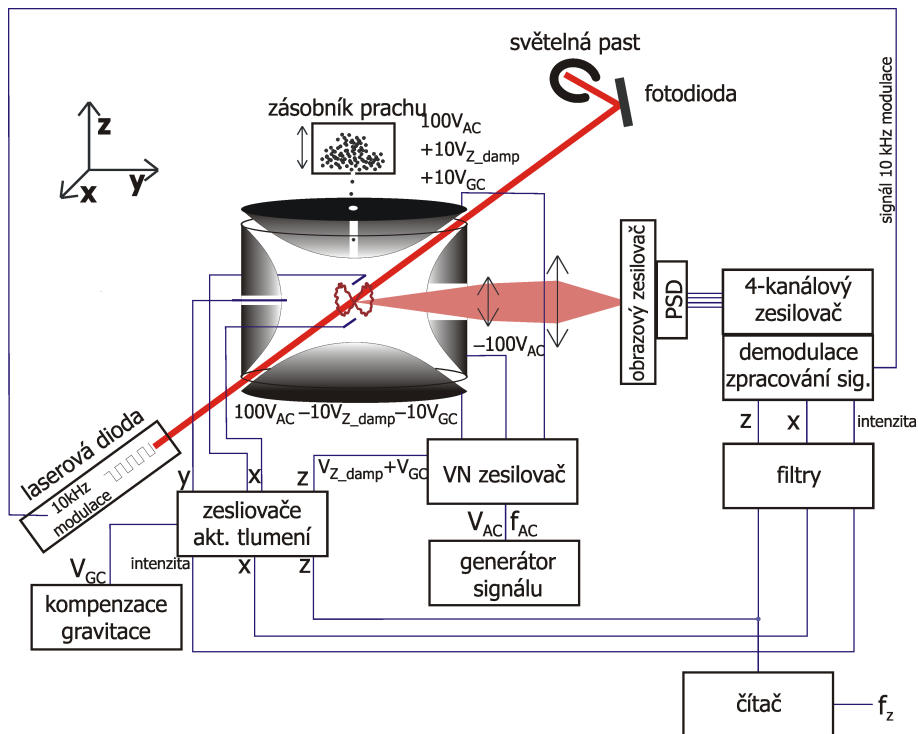
kde r_0 je vnitřní poloměr střední elektrody,

f_{ac} je frekvence kvadrupólového napětí,

f_z je frekvence kmitání zrna ve směru osy z ,

V_{ac}^{ef} je efektivní hodnota kvadrupólového napětí a

λ je korekční faktor závislý na poměru f_{ac} ku f_z .



Obrázek 3.3: Schéma aparatury pro studium interakce prachových zrn s elektrony a ionty.

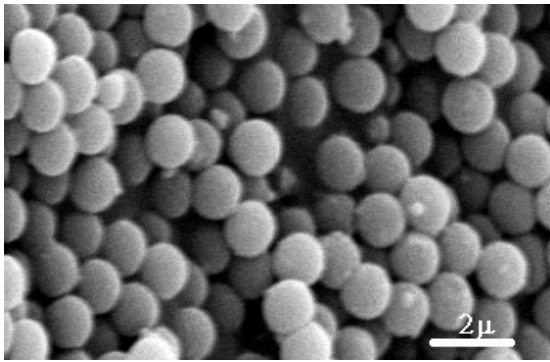
Pokud je poměr frekvencí dostatečně velký ($f_{ac}/f_z > 10$), potom je korekční faktor λ blízký jedné a prachové zrno v pasti vykazuje větší stabilitu. Z uvedeného vztahu je patrné, že měrný náboj lze stanovit ze znalosti napájecích charakteristik kvadrupólu a frekvence kmitů v ose z . Určení této frekvence se provádí pomocí světla laserové diody, které je na zrnu rozptýleno a soustavou čoček převedeno přes optický zesilovač na PIN-diodu sloužící jako polohový detektor (PSD). Používá se laserová dioda o výkonu 50 mW s vlnovou délkou 632,8 nm a modulovaná frekvencí 10 kHz. Tato modulace se používá při zpracování signálu k odfiltrování šumu pomocí synchronní detekce. Signál, který je takto získán, se zesiluje čtyřkanalovým uzkopás-

novým zesilovačem naladěným na modulační frekvenci 10 kHz. Pomocí řídicí jednotky jsou vytvářeny signály X a Z úměrné poloze v příslušných osách a také signál S úměrný celkové intenzitě světla dopadajícího na PIN-diodu. Posledně zmíněný signál nese informaci o pohybu částice v posledním směru Y . Pomocí čítače je ze signálu, který nese informaci o poloze v ose z , určena frekvence kmitů v tomto směru f_z a převedena do řídicího počítače. Ten tuto frekvenci dle vzorce 3.1 přepočítá na hodnotu měrného náboje a následně uloží do souboru. Signály X , Z a S se dále využívají k aktivnímu tlumení kmitů částice v pasti.

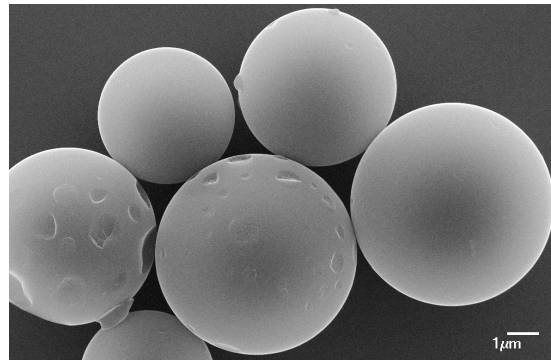
Tímto způsobem jsme schopni sledovat vývoj měrného náboje prachového zrna v čase. Pro nabíjení a vybíjení prachových zrn je možno použít elektronového a iontového děla jako zdroje monoenergetických svazků částic o laditelné energii a proudu. Proud částic je stabilizován zpětnou vazbou na základě měření proudu Faradayovým válcem. energii elektronů je možno měnit od 0,1 do 12 keV a energii iontů v rozsahu 0,1 ÷ 10 keV. Mezi procesy, které je možno aparaturou studovat, patří zejména sekundární elektronová emise, odprašování prachových zrn a polní elektronová a iontová emise.

Pro měření je obecně možno používat prachová zrna nejrůznějšího složení a tvarů, ale pro snadnější interpretaci obdržených výsledků je vhodné používat kulová zrna o známých vlastnostech. Rozměr zrn je limitován jednak množstvím rozptýleného světla tak, aby bylo možno zachycené zrno v pasti zaznamenat a také hmotností zrn, jelikož není možné v pasti udržet zrna s malým poměrem q/m (málo nabitá hmotná zrna). Pro většinu materiálů je tak možno použít zrna od desetin μm až do deseti μm . Snímky typických zrn používaných při experimentech pořízené skenovacím elektronovým mikroskopem jsou znázorněna na obrázku 3.4 (a) sklo, (b) sklovitý uhlík, (c) simulant marsovského prachu JSC-Mars-1 a (d) wolfram.

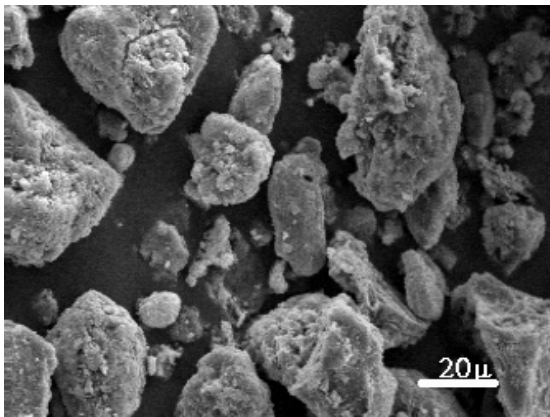
Je nutno poznamenat, že v současnosti je na Katedře fyziky povrchů a plazmatu budována nová aparatura určená pro výzkum interakce prachových zrn s nabitými



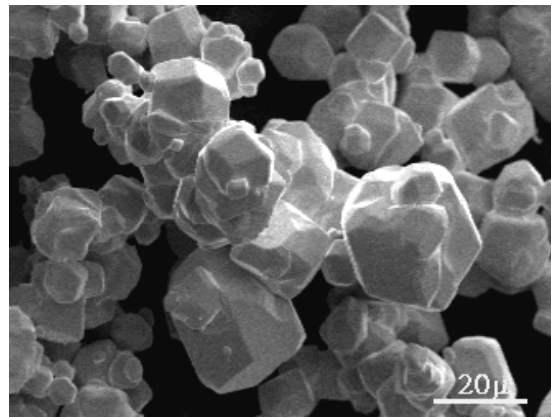
(a)



(b)



(c)



(d)

Obrázek 3.4: Snímky prachových zrn používaných při experimentech pořízené pomocí skenovacího elektronového mikroskopu (a) sklo, (b) sklovitý uhlík, (c) simulant marsovského prachu JSC-Mars-1 a (d) wolfram.

částicemi. Navrhovaná a postupně budovaná aparatura využívá lineární kvadrupól, který je oproti původnímu výrazně otevřenější a množství rozptýleného světla na prachovém zrně, které bude zachyceno soustavou čoček tak významně naroste. Otevřenější kvadrupól také sníží množství sekundárních elektronů generovaných na jeho elektrodách, což zlepší citlivost měření a bude umožňovat měření na menších zrnech [Beranek et al., 2012]. Nový experiment bude vybaven také UV lampou, díky které bude možno studovat fotoemisi z prachových zrn jakožto významný nabíjecí proces

například v kosmickém prostoru.

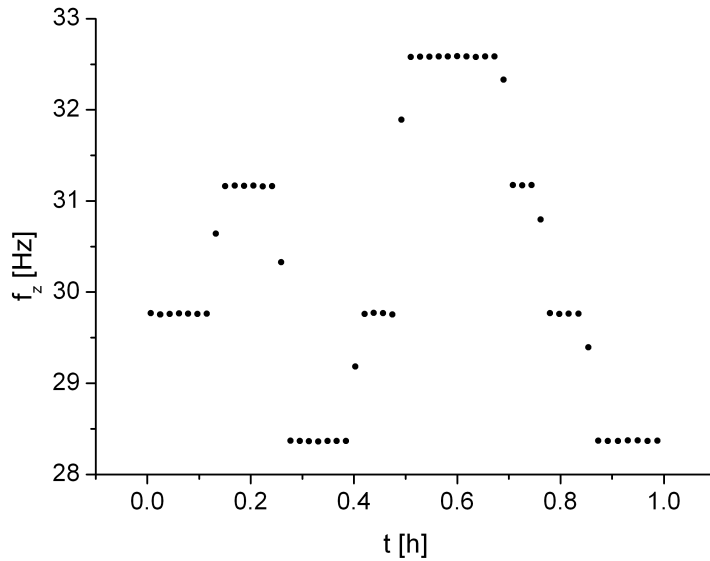
3.2 Určování charakteristik nabíjecích procesů

Během experimentu je jediná měřená hodnota aktuální velikost poměru náboje zrna k jeho hmotnosti nazývaná měrný náboj $\frac{Q}{m}$. Z časového vývoje je možno pomocí derivace získat informaci o velikosti měrného proudu, kterým je zrno nabíjeno či vybíjeno. Jelikož je proces zachycení zrna v pasti čistě náhodný, není možné předem ovlivnit, které ze zrn padajících ze zásobníku se zachytí. Z tohoto důvodu je vyvinuto několik metod, jak získat informace o hmotnosti a kapacitě zachyceného zrna během experimentu. Detailnější popis těchto metod lze najít například v [Čermák, 1994]. Pro měření se ve velké většině případů používají kulová zrna známého materiálu, u kterých se ze znalosti hmotnosti, hustoty a měrného náboje dá určit povrchový potenciál, poloměr zrna a intenzita elektrického pole na povrchu. U zrn nepravidelných tvarů si musíme vystačit se znalostí hmotnosti a povrchového potenciálu.

3.2.1 Určení hmotnosti zrna metodou elementárního náboje

Tato metoda je inspirovaná Millikanovým pokusem [Millikan., 1913] a slouží k přesnému určení hmotnosti prachového zrna [Žilavý et al., 1998]. Přesnost měření měrného náboje ($\frac{Q}{m}$) je natolik velká, že pro málo nabitá zrna je možno zaznamenat i změnu frekvence způsobenou změnou náboje o jeden jediný elektron. Pomocí elektronového děla je možno na prachové zrno vyslat několik málo elektronů. Tyto elektrony pak způsobí malou, ale měřitelnou změnu náboje zrna. Celkový náboj se může zvýšit i snížit záchytem elektronů a sekundární elektron elektronové emisi. Průběh takového měření je znázorněn na obrázku 3.5. Jednotlivé skoky odpovídají změně náboje zrna o celočíselný násobek elementárního náboje. Při dostatečném množství skoků jsme tak schopni odhalit změnu způsobenou jedním elektronem a z této změny následně určit

hmotnost zachyceného zrna. Úpravou rovnice (3.1) dostaneme vztah pro hmotnost zrna:



Obrázek 3.5: Závislost frekvence na čase při určování hmotnosti prachového zrna.

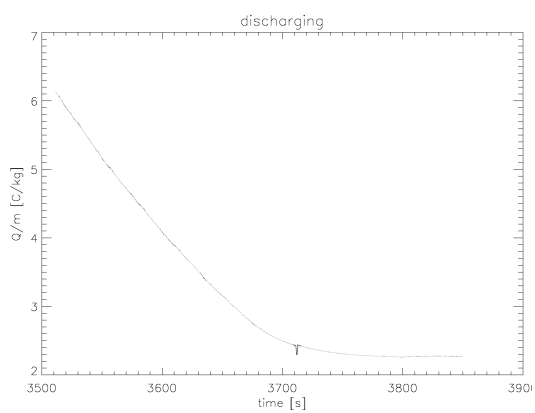
$$m = \frac{e \cdot f_z}{\frac{Q}{m} \Delta f_z}, \quad (3.2)$$

kde Δf_z je změna frekvence odpovídající změně náboje o jeden elektron. Jedná-li se o kulové zrno známého materiálu, jsme pak ze znalosti jeho hustoty schopni určit i jeho rozměr.

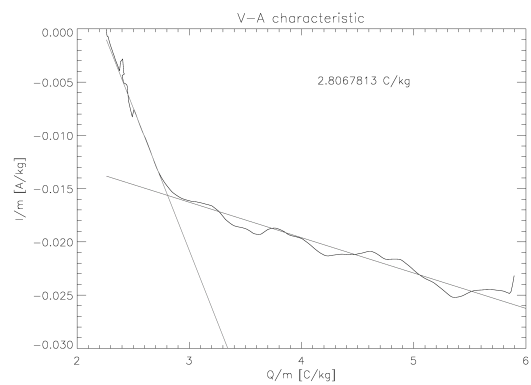
3.2.2 Určení měrné kapacity metodou V-A charakteristiky

Dalším způsobem jak zjistit informace o zachyceném zrně je změření závislosti vybíjecího proudu tekoucího ze zrna na jeho potenciálu (takzvaná V-A charakteristika) [Čermák, 1994]. Při tomto měření je prachové zrno nabito iontovým svazkem

na vysoký kladný potenciál (několik kV). Energie iontů je následně snížena na hodnotu nižší než je potenciál zrna. V tomto stavu nemohou již ionty dále dopadat na zrno a jsou vychylovány na elektrody kvadrupólu, kde generují sekundární elektrony. Další sekundární elektrony jsou generovány ionizací zbytkové atmosféry v aparatuře. Tyto elektrony jsou kladně nabitým zrnem přitahovány a způsobují jeho vybíjení. V okamžiku, kdy potenciál zrna klesne na hodnotu odpovídající energii iontového svazku, začnou ionty opět dopadat na povrch zrna a rychlost jeho vybíjení se výrazně zpomalí. Ze zlomu v měřené charakteristice je možno stanovit měrnou kapacitu zrna, která určuje vztah mezi jeho měrným nábojem a povrchovým potenciálem. Díky tomu jsme schopni během dalších měření určit potenciál zrna z velikosti měrného náboje. Na obrázku 3.6 je znázorněna závislost měrného náboje zrna na čase (a) a pomocí numerické derivace spočtená závislost měrného proudu na měrném náboji (b) pro výše popsané měření při vybíjení ze 3 keV na 1 keV. V obrázku je jasně vidět zřetelný zlomem ve V-A charakteristice, při kterém povrchový potenciál zrna odpovídal energii iontového svazku. V tomto případě mělo zkoumané zrno měrnou kapacitu 2,807 C/kg.



(a)



(b)

Obrázek 3.6: Závislost měrného náboje zrna na čase (a) a měrného proudu na měrném náboji (b) pro určení měrné kapacity zachyceného zrna.

Kapitola 4

Cíle práce

V předchozích kapitolách byla představena komplexnost procesů spojených se vzájemnou interakcí prachových zrn s plazmatem. Některé aspekty těchto procesů nejsou ještě plně doceněny, například sekundární elektronová a polní emise. V případě sekundární emise laboratorní experimenty odhalily závislost jejího výtěžku na velikosti prachových zrn [Svestka et al., 1993; Chow et al., 1994; Pavlů et al., 2007]. Většina experimentů probíhala na kulových zrnech známého složení, ale materiály, které se vyskytují v kosmickém prostředí, jsou studovány sporadicky [Horányi et al., 1998].

Také polní iontová emise byla studována již od 60-tých let minulého století, nicméně experimentální i teoretické práce vycházely z aplikací spojených s iontovými projektory (Field Ion Microscope), tudíž se zabývaly převážně kovovými hroty, případně tenkými filmy [Gomer, 1961; Forbes, 1996, 2003]. Intenzita elektrického pole na hrotech a malých kulových objektech je obdobná, proto se skupina na KFPP MFF UK zabývá touto problematikou. Předchozí experimenty ukázaly, že polní iontovou emisi je možno pozorovat na zrnech již při intenzitě elektrického pole $5 \cdot 10^8$ V/m [Jeřáb et al., 2007; Pavlů et al., 2008a]. V posledních letech došlo k výrazným úpravám experimentální aparatury, což umožňuje udržet zachycená zrna v kvadrupólové pasti pro větší měrné náboje a tedy dosáhnout i většího elektrického

pole na povrchu zrna. Toto dovoluje studium polní iontové emise do větší hloubky.

Úkolem předložené práce proto bylo v experimentální části studium vlastností nabíjení prachových zrn ve vztahu ke kosmickým aplikacím. Využívali jsme simulanty prachu, který je podstatnou složkou povrchu a okolí Měsíce a Marsu. Kromě těchto simulantů, jejichž tvar obvykle není kulový, jsou pro srovnávání využita s výhodou data pro zrna z SiO_2 , protože tato zrna jsou sférická a jejich nabíjecí charakteristiky jsou dobře prostudovány a navíc je sklo podstatnou složkou obou simulantů. V těchto experimentech jsme se zaměřili na sekundární elektronovou emisi a na polní iontovou emisi.

Získaná data pak bylo možno použít i k teoretickému studium nabíjení zrn v plazmatu, kde se vyskytují "horké" elektrony. Taková prostředí, byť s různými parametry plazmatu, jsou častá jak na Zemi, tak ve vesmíru. Avšak vliv sekundární elektronové emise se obvykle v numerických modelech opomíjí, protože tato emise je považována za minoritní proces. Cílem této části práce bylo poukázat na tyto aspekty, konkrétně takto:

- Využít experimentálních poznatků k doplnění stávajících modelů nabíjení prachových zrn o část zahrnující vliv sekundární elektronové emise.
- Pro přesnější popis sekundární elektronové emise využít nový model vyvinutý v předchozích letech na našem pracovišti a implementovat ho do stávajících modelů popisujících dynamiku prachových zrn v plazmatu.
- Aplikovat teoretické výsledky na konkrétní plazmatická prostředí: (1) na Měsíc pohybující se ve slunečním větru a magnetosféře Země, (2) na atmosféru Marsu a (3) na fúzní plazma v tokamacích. Pro tyto aplikace využít relevantní materiály.

Kapitola 5

Experimentální studium nabíjecích procesů

5.1 Sekundární elektronová emise

Sekundární elektronová emise (SEE) je proces který významně ovlivňuje rovnovážný potenciál prachových zrn v horkém plazmatu jaké se vyskytuje v kosmickém prostředí a ve fúzních zařízeních. Z tohoto důvodu je vhodné porozumět, jak ovlivňuje prachová zrna z materiálů vyskytujících se v těchto prostředích.

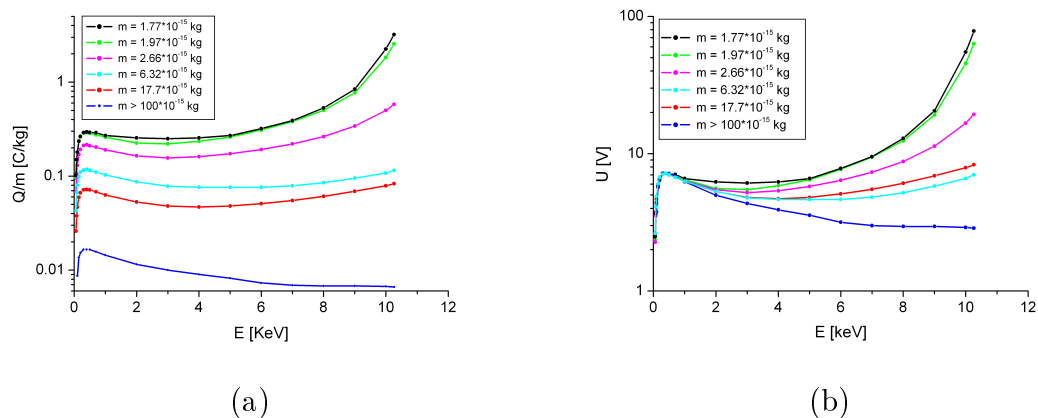
Jednou z možností, jak experimentálně studovat SEE z prachových zrn, je měření rovnovážných hodnot náboje zachyceného zrna v závislosti na energii primárních elektronů pomocí aparatury popsané v kapitole 3. Rovnovážený potenciál zrna je při tomto experimentu určen výtěžkem SEE. Je-li tento výtěžek menší než jedna, prachové zrno získá záporný náboj díky záchytu elektronů. Energie dopadajících elektronů na záporně nabitě zrno se snižuje vlivem záporného potenciálu zrna a nabíjecí proces pokračuje až do okamžiku, kdy výtěžek SEE zbrzděných primárních elektronů je roven jedné. V tomto okamžiku zrno získá rovnovážný náboj (potenciál).

Je-li na začátku nabíjení výtěžek SEE větší než jedna, tak prachové zrno naopak získá náboj kladný a primární elektrony jsou nábojem zrna urychlovány. V tomto případě však mohou zrno opustit jen ty sekundární elektrony, jejichž energie je větší než potenciál zrna. Tento fakt významně limituje velikost kladného náboje jaký mohou prachová zrna dopadem elektronu získat.

Měřením rovnovážných hodnot náboje (potenciálu) prachového zrna v závislosti na energii primárních elektronů jsme schopni stanovit, zda je výtěžek SEE větší či menší než jedna a jeho kvalitativní chování. Pro výše popsané měření jsme použili zrna, která odpovídají materiálům vyskytujícím se v kosmickém prostředí. Konkrétně se jedná o simulanty měsíčního a marsovského prachu (MLS-1 a JSC MARS-1) značně nepravidelných tvarů. Tyto vzorky byly vyrobeny uměle tak, aby co nejdříveji odpovídaly složení a vlastnostem prachu, jež se nachází na povrchu Měsíce a Marsu. Měsíční simulant MLS-1 (Minnesota Lunar Simulant 1) byl vytvořen na univerzitě v Minnesotě a odpovídá svým složením a vlastnostmi prachu měsíčního moře dovezenému misí Apollo 11. Jedná se o čedič bohatý na sklo (42 % hmoty). Dalšími materiály jsou FeO 15,7 %, Al_2O_3 13,9 %, CaO 12 %, MgO 7,9 % a TiO_2 7,5 %. Oproti simulantu JSC-1, který odpovídá prachu z měsíčních hor, obsahuje větší množství TiO_2 . Marsovský simulant JSC Mars-1 byl vytvořený v NASA Johnson Space Center. Složením je velice podobný měsíčním simulantům, a to hlavně díky podobně vysokému obsahu skla (43,5 % hmoty). Rozdíl je v poněkud větším obsahu Al_2O_3 (23,3 %) a Fe_2O_3 (15,6 %), který dodává charakteristickou barvu. Nepravidelný tvar zrn simulantu JSC Mars-1 je možno vidět na obrázku 3.4 (c).

Na obrázku 5.1 jsou znázorněny rovnovážné měrné náboje (q/m) pro několik různě velkých zrn odpovídajících simulantu měsíčního prachu MLS-1 (a) a k nim vypočtené rovnovážné potenciály (b). Informace o hmotnosti zrn a vztahu měrného náboje (q/m) s potenciálem (U) byly určeny způsoby popsanými v kapitole 3. Z obrázku je patrné, že lehčí zrna dosahují výrazně větších měrných nábojů, což může

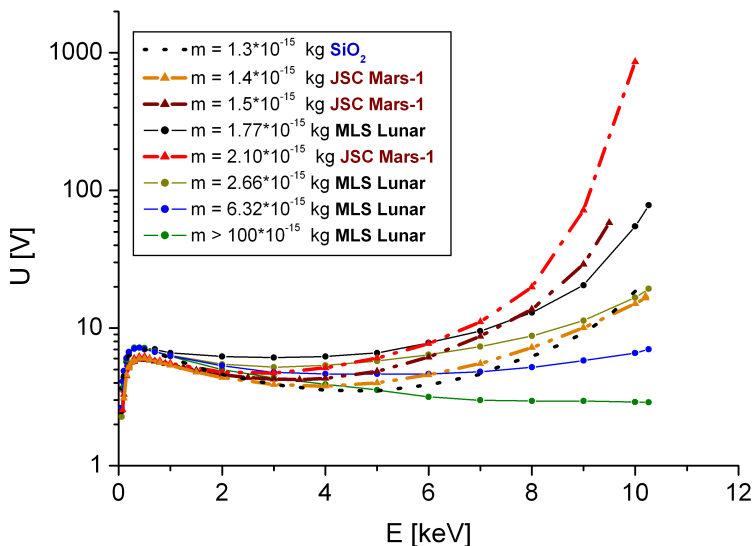
významně ovlivnit jejich chování. Rovnovážný potenciál pro nízké energie primárních elektronů nezávisí na velikosti zrna, ale pro energie větší než 1 keV dosahují menší zrna podstatně vyšších potenciálů. Tento efekt se nedá vysvětlit pomocí Stern-glassovy teorie SEE. Vyšší potenciály u malých zrn jsou dány nárůstem výtěžku SEE popsáním v sekci 2.2.1 věnované modelu SEE pro prachová zrna. Je zajímavé si také povšimnout, že u nejtěžšího prachového zrna nedošlo k nárůstu potenciálu ani pro energie primárních elektronů 10 keV. Lehké ($m = 1,77 \cdot 10^{-15}$ kg) zrno při energii primárních elektronů 10 keV bylo nabito na potenciál o dva řády větší než zrno těžké ($m > 100 \cdot 10^{-15}$ kg).



Obrázek 5.1: Rovnovážné měrné náboje (q/m) pro několik různě velkých zrn ze simulantu měsíčního prachu MLS-1 (a) a k nim vypočtené rovnovážné potenciály (b).

Porovnání rovnovážných charakteristik simulantů měsíčního a marsovského prachu společně s kulovým skleněným zrnem známých vlastností je znázorněno na obrázku 5.2. Závislost rovnovážného potenciálu na energii primárních elektronů pro všechny tři materiály vykazuje obdobné chování, což je dáno podobným složením jednotlivých vzorků. Rovnovážný potenciál simulantu měsíčního prachu MLS-1 dosahuje v maximum o něco málo větší hodnoty než u simulantu JSC Mars-1 (7,5 V oproti 6 V). Tato

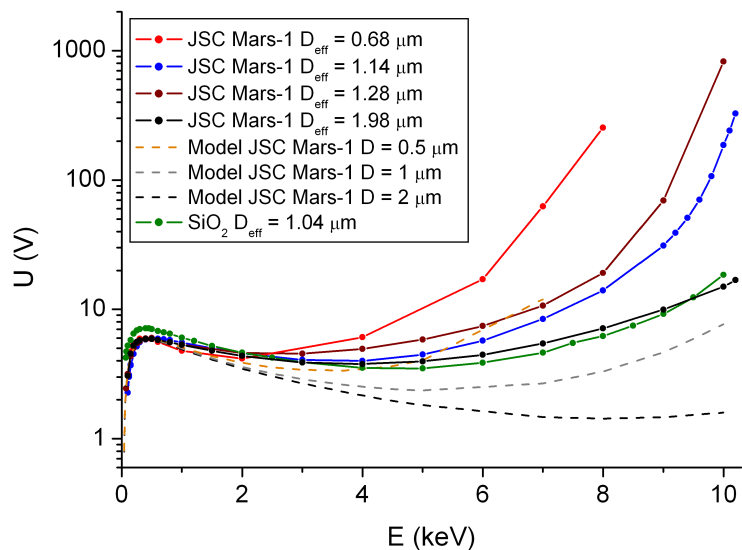
hodnota odpovídá maximu pro skleněný vzorek 7,5 V. Pro vysoké energie primárních elektronů je nárůst rovnovážného potenciálu výraznější pro simulant JSC Mars-1, u kterého navíc nejsou seřazeny jednotlivé křivky dle hmotnosti zrna jako je tomu u vzorku MLS-1. V případě JSC Mars-1 odpovídá křivka s největším nárůstem potenciálu zrna s největší hmotností. Zde je důležité si uvědomit, že rozdíl mezi hmotnostmi jednotlivých zrn v případě simulantu JSC Mars-1 je relativně malý (1,4, 1,5 a 2,1 pg), a tak významnější roli pro výtěžek SEE než samotná hmotnost zrna má jeho tvar.



Obrázek 5.2: Porovnání simulantu měsíčního a marsovského prachu společně se skleněným zrnem.

Na obrázku 5.3 jsou porovnány rovnovážné charakteristiky simulantu JSC Mars-1 s teoretickými závislostmi pro kulová zrna stejného složení. Efektivní průměr je vypočítán ze známé hmotnosti a hustoty zrn za předpokladu kulového tvaru zrn. Z obrázku je patrné, že tvar rovnovážných charakteristik odpovídá modelovaným

závislostem ovšem pro přibližně poloviční průměr zrna. Tomuto odpovídá i změřená rovnovážná charakteristika skleněného zrna o průměru $D = 1,04 \mu\text{m}$, která nejvíce odpovídá změřené křivce simulantu JSC Mars-1 o efektivním průměru $D_{\text{eff}} = 1,98 \mu\text{m}$.

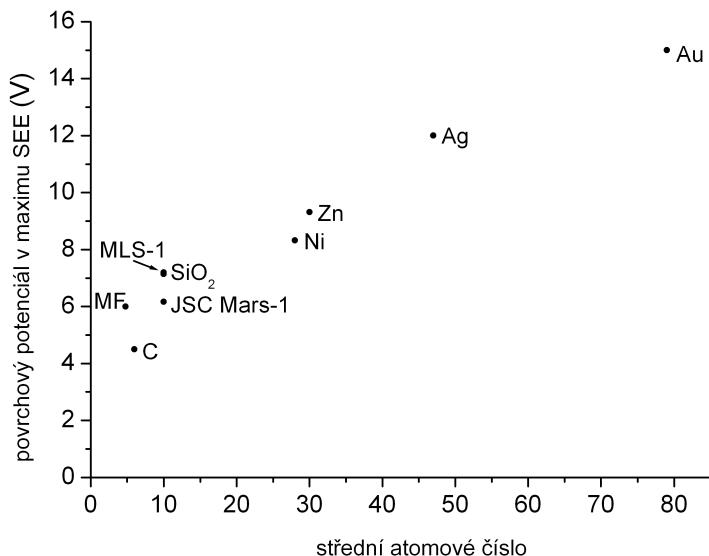


Obrázek 5.3: Rovnovážné charakteristiky simulantu JSC Mars-1 a vypočtené teoretické závislostmi pro kulová zrna stejného složení.

Z těchto měření se dá říci, že rovnovážné hodnoty potenciálu zrn měsíčního a marsovského simulantu v závislosti na energii primárních elektronu vykazují obdobné chování jako kulatá skleněná zrna, a to díky obdobnému složení. Při vyšších energiích primárních elektronu závisí rovnovážný potenciál nejen na hmotnosti zrna, ale i na jeho tvaru. Obecně se dá říci, že se nepravidelná zrna chovají obdobně jako kulová zrna s menším průměrem.

Systematické studium sekundární emise ukázala, že povrchový potenciál v maximu SEE vykazuje závislost na atomovém čísle materiálu jak je znázorněno na ob-

rázku 5.4. Do této závislosti zapadají i data získané ze vzorku měsíčního a marsovského simulantu.



Obrázek 5.4: Závislost povrchového potenciálu v maximu SEE v závislosti na středním atomovém čísle materiálu.

5.2 Polní iontová emise

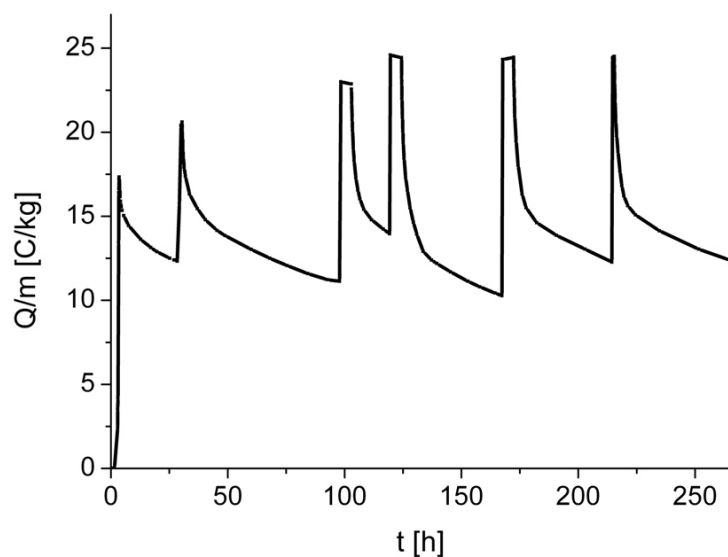
Polní iontová emise je proces, při kterém jsou z prachového zrna vlivem silného elektrického pole emitovány kladné ionty. Jak již bylo popsáno v kapitole 2, jedná se o velmi komplexní proces skládající se ze tří různých podprocesů (polní desorpce, polní ionizace a polní vypařování). Z výše popsaných vlastností je zřejmé, že emisní proud nezávisí jen na intenzitě elektrického pole, materiálu prachového zrna, ale i na složení okolní atmosféry a i samotné historii nabíjení zrna.

Experiment na Katedře fyziky povrchu a plazmatu studium polní iontové emise

z prachových zrn umožňuje. Zachycené prachové zrno je možno elektronovým či iontovým svazkem nabít na vysoký kladný potenciál a po vypnutí svazku sledovat samovolný pokles náboje zrna způsobený polní iontovou emisí. Pro studium polní iontové emise jsme využili kulových zrn ze skelného uhlíku. Výhoda kulových zrn spočívá v přímém vztahu mezi jejich nábojem, povrchovým potenciálem a intenzitou elektrického pole na povrchu. Opakované, několikahodinové nabíjení ionty argonu bylo vždy následováno dlouhým samovolným vybíjením v řádu desítek hodin. Závislost měrného náboje (q/m) na čase pro typické měření je znázorněna na obrázku 5.5. Časovou závislost vybíjecího proudu je možno určit pomocí časové derivace měrného náboje. Ze znalosti hustoty zrna a jeho hmotnosti určené pomocí metody popsané v kapitole 3 je pak možno určit jeho poloměr a následně intenzitu elektrického pole na povrchu F . Takto je možno získat závislost vybíjecího proudu j tekoucího ze zrna v závislosti na intenzitě elektrického pole F . Příklady takovýchto vybíjecích charakteristiky pro dvě zrna s poloměry $2,08 \mu\text{m}$ a $1,64 \mu\text{m}$ jsou znázorněny na obrázku 5.6 a 5.7. Z těchto obrázků je patrné, že polní emise nastává při intenzitě elektrického pole větší než 10^9 V/m , což je ve schodě s předešlými experimenty [Čermák et al., 1995; Sternovsky et al., 2001].

Měření také ukázala, že první vybíjecí charakteristika každého zrna se výrazně liší od těch následujících jak je znázorněno na obrázku 5.6 (první a šesté vybíjení). Toto je způsobeno přítomností nečistot na povrchu zrna před prvním bombardováním ionty. Efekt čištění byl pozorován i v předchozích experimentech [Jeřáb et al., 2007]. Doba potřebná k očištění zrna (dosažení rovnovážného stavu) závisí na relativní energii iontů a také na jejich druhu. Měření ukázala, že vybíjecí charakteristika dosáhne rovnovážného stavu po několika minutách bombardování argonovými ionty o energii 5 keV (400 eV relativní energie).

Z obrázku 5.7 je vidět, že rovnovážná vybíjecí charakteristika se po čase může změnit. Tento efekt může být zapříčiněn modifikací struktury povrchu iontovým



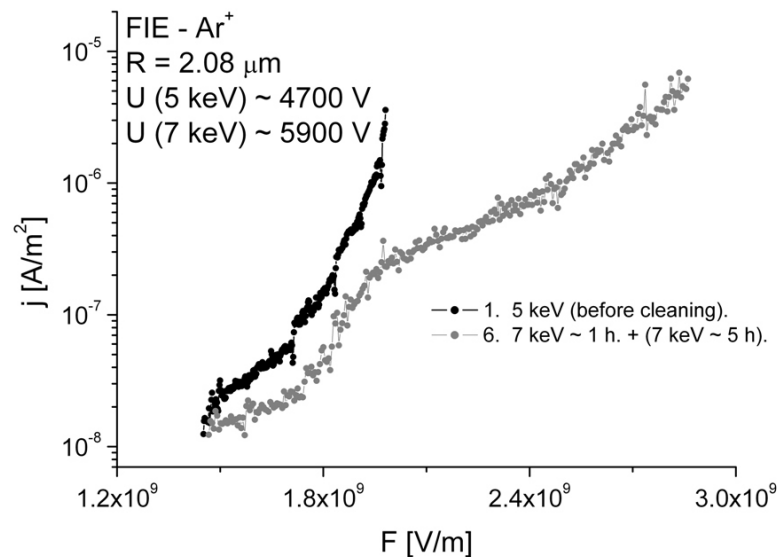
Obrázek 5.5: Závislost měrného náboje (q/m) na čase pro typické měření polní iontové emise.

bombardováním. Pro hlubší porozumění tomuto efektu je však třeba ještě další systematické studium.

Z vybíjecích charakteristiky znázorněných na obrázcích 5.6 a 5.7 je patrné, že vybíjecí proud klesá s odlišnými sklony pro různé rozsahy intenzity elektrického pole. Je tedy možné, že se na vybíjení podílí více procesů současně. Z tohoto důvodu jsme vytvořili jednoduchý model pro ověření této teorie, ve kterém jsme předpokládali dva různé procesy.

1. Polní ionizace zbytkové atmosféry, která působí během celého vybíjení a dominuje když začíná být vliv druhého procesu zanedbatelný.

2. Difuze a následná polní desorpce implantovaných argonových iontů, která převládá v počátcích vybíjení. Předpokládáme, že množství desorbovaných iontů ze zrna klesá exponenciálně v čase.



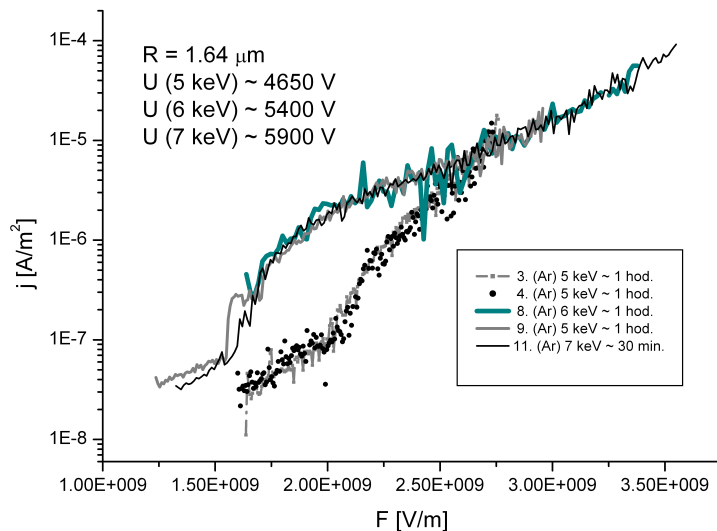
Obrázek 5.6: Vybíjecí charakteristiky pro uhlíkové zrno o poloměru $2,08 \mu\text{m}$.

První složka vybíjecího proudu, J_{ion} závisí exponenciálně na intenzitě elektrického pole na povrchu F jako

$$j_{ion} = a e^{\frac{F}{b}}, \quad (5.1)$$

kde konstanta a je dána množstvím (tlakem ve vakuové komoře) a druhem okolních atomů a b kombinací parametrů neutrálních atomů (ionizační energie a polarizovatelnost) a výstupní práci materiálu zrna. Jelikož implantované ionty mohou být obecně odlišné od těch v okolní atmosféře, může se tento parametr lišit pro polní ionizaci a polní desorpci. Pro zjednodušení však v našem modelu používáme stejné hodnoty pro oba procesy.

Druhá složka vybíjecího proudu závisí na čase od ukončení iontového bombardování a na intenzitě elektrického pole jako



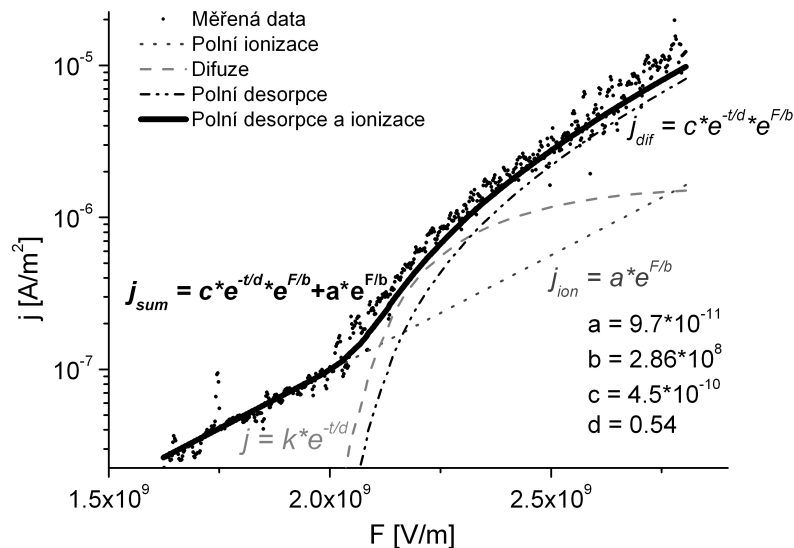
Obrázek 5.7: Vybíjecí charakteristiky pro uhlíkové zrno o poloměru 1,64 μm .

$$j_{dif} = ce^{\frac{F}{b}} e^{-\frac{t}{d}}, \quad (5.2)$$

kde d je časová konstanta difuze a následné desorpce implantovaných iontu ze zrna a c je úměrné toku neutrálních atomů ze zrna v okamžiku vypnutí iontového svazku ($t = 0$). Součet proudů 5.1 a 5.2 představuje teoretický vybíjecí proud sestávající se z polní ionizace a polní desorpce, daný vztahem 5.3. Tento proud odpovídá velmi dobře experimentálním datům z obrázku 5.8.

$$j_{sum} = (a + ce^{-\frac{t}{d}}) e^{\frac{F}{b}}. \quad (5.3)$$

Složka v závorce závisí na toku neutrálních atomů ze zrna a na tlaku zbytkové atmosféry. V obrázku 5.9 je tato složka porovnávána z časovou závislostí vybíjecího proudu j děleného faktorem $e^{(F/b)}$. Z obrázku je patrné, že závislost toku neutrálního plynu z povrchu zrna odpovídá exponenciálnímu poklesu s časovou konstantou d

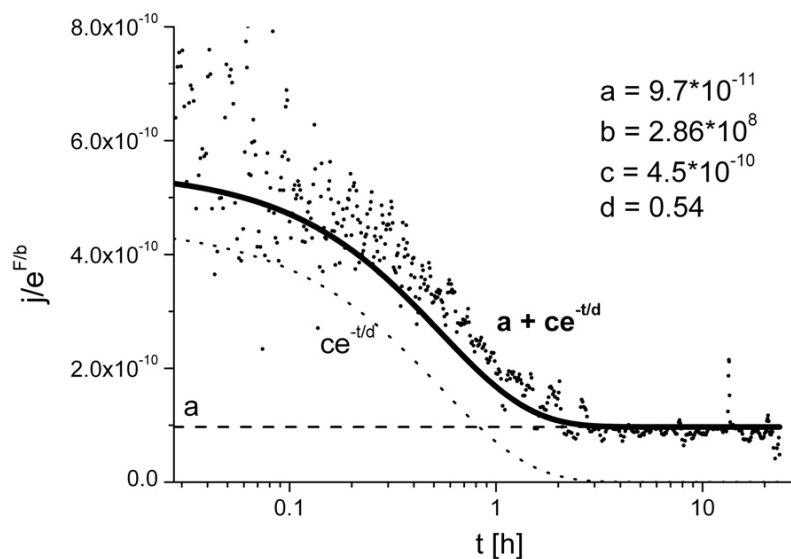


Obrázek 5.8: Porovnání vybíjecí charakteristiky pro uhlíkové zrno s teoretickými závislostmi.

$= 0,54$ h. To potvrzuje náš původní předpoklad, že je vybíjení způsobeno nejen polní ionizací okolní atmosféry, ale i ionizací desorbujících atomů z povrchu zrna implantovaných během nabíjení [Jeřáb et al., 2010; Vaverka et al., 2012].

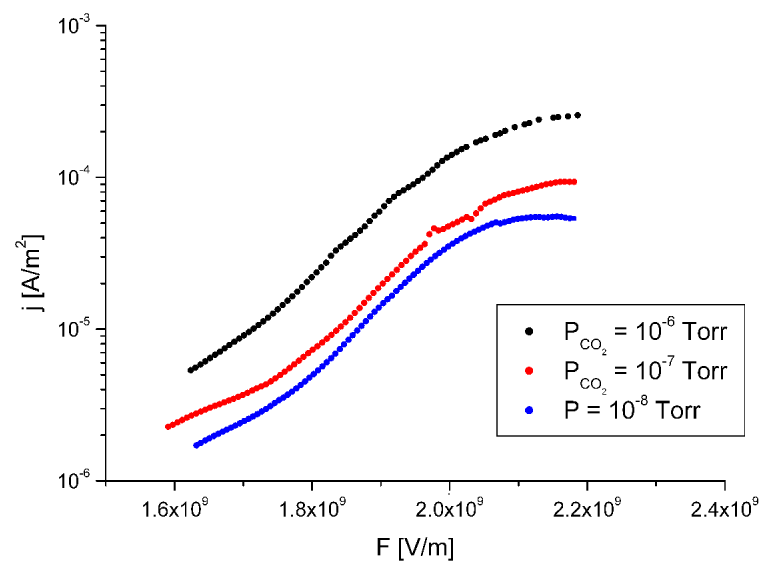
Difuzi a následnou desorpci argonových iontu studoval také Beranek et al. [2010]. Časová konstanta desorpce iontů z časového vývoje hmotnosti zrna po iontovém bombardování byla v tomto experimentu určena jako $d = 7.21$ h. V tomto případě bylo prachové zrno bombardováno ionty o relativní energii 7 keV zatímco v našem případě byla relativní energie iontů menší než 0,5 keV. Předpokládáme, že difuze iontů ze zrna závisí na hloubce jejich implantace. Jeřáb et al. [2010] ukázal, že maximum implantovaných iontu se nachází 2 nm pod povrchem zrna pro relativní energii iontů 450 eV a 10 nm pro 7 keV, což vysvětluje menší časovou konstantu v experimentu.

Pro ověření předpokladu, že velikost vybíjecího proudu při polní iontové emisi



Obrázek 5.9: Závislost množství desorbovaného plynu na čase.

závisí na tlaku okolní atmosféry jsme realizovali experiment, při kterém jsme stejné prachové zrno nechali vybíjet ze stejného potenciálu (stejná intenzita elektrického pole na povrchu) za různých tlaků. Běžný provozní tlak v aparatuře, který činí 10^{-8} Torr jsme zvýšili přípuštěním CO_2 na 10^{-7} Torr a 10^{-6} Torr. Z obrázku 5.10 je vidět, že s rostoucím tlakem vzrostl vybíjecí proud, ale charakteristický průběh závislosti tohoto proudu na intenzitě elektrického pole se nezměnil. Toto odpovídá představě, že s rostoucím tlakem v okolní atmosféře roste koeficient a použitý ve vzorcích 5.1 a 5.3. Nelinearita v nárůstu vybíjecího proudu mezi prvním a druhým zvýšením tlaku je dána nepřesností v měření tlaku během experimentu. Je nutno poznamenat, že prachové zrno se nachází uprostřed relativně uzavřené iontové pasti, a proto nárůst tlaku ve vakuové komoře nemusí přesně odpovídat nárůstu tlaku uvnitř pasti.



Obrázek 5.10: Vybíjecí charakteristiky pro různé tlaky zbytkové atmosféry.

Kapitola 6

Model nabíjení prachových zrn v plazmatu

Modelů pro nabíjení prachových zrn v plazmatu existuje velké množství. Některé se zabývají nabíjením prachu ve vesmíru [Horányi, 1996; Whipple, 1981; Meyer-Vernet, 1982], jiné ve fúzních zařízeních. Této problematice se věnují komplexní modely DUSTT [Bacharis et al., 2010; Krasheninnikov et al., 2011; Smirnov et al., 2011; Tanaka et al., 2011] a DTOKS [Martin et al., 2008; De Temmerman et al., 2010; Krasheninnikov et al., 2011; Bacharis et al., 2012], které se nezabývají pouze nabíjením prachových zrn, ale rovněž jejich transportem, zahříváním a zánikem. Žádný z výše uvedených modelů však nebývá používán pro prostředí s teplotou elektronů větší než 100 eV. Všechny tyto modely při výpočtu proudu sekundárních elektronů vycházejí ze Sternglassova [Sternglass, 1957] modelu pro výtěžek pravých sekundárních elektronů, který byl vytvořen pro velké rovinné vzorky. Jak bylo popsáno ve druhé kapitole, model nezahrnuje rozptyl primárních elektronů a ani neuvažuje vliv konečné velikosti prachových zrn. V předchozí kapitole bylo experimentálně ukázáno, že model z výše popsaných důvodů není vhodný pro popis nabíjení prachových zrn v horkém plazmatu, kde hraje významnou roli rozměr zrn a rozptyl primárních elek-

tronů.

Z tohoto důvodu jsme vyvinuli vlastní model nabíjení prachových zrn v plazmatu, který principiálně navazuje na modely předešlé, ale je rozšířen o nový způsob výpočtu proudu sekundárních elektronů, který odstraňuje nevýhody Sternglassova přístupu. Jak ukážeme nový model lépe popisuje nabíjení prachových zrn v prostředí, kde SEE hraje významnou roli.

Model je vytvořen pro kulová prachová zrna, u kterých existuje přímý vztah mezi jejich nábojem, povrchovým potenciálem a intenzitou elektrického pole na povrchu. Další výhodou použití kulových zrn je jednoduchá geometrie, která vede k snadnějším výpočtům jednotlivých nabíjecích proudů. Pro zjednodušení bylo počítáno s Maxwellovským rozdělením rychlostí elektronů a iontů v plazmatu popsaných pomocí jejich teplot T_e a T_i . Pro výpočet proudů primárních částic, termoemisního proudu, fotoproudu a proudu způsobeného polní elektronovou emisí je tedy možno využít vzorců uvedených v kapitole 2. Maxwellovo rozdělení bylo použito rovněž pro energetické rozdělení pravých sekundárních elektronů, fotoelektronů a termoelektronů opouštějících povrch. Pro výpočet sekundárního elektronového proudu model jednak využívá vzorec odvozený v kapitole 2 ze Sternglassova modelu pro výtěžek pravé sekundární elektronové emise, který je nezávislý na velikosti zrn (dále označován jako S model). Tento způsob výpočtu proudu sekundárních elektronů využívají ostatní modely [Horányi, 1996; Whipple, 1981; Meyer-Vernet, 1982; Martin et al., 2008; De Temmerman et al., 2010; Bacharis et al., 2010; Krasheninnikov et al., 2011; Smirnov et al., 2011; Tanaka et al., 2011; Bacharis et al., 2012] pro nabíjení prachových zrn v plazmatu. Nový způsob využívá výtěžků sekundární elektronové emise vypočtených pomocí modelu Richterová et al. [2010], který uvažuje geometrii zrn a rozptyl primárních elektronů (dále označován jako R model). Tento model je popsán v sekci 2.2.1. Tyto dva odlišné přístupy je tak možno porovnat a kvantifikovat rozdíl způsobený vlivem velikosti zrn a zanedbáním rozptylu primárních elektronů.

Rozsah platnosti modelu je dán platností použitých vztahů pro výpočet jednotlivých nabíjecích proudů popsaných v kapitole 2. Vztah pro záchyt primárních částic 2.2 je odvozen pro prostředí, ve kterém je možno zanedbat vzájemné srážky nabitých částic (poloměr zrna je mnohem menší než Debyeova stínící délka, která je zároveň mnohem menší než střední volná dráha částic v plazmatu). Je nutno připomenout, že tento vztah je používán i při výpočtu proudu sekundárních elektronů, a tak tato podmínka limituje platnost celého modelu. Díky malým rozměrům prachových zrn je aproximaci možno použít od řídkého plazmatu v kosmickém prostoru až po husté plazma ve fúzních zařízeních. Jak je uvedeno v sekci 2.2, platnost S modelu je omezena pouze na vodivé vzorky a maximální energie primárních elektronů je limitována čtyřnásobkem energie v maximu výtěžku SEE (tento model je však hojně používán i pro nevodivé vzorky a vysoké energie primárních elektronů). Na druhé straně je možno použít R model pro energie primárních elektronů větších než 10 eV jak pro vodivé, tak i nevodivé materiály. Vzhledem k tomu, že je při výpočtu proudu SEE použito Maxwellovo rozdělení energií, je teplota elektronů limitována kolem 100 eV, při které je množství primárních elektronů s energií menší než 10 eV zanedbatelné. R model obecně umožňuje použití i jiných tvarů zrn než kulových [Richterová et al., 2012], ale pro zjednodušení ostatních výpočtů vycházíme pouze ze sférické geometrie. Nejmenší velikost prachových zrn je při použití R modelu limitována desítkami nanometrů. Model tak popisuje nabíjení prachových zrn pro široký rozsah jejich velikostí.

Vstupními parametry modelu jsou jednak vlastnosti prachového zrna jako je velikost, výstupní práce, energie sekundárních elektronu, hodnoty E_m a δ_m (pro případ výpočtu SEE pomocí S modelu) a nebo sada vypočtených energetických závislostí výtěžků pravých sekundárních elektronu a rozptýlených elektronu pro konkrétní velikost a složení prachového zrna (v případě použití R modelu). Další vstupní parametry jsou pak koncentrace elektronů a iontů a jejich teploty popřípadě teplota pra-

chového zrna při započítání termoemise a teplota fotoelektronů v případě uvažování fotoemise.

Z výše popsaných vztahů a parametrů je možno vypočítat jednotlivé nabíjecí proudy pro konkrétní plazmatické prostředí a prachové zrno v závislosti na potenciálu zrna. Model standardně prochází potenciál zrna od -20 do 20 V s krokem 1 V. Proud sekundární emise je počítán současně pomocí obou způsobů uvedených výše. V dalším kroku jsou dle vzorce 2.1 sečteny proudy, které se v konkrétním případě podílejí na nabíjení zrna a dostaneme tak závislost celkového nabíjecího proudu na potenciálu zrna v daném prostředí.

Nabíjecí procesy se nachází v rovnováze v případě, kdy je celkový nabíjecí proud roven nule. V tomto okamžiku je zrno nabito na rovnovážný plovoucí potenciál. Ze závislosti celkového nabíjecího proudu na povrchovém potenciálu je následně určen potenciál, který odpovídá nulovému nabíjecímu proudu. Výsledkem jsou dva různé rovnovážné potenciály vypočtené pomocí R a S modelu.

Prachová zrna se ovšem v plazmatu mohou nabít na mnohem nižší záporný potenciál než je -20 V, který tvoří limit výše popsaného způsobu výpočtu. Tuto hranici je možné samozřejmě jednoduchou modifikací rozšířit, ale pro případ horkého plazmatu, kde mohou prachová zrna získat velmi vysoké záporné potenciály, je lepší kvůli časové náročnosti výpočtu zvolit snadnější způsob než je prosté rozšiřování mezí, ve kterých se rovnovážný potenciál hledá. Jednou z možností je sledovat vývoj náboje (potenciálu) zrna v čase. V tomto případě není při výpočtu v jednotlivých krocích měněn potenciál zrna o konstantní hodnotu, ale mění se dle výsledného proudu vypočteného v kroce předešlém. Rovnovážný potenciál je pak stanoven jako konečná hodnota na jaké se potenciál zrna ustálí. Tento způsob výpočtu umožňuje sledování potenciálu a jednotlivých nabíjecích proudu v čase i v průběhu změn prostředí (teplota elektronů či iontů, koncentrace nabitých částic, či přechod z osvětleného do neosvětleného prostředí, kde není fotoemise) a dovoluje tak určit dobu za jakou se rovnovážný po-

tenciál ustáli.

Kapitola 7

Aplikace modelu v plazmatu zemské magnetosféry

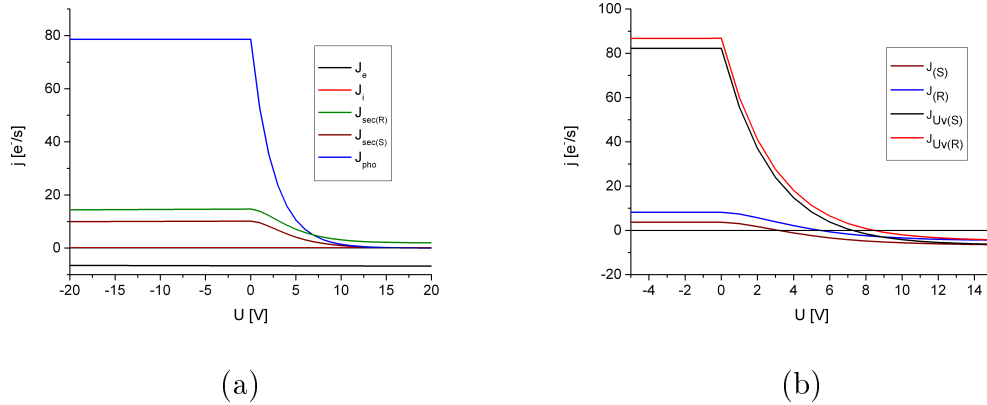
Výše popsaný model nabíjení prachových zrn v plazmatu je možno aplikovat na prach nacházející se v kosmickém prostředí v blízkém okolí Země a určit jeho rovnovážný potenciál, což je obsahem této kapitoly. V úvodní kapitole bylo uvedeno, že prach vyskytující se v hojném množství na povrchu Měsíce je během jeho oběhu kolem Země vystaven působení slunečního větru, UV záření Slunce a v době, kdy se Měsíc nachází ve chvostu zemské magnetosféry, také energetickým elektronům a iontům pocházejícím z plazmové vrstvy. Pro výpočet jsme zvolili skleněná zrna, které se z hlediska sekundární elektronové emise chovají velmi podobně jako ta, nacházející se na povrchu Měsíce (viz kapitola 5), a pro které také existuje velké množství laboratorních dat. Závislosti výtěžku pravých sekundárních elektronů δ a rozptýlených primárních elektronů η na energii primárních elektronů pro několik velikostí skleněných zrn použitých při výpočtu rovnovážného potenciálu pomocí R modelu SEE jsou znázorněny na obrázcích 2.2 a 2.3. Výtěžek pravých sekundárních elektronů je porovnán rovněž s daty získanými pomocí Sternglassova vztahu 2.10 (S model) pro hodnoty $\delta_M = 3,36$ a $E_M = 350$ eV. Jako modelové prostředí jsme zvolili plazma chvostu zemské

magnetosféry, ve kterém se Měsíc nachází po několik dní během každého oběhu kolem Země, a ve kterém může teplota plazmatu dosahovat až 2 keV. Pro zjednodušení jsme počítali se stejnou koncentrací elektronů a iontů ($n_e = n_i = n = 0,1 \text{ cm}^{-3}$) a brali jsme v úvahu jak přítomnost UV záření Slunce, tak i případ, kdy se prachová zrna nachází na noční straně Měsíce a UV záření na ně nedopadá. Pro teplotu sekundárních elektronů a fotoelektronů jsme při výpočtu použili hodnotu 3 eV, podrobně bude vliv teploty sekundárních elektronů na rovnovážný potenciál zrna rozebrán níže.

Jednotlivé nabíjecí proudy pro sférické skleněné zrno o poloměru $r = 1 \text{ }\mu\text{m}$ pro plazma odpovídající chvostu zemské magnetosféry se stejnou teplotou elektronů a iontů ($T_e = T_i = 1 \text{ keV}$, což je jistá aproximace) v závislosti na povrchovém potenciálu zrna U jsou znázorněny na obrázku 7.1 (a). Z obrázku je jasně patrné, že pro případ záporně nabitého zrna je proud elektronů ze zrna způsobený fotoemisí J_{pho} konstantní, jelikož všechny tyto elektrony mohou povrch zrna opustit. Změní-li se potenciál zrna ze záporného na kladný, tak začne množství elektronů, které zrno opustí, značně klesat, protože povrch zrna mohou opustit pouze elektrony, které mají energii větší než je velikost potenciálu. Dále je vidět, že počet zachycených iontů J_i je neporovnatelně menší než počet zachycených elektronů J_e , protože rychlost lehčích elektronů je vyšší, proto iontový proud hraje pouze minoritní úlohu při nabíjení prachového zrna.

Pro výpočet proudu sekundárních elektronů byly použity oba modely $J_{sec(S)}$, $J_{sec(R)}$. Z obrázku 7.1 (a) je vidět, že při použití R modelu je proud sekundárních elektronů větší než v případě S modelu, a to díky většímu výtěžku SEE (viz kapitola 5).

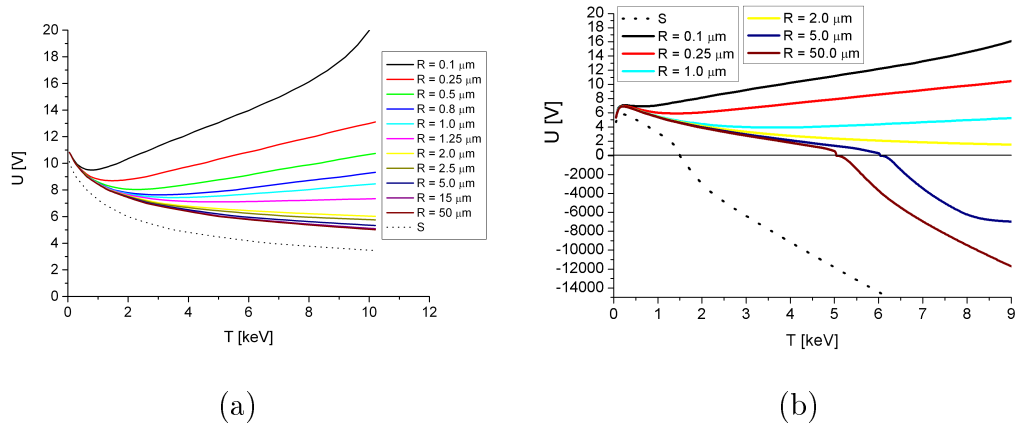
Celkové nabíjecí proudy v závislosti na povrchovém potenciálu zrna vypočtené z obou modelů (indexy R a S) pro případy, kdy bylo zrno osvětleno UV zářením Slunce (index UV) a nebo se nacházelo ve stínu (bez indexu) jsou znázorněny na obrázku 7.1 (b). Rovnovážný potenciál se na zrně ustanoví v okamžiku, kdy je celkový



Obrázek 7.1: Jednotlivé nabíjecí proudy pro sférické skleněné zrno o poloměru $r = 1 \mu\text{m}$ pro plazma odpovídající chvostu zemské magnetosféry se stejnou teplotou elektronů a iontů ($T_e = T_i = 1 \text{ keV}$) v závislosti na povrchovém potenciálu zrna (a). Celkový nabíjecí proud získaný s použitím R a S modelu SEE (indexy R a S) a pro případy, kdy bylo zrno osvětleno UV zářením Slunce (index UV) a nebo se nacházelo ve stínu (bez indexu) (b).

proud roven nule. Je tedy patrné, že při těchto podmínkách se prachové zrno nabije na kladný potenciál nezávisle na použitém modelu SEE a na tom, zda bylo osvětleno UV zářením. V případě použití R modelu však bude výsledný rovnovážný potenciál vyšší, a to jak pro případ s UV zářením, tak i pro případ, kdy se zrno nacházelo ve stínu. Je také zřejmé, že zrno osvětlené UV zářením se nabije vlivem fotoemise na vyšší kladný potenciál, což jsme očekávali [Horányi, 1996].

Takto určené rovnovážné potenciály v závislosti na teplotě plazmatu pro sférická skleněná zrna různých poloměrů s použitím R modelu jsou znázorněny na obrázku 7.2, opět pro osvětlené (a) a neosvětlené (b) zrna. Bylo zvoleno široké rozmezí teplot plazmatu, jelikož se jedná o parametr, který silně ovlivňuje rovnovážný potenciál zrn. Pro porovnání je uveden i potenciál vypočtený s použitím S modelu, který na velikosti zrna nezávisí (tečkovaná křivka).



Obrázek 7.2: Rovnovážné potenciály v závislosti na teplotě plazmatu pro sférická skleněná zrna různých poloměrů v podmínkách odpovídajících magnetosféře: s UV zářením Slunce (a), bez UV záření (b).

Z obrázků je vidět, že rovnovážný potenciál nezanedbatelně závisí na velikosti prachových zrn pro plazma s teplotou větší než 1 keV. Při těchto energiích již hraje významnou roli rozptyl primárních elektronů, jež mohou pronikat malými zrna. Menší zrna tak pro vysoké teploty plazmatu nabývají větší kladný potenciál než zrna větší. Uplatňuje-li se fotoemise (obrázek 7.2 (a)), jsou všechna zrna nabita na kladný potenciál bez ohledu na jejich velikost a teplotu plazmatu. Pro zrna větší než 5 mikrometrů je útlumová dráha primárních elektronů menší než rozměr zrn, a tak rovnovážný potenciál již nezávisí na jejich velikosti.

Prachová zrna jsou rovněž nabita kladně i bez působení fotoemise (obrázek 7.2 (b)), a to díky sekundární elektronové emisi. Výjimkou tvoří zrna větší než 5 mikrometrů, pro ně výtěžek SEE v oboru vysokých teplot klesá pod jedničku, což vede k vysokému zápornému potenciálu. V tomto případě velikost zrn neovlivňuje pouze velikost kladného potenciálu, ale i jeho znaménko. Při použití S modelu se prachová zrna nabíjí na vysoký záporný potenciál již pro teploty plazmatu větší než 1,5 keV. Použití R modelu tak pro plazma chvostu zemské magnetosféry o teplotách

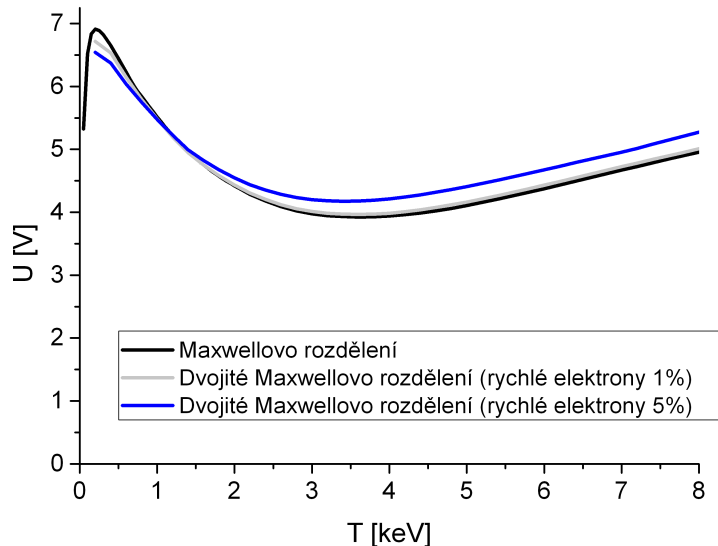
větších než 1,5 keV bez přítomnosti UV záření dává zcela odlišné výsledky než S model [Vaverka et al., 2012, 2013a]. V předchozí kapitole bylo uvedeno, že R model popisuje lépe interakci energetických elektronů a prachovými zrny, a tak výsledky obdržené pomocí tohoto modelu jsou v těchto podmínkách přesnější.

Měsíc však během oběhu kolem Země stráví většinu času ve slunečním větru, kde se teploty iontů a elektronů pohybují kolem 10 eV. Takto nízké energie jsou již za hranicemi platnosti našeho modelu, ale dá se předpokládat, že zrna osvětlena UV zářením Slunce budou nabita na malé kladné potenciály bez ohledu na jejich velikost. Zrna nacházející se na noční straně Měsíce budou naopak nabita na nízké záporné potenciály, protože výtěžek SEE v oboru nízkých energií je nižší než jedna a nezávisí na velikosti zrn.

7.1 Vliv energetického rozdělení plazmatu

Celý výpočet rovnovážného potenciálu prachových zrn je založen na předpokladu, že plazma má Maxwellovo rozdělení energií elektronů a iontů. V kosmickém prostoru se však velmi často vyskytuje plazma spíše s kappa rozdělením energií [Pierrard and Lazar, 2010], u kterého je větší podíl energetických částic. Pro zjištění vlivu přítomnosti většího množství energetických elektronů jsme upravili model tak, aby zahrnoval dvě různá Maxwellova rozdělení o odlišné teplotě a koncentraci. Druhé Maxwellovo rozdělení, které simuluje přítomnost energetických částic, má desetkrát vyšší teplotu než původní. Koncentraci horkých elektronů jsme započítali jako 1 % a 5 % z celkové koncentrace. Závislost rovnovážného potenciálu pro zrno o poloměru $r = 1 \mu\text{m}$ v prostředí odpovídajícímu chvostu magnetosféry bez UV záření Slunce v závislosti na teplotě plazmatu porovnané s prostředím s výskytem většího množství energetických elektronů je znázorněno na obrázku 7.3. Z obrázku je vidět, že přítomnost energetických elektronů o desetinásobné teplotě do 5 % z jejich celkového množství,

má na celkový rovnovážný potenciál jen napatrný vliv. Díky tomu je možno použít Maxwellova rozdělení pro výpočet rovnovážných potenciálů i pro prostředí, která obsahují nízké množství energetických elektronů.

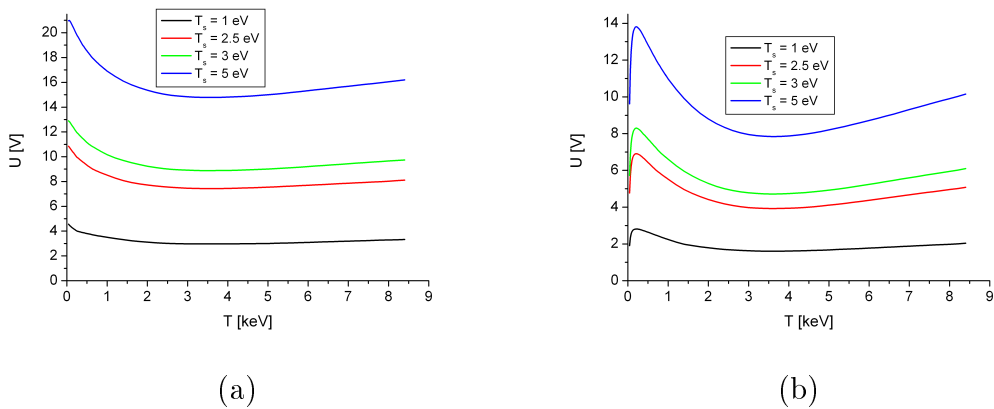


Obrázek 7.3: Závislost rovnovážného potenciálu pro zrno o poloměru $r = 1 \mu\text{m}$ v prostředí odpovídajícímu chvostu zemské magnetosféry bez přítomnosti UV záření Slunce v závislosti na teplotě plazmatu porovnané s prostředím s výskytem většího množství energetických elektronů.

7.2 Vliv energetického rozdělení sekundárních elektronů

Další předpoklad, který jsme do výpočtu zanesli, je energetické rozdělení sekundárních elektronů a fotoelektronů. Tyto elektrony mohou opustit kladně nabitě zrno

pouze pokud je jejich energie větší než povrchový potenciál zrna. Zvýšením energie sekundárních elektronů či fotoelektronů tak můžeme zvýšit celkový rovnovážný potenciál. Je nutno poznamenat, že pro záporně nabitá zrna nemá energetické rozdělení sekundárních elektronů a fotoelektronů na výsledný potenciál žádný vliv. Pro zjištění vlivu teploty sekundárních elektronů a fotoelektronů na rovnovážný potenciál jsme provedli výpočet pro různé teploty sekundárních elektronů a fotoelektronů ($T_S = T_{pho} = 1, 2,5, 3$ a 5 eV). Na obrázku 7.4 jsou znázorněny rovnovážné potenciály pro zrno o poloměru $r = 1 \mu\text{m}$ v prostředí odpovídající chvostu zemské magnetosféry pro různé teploty sekundárních elektronů s přítomností fotoemise (a) a pro případ stínu (b). V případě extrémně nízké teploty sekundárních elektronů ($T_S = 1$ eV) dosahuje maximální potenciál pouze několika eV, zatímco v případě vysoké teploty ($T_S = 5$ eV) se může rovnovážný potenciál významně zvýšit. Pro případ realistických hodnot teploty sekundárních elektronů ($T_S = 2,5$ a 3 eV) je však rozdíl rovnovážných potenciálů relativně malý (~ 2 V).



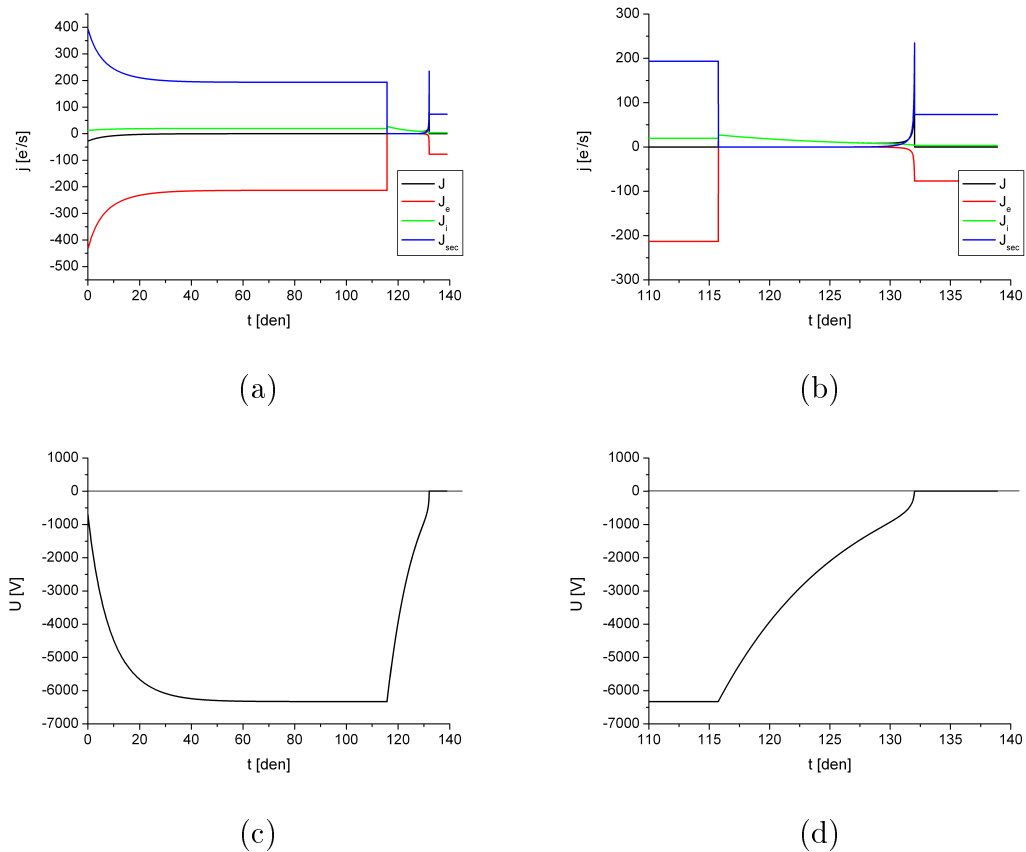
Obrázek 7.4: Rovnovážné potenciály pro zrno o poloměru $r = 1 \mu\text{m}$ v prostředí odpovídající chvostu zemské magnetosféry pro různé teploty sekundárních elektronů s přítomností fotoemise (a) a pro případ stínu (b).

7.3 Časový vývoj potenciálu prachových zrn

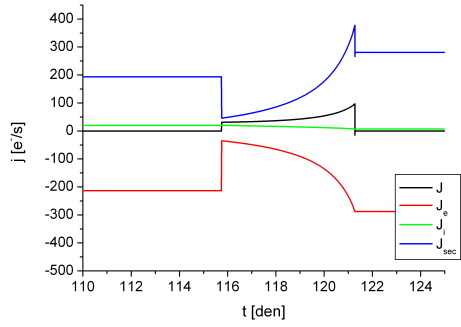
Pomocí modelu je rovněž možno sledovat časový průběh jednotlivých proudů a potenciálu při nabíjení, který nám umožňuje jednak určit dobu potřebnou k ustálení rovnovážného potenciálu, a jednak najít z nabíjecích proudů ty, které mají v konkrétním případě dominantní úlohu. Jako příklad jsme zvolili nenabitě zrno o poloměru 5 mikrometrů v plazmatu odpovídajícímu chvostu zemské magnetosféry bez UV záření s teplotou 8 keV. Při těchto podmínkách dosahuje rovnovážný potenciál vysokých záporných hodnot. Po ustavení rovnovážného potenciálu jsme skokově snížili teplotu plazmatu na 2 keV, při které je naopak rovnovážný potenciál zrna kladný (obrázek 7.2 (b)). Na obrázku 7.5 (a) je znázorněn časový vývoj jednotlivých nabíjecích proudů a obrázek 7.5 (c) pak znázorňuje časovou závislost potenciálu. Obrázky (b) a (d) jsou detaily výše popsaných obrázků zaměřené na změnu parametrů plazmatu. Z obrázku je vidět, že ustálení rovnovážného potenciálu při teplotě 8 keV trvá z důvodu nízké koncentrace nabitých částic přibližně 50 dní. Proudů sekundárních elektronů J_{sec} a primárních elektronů J_e dosahují sice hodnot stovek elektronů za sekundu, ale celkový nabíjecí proud J je v řádu desítek až jednotek elektronů za sekundu. Celkový náboj zrna v takovém prostředí, tak silně ovlivňuje i doba, po jakou se zrno v tomto prostředí nachází. Zrno nemusí při časté změně prostředí vůbec rovnovážného potenciálu dosáhnout. Při následném snížení teploty plazmatu na 2 keV se zrno začne vybíjet a potenciál dosáhne rovnovážné hodnoty přibližně za 15 dní. Z obrázku 7.5 (d) je vidět, že vybíjení probíhá výrazně rychleji při nízkém záporném potenciálu. Z -500 eV se zrno na nulový potenciál vybije po 12 hodinách a z -100 eV je k vybití na nulový potenciál potřeba již jen jedné hodiny.

Na obrázku 7.6 jsou znázorněny detaily podobného nabíjení pro přechod plazmatu z teploty 8 keV na 3 keV (a) a (c) a pro případ zachování teploty plazmatu na 8 keV a přidání fotoemise v důsledku osvětlení zrna UV zářením Slunce (b) a (d). V obou

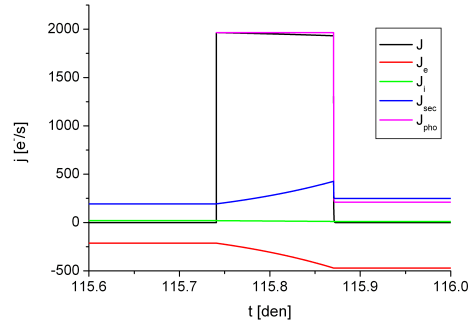
těchto případech dojde k vybití zrna z vysokého záporného potenciálu podstatně rychleji než v případě prvním. Pro plazma o teplotě 3 keV se zrno vybití na nulový potenciál za 5 dní, z -500 V však již pouze za 5 hodin a z -100 V za hodinu. Pro případ přidání fotoemise způsobené slunečním zářením se zrno na nulový potenciál vybití za necelé 4 hodiny, z -500 V dokonce za pouhých 15 minut a z -100 V jen během 3 minut, a to díky vysokému proudu fotoelektronů, který dosahuje 2000 elektronů za sekundu (obrázek 7.6 (b)).



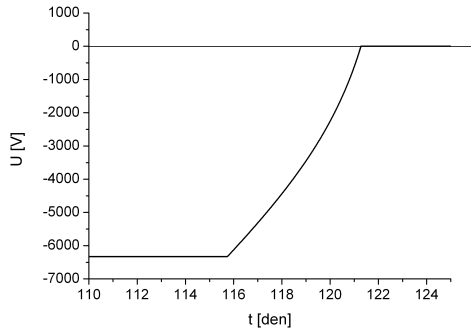
Obrázek 7.5: Časový vývoj jednotlivých nabíjecích proudů (a), (b) a potenciálu (c), (d) nenabitého zrna o poloměru 5 mikrometrů v plazmatu odpovídajícímu chvostu zemské magnetosféry s teplotou 8 keV bez přítomnosti UV záření Slunce se změnou teploty plazmatu na 2 keV.



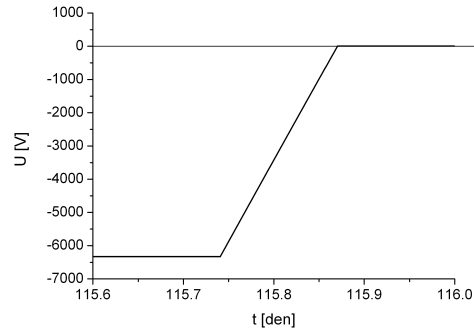
(a)



(b)



(c)



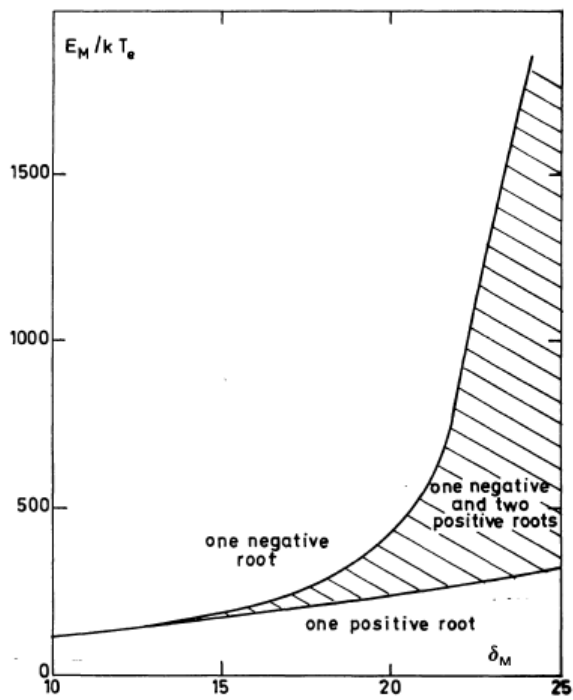
(d)

Obrázek 7.6: Časový vývoj jednotlivých nabíjecích proudů a potenciálu zrna o poloměru 5 mikrometrů při změně teploty plazmatu odpovídajícímu chvostu zemské magnetosféry z 8 keV na 3 keV (a), (c) a při přechodu s neosvětleného prostředí UV záření Slunce na prostředí osvětlené při konstantní teplotě plazmatu 8 keV (b), (c).

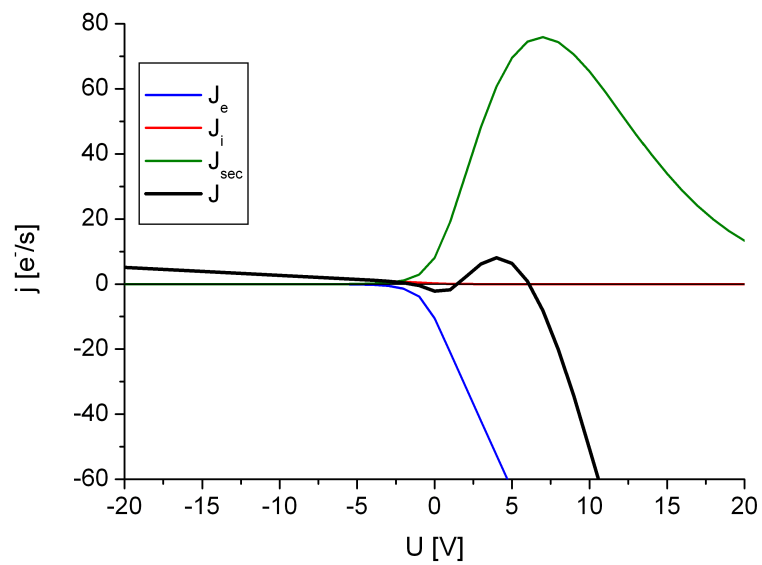
7.4 Vícenásobné rovnovážné potenciály

Předchozí studie ukázaly, že existuje také teoretická možnost, kdy existuje více rovnovážných potenciálů [Meyer-Vernet, 1982; Horányi, 1996]. Závislost celkového nabíjecího proudu na potenciálu zrna má při těchto podmínkách více kořenů. Dvě stejná

prachová zrna by ve stejném prostředí mohla mít odlišný náboj díky odlišné historii nabíjení, a to včetně polarity. Touto problematikou se podrobně zabývá práce Meyer-Vernet [1982], která zkoumá podmínky, při kterých existuje více rovnovážných potenciálů. Jelikož hlavní nabíjecí procesy jsou zachyt primárních elektronů a sekundární elektronová emise, tak důležité parametry pro existenci vícenásobných kořenů jsou teplota elektronů T_e , teplota sekundárních elektronů T_s a parametry E_m a δ_m používané při výpočtu proudu sekundárních elektronů v S modelu. Převzatý obrázek 7.7 z Meyer-Vernet [1982] znázorňuje mapu těchto parametrů, při kterých existuje více rovnovážných potenciálů v Maxwellovském plazmatu pro $E_m/kT_s = 120$. Z této studie je vidět, že vícenásobné rovnovážné potenciály teoreticky existují pro materiály s velmi vysokým výtěžkem SEE δ_m v plazmatu s nízkou teplotou elektronů ($T_e \sim 1$ eV). Pro tyto hypotetické podmínky jsme použili náš model s použitím S modelu pro výtěžek SEE a ověřili existenci vícenásobných rovnovážných potenciálů. Závislost jednotlivých nabíjecích proudů a celkového proudu na potenciálu zrna pro případ koncentrace elektronů a iontů $n = 10^{-6} \text{ m}^{-3}$, teploty plazmatu $T = 1$ eV, vypočtených S modelem pro fiktivní materiál s parametry $E_m = 500$ eV a $\delta_m = 30$ jsou znázorněny na obrázku 7.8. Při těchto podmínkách opravdu existuje více rovnovážných potenciálů, ale je důležité si uvědomit, že běžné materiály mají výtěžek SEE v maximu δ_m podstatně nižší než 10 (sklo 3,4, uhlík 1,25 a wolfram 1,3). Rovněž použití Sternglassova modelu SEE pro teploty plazmatu v jednotkách eV je diskutabilní. Pro plazma s vyšší teplotou elektronů klesá poměr E_m/kT_e a dostáváme se mimo oblast s více rovnovážnými potenciály. Pro běžná prostředí a materiály, které jsou popisovány v této a následující kapitole, k existenci více rovnovážných potenciálů docházet nemůže. Existuje tedy pouze jeden rovnovážný potenciál, který nezávisí na historii nabíjení zrna.



Obrázek 7.7: Mapa parametrů, při kterých existuje víc rovnovážných potenciálů v Maxwelllovském plazmatu pro $E_m/kT_s = 120$. Převzato z Meyer-Vernet [1982].



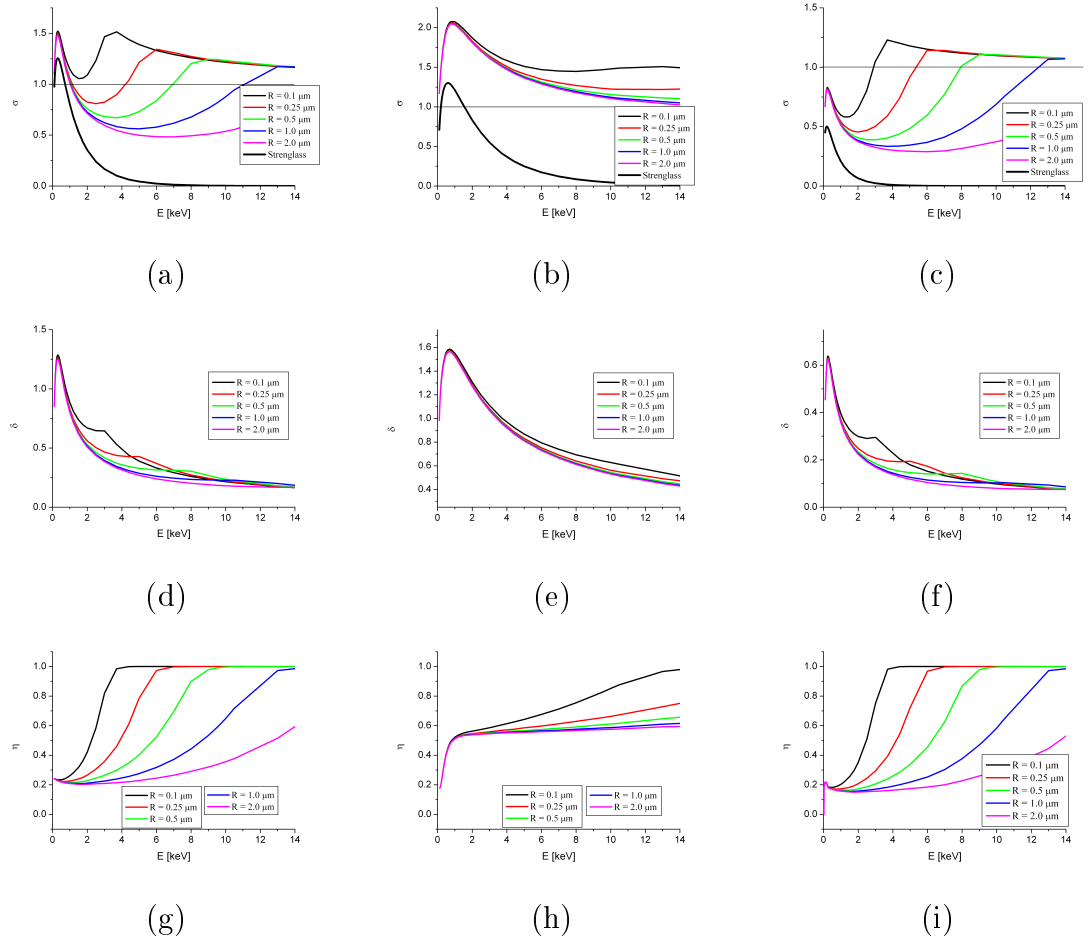
Obrázek 7.8: Závislost jednotlivých nabíjecích proudů a celkového proudu na potenciálu prachového zrna pro případ koncentrace elektronů a iontů 10^{-6} m^{-3} , teploty plazmatu $T = 1 \text{ eV}$, vypočtených pomocí S modelu pro hypotetický materiál s parametry $E_m = 500 \text{ eV}$ a $\delta_m = 30$.

Kapitola 8

Aplikace modelu v plazmatu tokamaků

Další prostředí, kde se vyskytují energetické elektrony, a ve kterém se projeví vliv rozměru prachových zrn na jeho rovnovážný potenciál, je plazma v tokamacích. Studium rovnovážných potenciálů zrn z materiálů relevantních pro tokamaky ve fúzním plazmatu bude předmětem této kapitoly. Mezi tyto materiály patří zejména uhlík, wolfram a berylium. Energetické profily jednotlivých výtěžků SEE vypočtené pomocí R modelu pro tyto materiály jsou uvedeny v obrázku 8.1. Je patrné, že každý z těchto materiálů má odlišný energetický profil výtěžku SEE a tak se dá očekávat i výrazně odlišný průběh rovnovážných potenciálů pro tyto materiály.

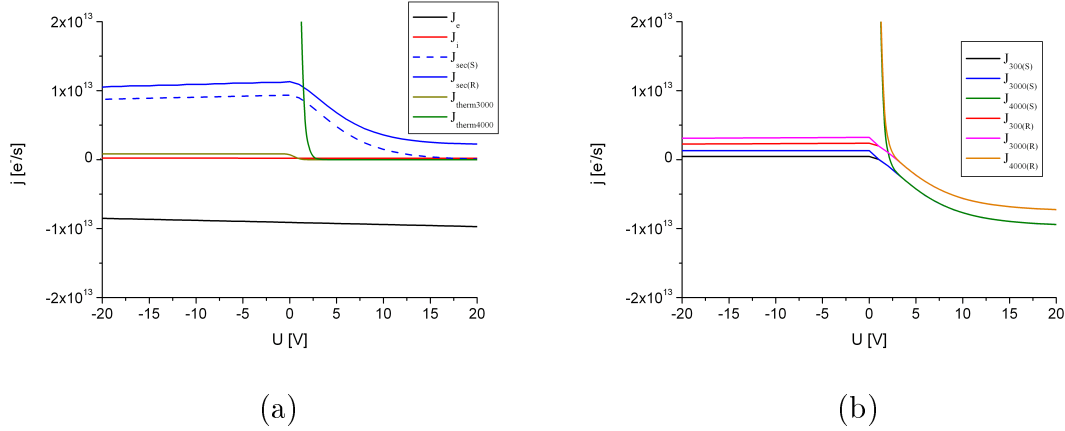
Jednotlivé nabíjecí proudy pro sférické uhlíkové zrno o poloměru $R = 0.5 \mu\text{m}$ v prostředí odpovídajícímu fúznímu plazmatu tokamaku COMPASS-D [Pánek et al., 2006] ($n_e = n_i = n = 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $T_e = T_i = T = 300 \text{ eV}$) v závislosti na povrchovém potenciálu zrna jsou znázorněny na obrázku 8.2 (a). Je vidět, že proud SEE vypočtený pomocí R modelu $J_{sec(R)}$ je větší než proud SEE odpovídající S modelu $J_{sec(S)}$, a to z důvodu většího výtěžku pravé sekundární emise a započtení rozptylu primárních elektronů, který není v případě S modelu uvažován. Proud termoelek-



Obrázek 8.1: Energetické profily výtěžků SEE pro uhlíková, wolframová a beryliová sférická zrna porovnané s teoretickou Sternglassovou křivkou. Horní panel (a, b, c) odpovídá celkovému výtěžku SEE, prostřední panel (d, e, f) výtěžku pravé SEE, a dolní panel (g, h, i) výtěžku rozptýlených primárních elektronů. První sloupec představuje uhlík (a, d, g), druhý sloupec wolfram (b, e, h), a konečně třetí sloupec berylium (c, f, i) (z Vaverka et al. [2013b]).

tronů je vypočten pro dvě odlišné teploty zrna (3000 K a 4000 K). Při teplotě 3000 K je tento proud $J_{therm3000}$ oproti proudu primárních elektronů J_e a sekundárních elektronů $J_{sec(R)}$ výrazně menší. Až při nereálně vysoké teplotě zrna 4000 K je proud

$J_{therm4000}$ významný.

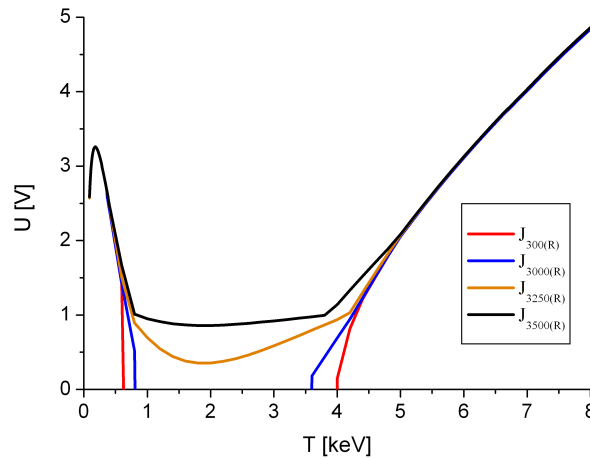


Obrázek 8.2: Jednotlivé nabíjecí proudy pro sférické uhlíkové zrno ($R = 0.5 \mu\text{m}$) v prostředí odpovídajícímu fúznímu plazmatu v závislosti na povrchovém potenciálu zrna (a). Celkový nabíjecí proudy pro stejné zrno a stejné podmínky v závislosti na povrchovém potenciálu zrna pro jeho různé teploty s použitím R a S modelu SEE (indexy R a S) (b).

Celkové nabíjecí proudy pro stejné zrno a stejné podmínky v závislosti na povrchovém potenciálu zrna pro jeho různé teploty (300, 3000 a 4000 K) s použitím R a S modelu SEE (indexy R a S) jsou znázorněny na obrázku 8.2 (b). Zde je patrný jen malý rozdíl mezi zrny s teplotou 300 K a 3000 K. Až pro zrna s nerealisticky vysokou teplotou 4000 K je celkový nabíjecí proud významně ovlivněn termoemisí, ovšem pouze pro záporně nabitá zrna popřípadě pro malé kladné potenciály, jelikož pro větší kladné potenciály nemohou nízkoenergetické elektrony povrch zrna opustit.

Efekt teploty je jasně ukázán na obrázku 8.3, kde jsou znázorněny rovnovážné povrchové potenciály pro stejné zrno v plazmatu o stejné koncentraci nabitých částic v závislosti na teplotě plazmatu pro různé teploty zrna (300, 3000, 3250 a 3500 K). Vliv teploty zrna je relativně malý. Pouze pro střední teploty plazmatu vede termoemise ke kladnému náboji zrna pokud jeho teplota překročí 3000 K. Je důležité

poznámenat, že koncentrace nabitých částic v plazmatu v tokamacích může dosáhnout 10^{20} m^{-3} , a tak může být vliv termoemise výrazně nižší, jelikož ostatní nabíjecí proudy s výjimkou proudu polní emise jsou uměrné koncentraci nabitých částic. Pro snížení parametrů modelu budeme pro další výpočty předpokládat studená ($< 3000 \text{ K}$) zrna a zanedbáme tak vliv termoemise.

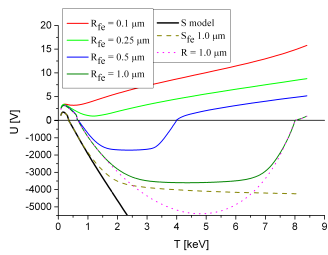


Obrázek 8.3: Rovnovážné povrchové potenciály uhlíkového zrna ($R = 0,5 \mu\text{m}$) pro plazma odpovídajícímu fúzním podmínkám v závislosti na teplotě plazmatu pro několik teplot zrna (300, 3000, 3250 a 3500 K) vypočtený pomocí R modelu.

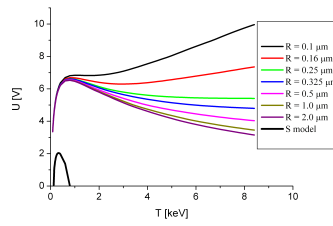
Obrázek 8.4 ukazuje rovnovážný povrchový potenciál pro uhlíkova (a), wolframová (b) a beryliová (c) chladná zrna několika velikostí vypočtených pomocí R modelu v závislosti na teplotě plazmatu. Pro porovnání jsou zobrazeny i potenciály vypočtené pomocí S modelu, který neuvažuje závislost na velikosti zrn. Malá ($R < 0,25 \mu\text{m}$) uhlíková zrna jsou nabita na kladné potenciály v celém rozsahu teplot plazmatu. Na druhé straně jsou zrna středních ($0,25 \mu\text{m} < R < 1,0 \mu\text{m}$) velikostí nabita záporně pro střední rozsah teplot plazmatu a velká zrna ($R > 1,0 \mu\text{m}$) jsou nabita záporně pro teploty plazmatu větší než 1 keV. Tyto výsledky korespondují

s profily výtěžků SEE z obrázku 8.1 (a). Na druhé straně výpočty s užitím S modelu vedou k zápornému potenciálu pro teploty plazmatu větší než 0,7 keV pro všechna zrna bez ohledu na jejich velikost. Růst záporného potenciálu zvyšuje proud iontů dopadajících na zrno a snižuje množství primárních elektronů do okamžiku, kdy je celkový proud roven nule. Záporný potenciál může být také pro malá zrna limitován polní elektronovou emisí (všechny profily s indexem f_e). Je nutno poznamenat, že záporná část vertikální osy má odlišné měřítko, než poloosa kladná. Profil označený S_{f_e} odpovídá potenciálu vypočtenému pomocí S modelu se započtením polní elektronové emise pro zrno o poloměru $1 \mu\text{m}$. Je vidět, že záporný potenciál je polní elektronovou emisí v tomto případě limitován na hodnotě -4 keV. Wolframová zrna se s použitím S modelu nabíjí záporně pro teploty plazmatu větší než 1 keV, ale s použitím R modelu jsou však nabita kladně bez ohledu na teplotu plazmatu a jejich velikost. Použití nového modelu SEE tak dává velmi odlišné výsledky než klasický přístup. U beryliových zrn vede užití S modelu k zápornému potenciálu bez ohledu na teplotu plazmatu. Při použití R modelu však mohou malá ($R < 0,325 \mu\text{m}$) zrna při vysokých ($T > 2 \text{ keV}$) teplotách plazmatu získat potenciál kladný. Záporný potenciál beryliových zrn obdobně jako u zrn uhlíkových limituje polní elektronová emise.

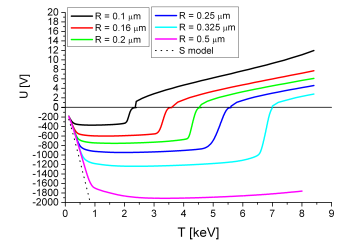
Obrázek 8.5 znázorňuje mapy znamének rovnovážných potenciálů pro uhlíkova (a) beryliová (b) zrna v závislosti na velikosti zrn a teplotě plazmatu. Zrna v bílé oblasti ($R+$) budou mít kladný rovnovážný potenciál typicky v řádu jednotek voltů zatímco zrna ve vyšrafované oblasti ($R-$) se nabíjí na záporný potenciál v řádu kilovoltů. Šedá oblast označená jako $S+$ reprezentuje podmínky, při kterých jsou zrna nabita kladně s použitím S modelu. V případě beryliových zrn (obrázek 8.5 (b)) tato oblast chybí, jelikož všechna zrna by byla nabita záporně v S modelu. Z obrázků je patrný obrovský rozdíl při určování rovnovážných potenciálů pomocí R a S modelu. Tento rozdíl není jen ve velikosti potenciálu, ale hlavně v jeho znaménku.



(a)



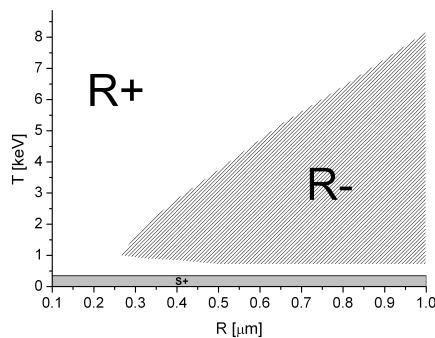
(b)



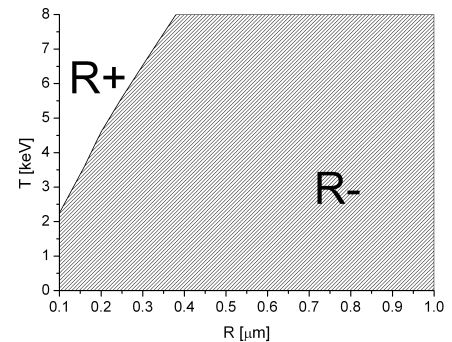
(c)

Obrázek 8.4: Rovnovážné povrchové potenciály pro (a) uhlíková, (b) wolframová a (c) beryliová zrna rozličných poloměrů a porovnání s potenciály vypočtenými pomocí S modelu.

Například uhlíkové zrno o poloměru $0,5 \mu\text{m}$ je při přechodu z chladného prostředí ($T \sim 100 \text{ eV}$) do horkého ($T > 4 \text{ KeV}$) nejprve nabito na kladný potenciál. Při teplotě plazmatu 1 keV se začne nabíjet záporně a pro teploty větší než 4 keV bude mít opět náboj kladný. Protože prachové zrno bude procházet oblastí s různou teplotou, bude se měnit i jeho potenciál.



(a)

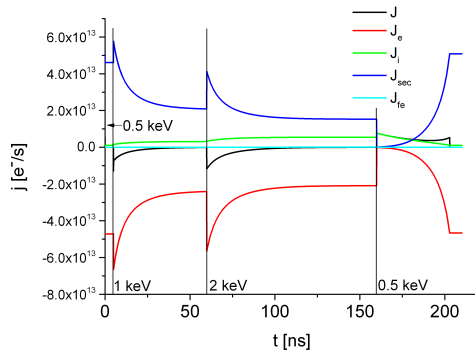


(b)

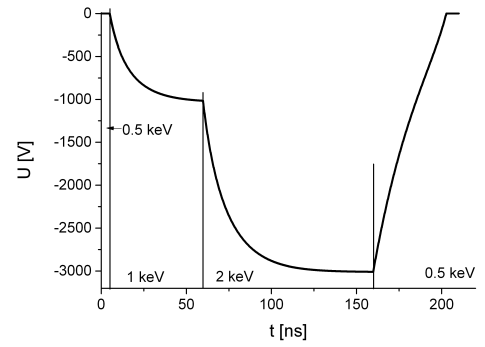
Obrázek 8.5: Mapy rovnovážných potenciálů pro (a) uhlíková a (b) beryliová zrna v závislosti na velikosti zrn a teplotě plazmatu [Vaverka et al., 2013b].

8.1 Časový vývoj potenciálu zrn v tokamacích

Obdobně jako v předešlé kapitole jsme sledovali časový vývoj nabíjecích proudů a potenciálu pro uhlíkové zrno o poloměru $1 \mu\text{m}$ v plazmatu s koncentrací nabitých částic $n_e = n_i = n = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ a po skokové změně teploty plazmatu z $T_e = T_i = T = 0,5 \text{ keV}$ na $T = 1 \text{ keV}$, následně na $T = 2 \text{ keV}$ a návratem opět na původní teplotu $T = 0,5 \text{ keV}$. Průběh jednotlivých nabíjecích proudů je znázorněn na obrázku 8.6 (a) a průběh potenciálu je na obrázku 8.6 (b). Z obrázků vidíme, že i velké změny potenciálu probíhají v řádů desítek nanosekund. V takto vysokých teplotách mohou zrna před vypařením vydržet pouze krátkou dobu (řádově milisekundy) [Krasheninnikov et al., 2011; Tanaka et al., 2011], vzhledem k velmi rychlé změně náboje prachová zrna dosáhnou rovnovážného potenciálu například při přechodu z okrajového plazmatu do centrálního, kdy teplota plazmatu prudce roste [Krasheninnikov et al., 2011]. Na výrazné změně potenciálu zrn se rovněž může podílet změna jejich velikosti během odpařování, kdy se rovnovážný potenciál může výrazně lišit pro zrna odlišných velikostí (viz obrázek 8.4). Dynamika zrn v závěrečné fázi jejich existence tak může být ovlivněna změnou jejich náboje [Vaverka et al., 2013b].



(a)



(b)

Obrázek 8.6: Časový vývoj jednotlivých nabíjecích proudů (a) a potenciálu (b), uhlíkového zrna o poloměru $1 \mu\text{m}$ ve fúzním plazmatu s počáteční teplotou $T = 0,5 \text{ keV}$ se skokovou změnou na $T = 1 \text{ keV}$, $T = 2 \text{ keV}$ a návratem na $T = 0,5 \text{ keV}$ [Vaverka et al., 2013b].

Kapitola 9

Závěr

Předložená práce se zabývá experimentálním i teoretickým studiem interakce plazmatu s prachovými zrny. Výchozí data poskytlo experimentální studium sekundární elektronové emise ze zrn, které je možno nalézt v kosmickém prostředí, konkrétně jsme se věnovali simulantům měsíčního (MLS-1) a marsovského (JSC Mars-1) prachu [Němeček et al., 2011; Pavlů et al., 2013]. Získaná data ukázala nárůst rovnovážného povrchového potenciálu při bombardování zrna svazkem monoenergetických elektronů pro energie větší než 4 keV a jeho závislost na hmotnosti zrn, což je v souladu s předešlými experimenty provedenými na kulových zrnech známého složení, [Richterová et al., 2007]. V práci Pavlů et al. [2013] bylo ukázáno, že zrna nepravidelých tvarů se chovají obdobně jako sférická zrna o průměru menším než odpovídá hmotě nepravidelného zrna. Měření rovněž naznačila, že oba studované simulanty mají podobné profily rovnovážných potenciálů jako skleněný vzorek, pravděpodobně díky obdobnému a vysokému obsahu SiO_2 v obou vzorcích.

Studium polní iontové emise na zrnech ze skelného uhlíku odhalilo efekt spojený s čištěním povrchu během prvních několika minut bombardování argonovými ionty o energii 5 keV (400 eV relativní energie). V průběhu měření měnící se sklony vybíjecích charakteristik vedly k domněnce, že se na vybíjení podílí více procesů současně.

Pro ověření tohoto předpokladu byl vytvořen jednoduchý model [Vaverka et al., 2009; Jeřáb et al., 2010], který zahrnul polní ionizaci zbytkové atmosféry a polní desorpci implantovaných argonových iontů. Tento model vykazoval dobrou shodu s experimentálními daty [Jeřáb et al., 2010].

Na závěr studia polní emise byl proveden experiment se závislostí vybíjecího proudu na tlaku zbytkové atmosféry. Zvýšení vybíjecího proudu pro větší tlaky odpovídá představě, že s tlakem roste podíl polní ionizace okolní atmosféry na celkovém vybíjecím proudu [Jeřáb et al., 2010].

Většina stávajících modelů nabíjení prachových zrn v plazmatu nebere obvykle v úvahu efekty spojené s vlivem velikosti zrn na sekundární elektronovou emisi. Z těchto důvodů byl v minulosti vytvořen hybridní Monte Carlo model sekundární elektronové emise [Richterová et al., 2006, 2010], který popisuje emisi jak z planárních vzorků, tak z různých tvarů zrn. Tento model byl implementován do běžného modelu nabíjení prachových zrn a takto vzniklý model byl aplikován na plazmatická prostředí s vyšším podílem energetických elektronů, ve kterých se vliv velikosti zrn na jejich rovnovážný potenciál mohou výrazněji projevit.

Prvním z těchto prostředí je plazma chvostu zemské magnetosféry, což má význam zejména pro studium nabíjecích procesů na povrchu Měsíce. Výsledky vypočtené pro skleněná zrna, která mají obdobné vlastnosti jako prach nacházející se na povrchu Měsíce, ukazují závislost rovnovážného potenciálu zrn na jejich velikosti. Obecně se menší zrna nabíjejí na větší kladný potenciál než zrna větší. Rozdíl mezi námi navrženým a klasickým přístupem k výpočtu rovnovážných potenciálů je nejvíce patrný pro teploty plazmatu větší než 1,5 keV v případě, kdy nebereme v úvahu UV záření Slunce (tj. například ve stínu Měsíce, který se pohybuje v magnetosféře Země). Při těchto podmínkách vede použití klasického model k vysokým záporným potenciálům v řádech keV, ale implantace nového modelu sekundární elektronové emise vede naopak ke kladným potenciálům zrn v řádech eV [Vaverka et al., 2012,

2013a].

Obdobný přístup byl použit i pro studium dynamiky simulantu prachu nacházejícího se na povrchu Marsu a v jeho okolí. V práci Pavlů et al. [2013] byly široce diskutovány případy, kdy se v plazmatickém prostředí v atmosféře Marsu vyskytují energetické elektrony, které mohou ovlivnit sekundární emisi ze zrn. Diskuze procesů spojených s očekávanými výboji (blesky) způsobenými triboelektrickým nabíjením prachu během písečných bouří vedla k závěru, že sekundární elektronová emise může dokonce působit jako stabilizující faktor.

Vytvořený model byl rovněž aplikován na prachová zrna vnořená do fúzního plazmatu tokamaku. Jedná se sice o jiné prostředí, ale i zde přítomnost energetických elektronů hraje nezanedbatelnou roli, byť tento vliv ve většině současných numerických modelů není zahrnut [Vaverka et al., 2013b]. Výsledky obdržené pro zrna z uhlíku, berylia a wolframu ukázaly podstatnou závislost rovnovážného potenciálu zrn nejen na jejich složení a teplotě plazmatu, ale i na jejich velikosti. Vliv velikosti zrn může vést nejen k odlišné hodnotě rovnovážného potenciálu zrna, ale i k jeho různému znaménku. Zatímco malá zrna mohou být nabita na malé kladné potenciály, velká zrna mohou ve stejném prostředí nabývat vysokých potenciálů záporných. K vysokým záporným potenciálům nezávislým na velikosti zrna vede klasický přístup výpočtu nezávisle na jejich velikosti.

Předložená práce prokázala, že pro popis nabíjení prachových zrn v horkém plazmatu je nutno používat odpovídající model sekundární elektronové emise a zahrnout i vliv polní emise. Oba tyto procesy ovlivňují náboj prachových zrn, a tím i jejich dynamiku.

Literatura

- Abbas, M. M., Craven, P. D., Spann, J. F., West, E., Pratico, J., Tankosic, D., and Venturini, C. C. (2002). Photoemission experiments for charge characteristics of individual dust grains. In *Physica Scripta T*, volume 98, pages 99–103.
- Abbas, M. M., Tankosic, D., Craven, P. D., LeClair, A. C., and Spann, J. F. (2010). Lunar dust grain charging by electron impact: Complex role of secondary electron emissions in space environments. *Astrophysical Journal Letters*, 718(2):795–809.
- A'Hearn, M. F., Belton, M. J. S., Delamere, W. A., Kissel, J., Klaasen, K. P., McFadden, L. A., Meech, K. J., Melosh, H. J., Schultz, P. H., Sunshine, J. M., Thomas, P. C., Veverka, J., Yeomans, D. K., Baca, M. W., Busko, I., Crockett, C. J., Collins, S. M., Desnoyer, M., Eberhardy, C. A., Ernst, C. M., Farnham, T. L., Feaga, L., Groussin, O., Hampton, D., Ipatov, S. I., Li, J. ., Lindler, D., Lisse, C. M., Mastrodemos, N., Owen Jr., W. M., Richardson, J. E., Wellnitz, D. D., and White, R. L. (2005). Deep impact: Excavating comet tempel 1. *Science*, 310(5746):258–264.
- Aymar, R., Barabaschi, P., and Shimomura, Y. (2002). The iter design. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 44(5):519–565.
- Bacharis, M., Coppins, M., and Allen, J. E. (2010). Dust in tokamaks: An overview of the physical model of the dust in tokamaks code. *Physics of Plasmas*, 17(4).

- Bacharis, M., Coppins, M., Fundamenski, W., and Allen, J. E. (2012). Modelling of tungsten and beryllium dust in iter. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 54(8).
- Beranek, M., Cermak, I., Nemecek, Z., Safrankova, J., Jerab, M., and Pavlu, J. (2012). Linear trap with three orthogonal quadrupole fields for dust charging experiments. *Rev. Sci. Instrum.*, 83(11):115109.
- Beranek, M., Vysinka, M., Pavlu, J., Richterova, I., Nemecek, Z., and Safrankova, J. (2010). Dust as a gas carrier. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 38(4):886–891.
- Boeglin, W. U., Roquemore, A. L., and Maqueda, R. (2008). Three-dimensional reconstruction of dust particle trajectories in the nstx. *Review of Scientific Instruments*, 79(10).
- Cai, Y., Peng, W. ., Kuo, S. ., Lee, Y. T., and Chang, H. . (2002). Single-particle mass spectrometry of polystyrene microspheres and diamond nanocrystals. *Analytical Chemistry*, 74(1):232–238.
- Chakraborty, M., Kausik, S. S., Saikia, B. K., Kakati, M., and Bujarbarua, S. (2003). The effect of the ambient plasma conditions on the variation of charge on dust grains. *Physics of Plasmas*, 10(2):554–557.
- Chow, V. W., Mendis, D. A., and Rosenberg, M. (1993). Role of grain size and particle velocity distribution in secondary electron emission in space plasmas. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 98(A11):19065–19076.
- Chow, V. W., Mendis, D. A., and Rosenberg, M. (1994). Secondary emission from small dust grains at high electron energies. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 22(2):179–186.
- Coenen, J. W., Sertoli, M., Brezinsek, S., Coffey, I., Dux, R., Giroud, C., Groth, M., Huber, A., Ivanova, D., Krieger, K., Lawson, K., Marsen, S., Meigs, A., Neu, R.,

- Puetterich, T., Van Rooij, G. J., and Stamp, M. F. (2013). Long-term evolution of the impurity composition and impurity events with the iter-like wall at jet. *Nuclear Fusion*, 53(7). Cited By (since 1996):1.
- Cohen, P. (2004). Mars rover gets trip to the cleaners. *New Scientist*, 184(2479-2480):7.
- De Temmerman, G., Bacharis, M., Dowling, J., and Lisgo, S. (2010). Dust creation and transport in mast. *Nuclear Fusion*, 50(10).
- Draine, B. T. and Salpeter, E. E. (1979). Destruction mechanisms for interstellar dust. , 231:438–455.
- Čermák, I. (1994). Laboruntersuchung elektrischer aufladung kleiner stubtilchen. *PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg. Language: German.*
- Čermák, I., Grün, E., and Švestka, J. (1995). New results in studies of electric charging of dust particles. *Advances in Space Research*, 15(10):59–64.
- Forbes, R. G. (1996). Field-ion imaging old and new. *Applied Surface Science*, 94-95:1–16.
- Forbes, R. G. (2003). Field electron and ion emission from charged surfaces: A strategic historical review of theoretical concepts. *Ultramicroscopy*, 95(SUPPL.):1–18.
- Fowler, R. H. and Nordheim, L. (1928). Electron emission in intense electric fields. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 119(781):pp. 173–181.
- Goertz, C. K. and Morfill, G. (1983). A model for the formation of spokes in saturn’s ring. *Icarus*, 53(2):219–229.

- Gomer, R. (1961). Field emission and fields ionisation. *Harvard Univeristy Press, Cambridge, Massachusetts, Harvard monographs in applied science edition.*
- Goodall, D. H. J. (1982). High-speed cine film studies of plasma behavior and plasma surface interactions in tokamaks. *J. Nuc. Mater.*, 111(NOV-):11–22.
- Grisolia, C., Rosanvallon, S., Loarte, A., Sharpe, P., and Arnas, C. (2009). From eroded material to dust: An experimental evaluation of the mobilised dust production in tore supra. *J. Nuc. Mater.*, 390-391(1):53–56.
- Grün, E., Morfill, G. E., Terrile, R. J., Johnson, T. V., and Schwehm, G. (1983). The evolution of spokes in saturn’s b ring. *Icarus*, 54(2):227–252.
- Halekas, J. S., Angelopoulos, V., Sibeck, D. G., Khurana, K. K., Russell, C. T., Delory, G. T., Farrell, W. M., McFadden, J. P., Bonnell, J. W., Larson, D., Ergun, R. E., Plaschke, F., and Glassmeier, K. H. (2011). First results from artemis, a new two-spacecraft lunar mission: Counter-streaming plasma populations in the lunar wake. *Space Science Reviews*, 165(1-4):93–107.
- Halekas, J. S., Brain, D. A., Mitchell, D. L., Lin, R. P., and Harrison, L. (2006). On the occurrence of magnetic enhancements caused by solar wind interaction with lunar crustal fields. *Geophysical Research Letters*, 33(8).
- Halekas, J. S., Delory, G. T., Lin, R. P., Stubbs, T. J., and Farrell, W. M. (2008). Lunar prospector observations of the electrostatic potential of the lunar surface and its response to incident currents. *Journal of Geophysical Research A: Space Physics*, 113(9).
- Halekas, J. S., Delory, G. T., Lin, R. P., Stubbs, T. J., and Farrell, W. M. (2009a). Lunar prospector measurements of secondary electron emission from lunar regolith. *Planetary and Space Science*, 57(1):78–82.

- Halekas, J. S., Delory, G. T., Lin, R. P., Stubbs, T. J., and Farrell, W. M. (2009b). Lunar surface charging during solar energetic particle events: Measurement and prediction. *Journal of Geophysical Research A: Space Physics*, 114(5).
- Halekas, J. S., Lin, R. P., and Mitchell, D. L. (2005). Large negative lunar surface potentials in sunlight and shadow. *Geophysical Research Letters*, 32(9):1–4.
- Hapgood, M. (2007). Modelling long-term trends in lunar exposure to the earth’s plasmashield. *Annales Geophysicae*, 25(9):2037–2044.
- Hars, G. and Tass, Z. (1995). Application of quadrupole ion trap for the accurate mass determination of submicron size charged particles. *Journal of Applied Physics*, 77(9):4245–4250.
- Hill, J. R. and Mendis, D. A. (1981). On the braids and spokes in saturn’s ring system. *The Moon and the Planets*, 24(4):431–436.
- Horányi, M. (1996). Charged dust dynamics in the solar system. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 34:383–418.
- Horányi, M., Hoxie, V., James, D., Poppe, A., Bryant, C., Grogan, B., Lamprecht, B., MacK, J., Bagenal, F., Batiste, S., Bunch, N., Chanthawanich, T., Christensen, F., Colgan, M., Dunn, T., Drake, G., Fernandez, A., Finley, T., Holland, G., Jenkins, A., Krauss, C., Krauss, E., Krauss, O., Lankton, M., Mitchell, C., Neeland, M., Reese, T., Rash, K., Tate, G., Vaudrin, C., and Westfall, J. (2008). The student dust counter on the new horizons mission. *Space Science Reviews*, 140(1-4):387–402.
- Horányi, M., Walch, B., Robertson, S., and Alexander, D. (1998). Electrostatic charging properties of apollo 17 lunar dust. *Journal of Geophysical Research E: Planets*, 103(3334):8575–8580.

- Hovington, P., Drouin, D., and Gauvin, R. (1997). Casino: A new monte carlo code in c language for electron beam interaction - part i: Description of the program. *Scanning*, 19(1):1–14.
- Hsu, H. ., Kempf, S., Postberg, F., Trieloff, M., Burton, M., Roy, M., Moragas-Klostermeyer, G., and Srama, R. (2011). Cassini dust stream particle measurements during the first three orbits at saturn. *Journal of Geophysical Research A: Space Physics*, 116(8).
- Žilavý, P., Sternovský, Z., Čermák, I., Němeček, Z., and Šafránková, J. (1998). Surface potential of small particles charged by the medium-energy electron beam. *Vacuum*, 50(1-2):139–142.
- Jeřáb, M., Richterová, I., Pavlů, J., Šafránková, J., and Němeček, Z. (2007). Influence of charging conditions on field ion emission from dust grains. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 35(2 II):292–296.
- Jeřáb, M., Vaverka, J., Vysinka, M., Nemecek, Z., and Safrankova, J. (2010). Relation of charging history to field ion emission from gold and carbon dust. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 38(4):798–802.
- Jenniskens, P. (2010). Observations of the stardust sample return capsule entry with a slitless echelle spectrograph. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 47(5):718–735.
- Joy, D. C. (1995). A database on electron-solid interactions. *Scanning*, 17(5):270–275.
- Kakati, M., Saikia, B. K., Chakraborty, M., Goswami, K. S., and Bujarbarua, S. (2000). An experiment to measure the equilibrium charge of dust particles embedded in a plasma. *Physics of Plasmas*, 7(12):5263–5266.

- Kausik, S. S., Chakraborty, M., Dutta, P., Kakati, M., and Saikia, B. K. (2008). Study of charge distribution in a dust beam using a faraday cup. *Physics Letters, Section A: General, Atomic and Solid State Physics*, 372(6):860–865.
- Krasheninnikov, S. I., Pigarov, A. Y., Smirnov, R. D., and Soboleva, T. K. (2010). Theoretical aspects of dust in fusion devices. *Contributions to Plasma Physics*, 50(3-5):410–425.
- Krasheninnikov, S. I., Smirnov, R. D., and Rudakov, D. L. (2011). Dust in magnetic fusion devices. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 53(8).
- Krüger, H., Grün, E., Hamilton, D. P., Baguhl, M., Dermott, S., Fechtig, H., Gustafson, B. A., Hanner, M. S., Horányi, M., Kissel, J., Lindblad, B. A., Linkert, D., Linkert, G., Mann, I., McDonnell, J. A. M., Morfill, G. E., Polanskey, C., Riemann, R., Schwehm, G., Srama, R., and Zook, H. A. (1998). Three years of galileo dust data: ii. 1993-1995. *Planetary and Space Science*, 47(1-2):85–106.
- Kroll, M., Harms, S., Block, D., and Piel, A. (2008). Digital in-line holography of dusty plasmas. *Physics of Plasmas*, 15(6).
- Kroll, M., Mühlfeld, L., and Block, D. (2010). Stereoscopic digital holography. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 38(4 PART 3):897–900.
- Lipaev, A. M., Khrapak, S. A., Molotkov, V. I., Morfill, G. E., Fortov, V. E., Ivlev, A. V., Thomas, H. M., Khrapak, A. G., Naumkin, V. N., Ivanov, A. I., Tretschke, S. E., and Padalka, G. I. (2007). Void closure in complex plasmas under microgravity conditions. *Physical Review Letters*, 98(26).
- Liu, B., Goree, J., Fortov, V. E., Lipaev, A. M., Molotkov, V. I., Petrov, O. F., Morfill, G. E., Thomas, H. M., Rothermel, H., and Ivlev, A. V. (2009). Transverse

- oscillations in a single-layer dusty plasma under microgravity. *Physics of Plasmas*, 16(8).
- Martin, J. D., Bacharis, M., Coppins, M., Counsell, G. F., and Allen, J. E. (2008). Modelling dust transport in tokamaks. *EPL*, 83(6).
- Meyer-Vernet, N. (1982). "flip-flop" of electric potential of dust grain in space. *Astron. Astrophys.*, 105(1):98–106.
- Millikan., R. A. (1913). On the elementary electrical charge and the avogadro constant. *Physical Review*, 2(2):109–143.
- Mitchell, C. J., Horányi, M., Havnes, O., and Porco, C. C. (2006). Saturn's spokes: Lost and found. *Science*, 311(5767):1587–1589.
- Narihara, K., Toi, K., Hamada, Y., Yamauchi, K., Adachi, K., Yamada, I., Sato, K. N., Kawahata, K., Nishizawa, A., Ohdachi, S., Sato, K., Seki, T., Watari, T., Xu, J., Ejiri, A., Hirokura, S., Ida, K., Kawasumi, Y., Kojima, M., Sakakita, H., Ido, T., Kitachi, K., Koog, J., and Kuramoto, H. (1997). Observation of dust particles by a laser scattering method in the jippt-iiu tokamak. *Nuclear Fusion*, 37(8):1177–1182.
- Nefedov, A. P., Morfill, G. E., Fortov, V. E., Thomas, H. M., Rothermel, H., Hagl, T., Ivlev, A. V., Zuzic, M., Klumov, B. A., Lipaev, A. M., Molotkov, V. I., Petrov, O. F., Gidzenko, Y. P., Krikalev, S. K., Shepherd, W., Ivanov, A. I., Roth, M., Binnenbruck, H., Goree, J. A., and Semenov, Y. P. (2003). Pke-nefedov*: Plasma crystal experiments on the international space station. *New Journal of Physics*, 5:33.1–33.10.
- Neu, R., Arnoux, G., Beurskens, M., Bobkov, V., Brezinsek, S., Bucalossi, J., Calabro, G., Challis, C., Coenen, J. W., De La Luna, E., De Vries, P. C., Dux, R., Frassinetti,

- L., Giroud, C., Groth, M., Hobirk, J., Joffrin, E., Lang, P., Lehnen, M., Lerche, E., Loarer, T., Lomas, P., Maddison, G., Maggi, C., Matthews, G., Marsen, S., Mayoral, M. ., Meigs, A., Mertens, P., Nunes, I., Philipps, V., Pütterich, T., Rimini, F., Sertoli, M., Sieglin, B., Sips, A. C. C., Van Eester, D., and Van Rooij, G. (2013). First operation with the jet international thermonuclear experimental reactor-like wall. *Physics of Plasmas*, 20(5).
- Němeček, Z., Pavlu, J., Safrankova, J., Beranek, M., Richterova, I., Vaverka, J., and Mann, I. (2011). Lunar dust grain charging by electron impact: Dependence of the surface potential on the grain size. *Astrophys. J.*, 738(1):14.
- Ohkawa, T. (1977). Dust particles as a possible source of impurities in tokamaks. *Kakuyugo kenkyu*, 37.
- Paul, W. (1990). Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, 62:531–540.
- Pavlů, J., Beranek, M., Vaverka, J., Safrankova, J., Nemecek, Z., and Richterova, I. (2013). Secondary electron emission from martian soil simulant. *odeslano do J. Geophys. Res.*
- Pavlů, J., Richterová, I., Nmeek, Z., Afránková, J., and Ermák, I. (2007). Interaction between single dust grains and ions or electrons: Laboratory measurements and their consequences for the dust dynamics. *Faraday discussions*, 137:139–155.
- Pavlů, J., Richterova, I., Nemecek, Z., and Safrankova, J. (2008a). Field emission characteristics of gold dust grains. *Adv. Space Res.*, 42(1):129–135.
- Pavlů, J., Richterova, I., Nemecek, Z., Safrankova, J., and Cermak, I. (2008b). Interaction between single dust grains and ions or electrons: laboratory measurements and their consequences for the dust dynamics. *Faraday Discuss.*, 137:139–155.

- Pavlů, J., Velyhan, A., Richterová, I., Němeček, Z., Šafránková, J., Čermák, I., and Žilavý, P. (2004). Mass-loss rate for mf resin microspheres. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 32(2 II):704–708.
- Piel, A., Klindworth, M., Arp, O., Melzer, A., and Wolter, M. (2006). Obliquely propagating dust-density plasma waves in the presence of an ion beam. *Physical Review Letters*, 97(20).
- Pierrard, V. and Lazar, M. (2010). Kappa distributions: Theory and applications in space plasmas. *Solar Physics*, 267(1):153–174.
- Pánek, R., Bilyková, O., Fuchs, V., Hron, M., Chráska, P., Pavlo, P., Stöckel, J., Urban, J., Weinzettl, V., Zajac, J., and Žáček, F. (2006). Reinstallation of the compass-d tokamak in ipp ascr. *Czechoslovak Journal of Physics*, 56(SUPPL. 2):B125–B137.
- Richterová, I., Beranek, M., Pavlu, J., Nemecek, Z., and Safrankova, J. (2010). Electrons scattered inside small dust grains of various materials. *Phys. Rev. B*, 81(7):075406.
- Richterová, I., Nemecek, Z., Beranek, M., Safrankova, J., and Pavlu, J. (2012). Secondary emission from non-spherical dust grains with rough surfaces: Application to lunar dust. *Astrophys. J.*, 761(2):108.
- Richterová, I., Němeček, Z., Šafránková, J., and Pavlů, J. (2004). A model of secondary emission from dust grains and its comparison with an experiment. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 32(2 II):617–622.
- Richterová, I., Pavlu, J., Nemecek, Z., and Safrankova, J. (2006). Model of secondary emission and its application on the charging of gold dust grains. *Phys. Rev. B*, 74(23):235430.

- Richterová, I., Pavlu, J., Nemecek, Z., Safrankova, J., and Beranek, M. (2007). Secondary emission from glass grains: Comparison of the model and experiment. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 35(2):286–291.
- Rohde, V., Balden, M., and Lunt, T. (2009). Dust investigations at asdex upgrade. In *Physica Scripta T*, volume T138.
- Roquemore, A. L., Davis, W., Kaita, R., Skinner, C. H., Maqueda, R., and Nishino, N. (2006). Imaging of high-speed dust particle trajectories on nstx. *Review of Scientific Instruments*, 77(10).
- Roquemore, A. L., Nishino, N., Skinner, C. H., Bush, C., Kaita, R., Maqueda, R., Davis, W., Pigarov, A. Y., and Krasheninnikov, S. I. (2007). 3d measurements of mobile dust particle trajectories in nstx. *Journal of Nuclear Materials*, 363-365(1-3):222–226.
- Rubel, M., Cecconello, M., Malmberg, J., Sergienko, G., Biel, W., Drake, J., Hedqvist, A., Huber, A., and Philipps, V. (2001). Dust particles in controlled fusion devices: morphology, observations in the plasma and influence on the plasma performance. *Nuc. Fusion*, 41(8):1087.
- Saito, K., Mutoh, T., Kumazawa, R., Seki, T., Nakamura, Y., Ashikawa, N., Sato, K., Shoji, M., Masuzaki, S., Watari, T., Ogawa, H., Takeuchi, H., Kasahara, H., Shimpo, F., Nomura, G., Yokota, M., Takahashi, C., Komori, A., Zhao, Y., Yoon, J. S., and Kwak, J. G. (2007). Icrf long-pulse discharge and interaction with a chamber wall and antennas in lhd. *J. Nuc. Mater.*, 363-365(1-3):1323–1328.
- Samsonov, D. and Goree, J. (1999). Instabilities in a dusty plasma with ion drag and ionization. *Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, 59(1):1047–1058.

- Schablinski, J., Kroll, M., and Block, D. (2013). Particle tracking velocimetry of dusty plasmas using stereoscopic in-line holography. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 41(4):779–783.
- Sharpe, J. P., Petti, D. A., and Bartels, H. . (2002). A review of dust in fusion devices: Implications for safety and operational performance. *Fusion Eng. Des.*, 63-64:153–163.
- Sickafoose, A. A., Colwell, J. E., Horányi, M., and Robertson, S. (2000). Photoelectric charging of dust particles in vacuum. *Physical Review Letters*, 84(26):6034–6037.
- Sickafoose, A. A., Colwell, J. E., Horányi, M., and Robertson, S. (2002). Experimental levitation of dust grains in a plasma sheath. *Journal of Geophysical Research A: Space Physics*, 107(A11).
- Smirnov, R. D., Krasheninnikov, S. I., Pigarov, A. Y., Roquemore, A. L., Mansfield, D. K., and Nichols, J. (2011). Modeling of dust impact on tokamak edge plasmas. *Journal of Nuclear Materials*, 415(1 SUPPL):S1067–S1072.
- Smirnov, R. D., West, W. P., Krasheninnikov, S. I., Pigarov, A. Y., Rosenberg, M., and Bray, B. D. (2007). Laser-dust interaction and dust size distribution measurements on diii-d. *Physics of Plasmas*, 14(11).
- Smith, B. A., Soderblom, L., Batson, R., Bridges, P., Inge, J., Masursky, H., Shoemaker, E., Beebe, R., Boyce, J., Briggs, G., Bunker, A., Collins, S. A., Hansen, C. J., Johnson, T. V., Mitchell, J. L., Terrile, R. J., Cook II, A. F., Cuzzi, J., Pollack, J. B., Danielson, G. E., Ingersoll, A. P., Davies, M. E., Hunt, G. E., Morrison, D., Owen, T., Sagan, C., Veverka, J., Strom, R., and Suomi, V. E. (1982). A new look at the saturn system: The voyager 2 images. *Science*, 215(4532):504–537.

- Spann, J. F., Abbas, M. M., Venturini, C. C., and Comfort, R. H. (2001). Electrodynamic balance for studies of cosmic dust particles. *Physica Scripta T*, 89:147–153.
- Srama, R., Kempf, S., Moragas-Klostermeyer, G., Altobelli, N., Auer, S., Beckmann, U., Bugiel, S., Burton, M., Economomou, T., Fechtig, H., Fiege, K., Green, S. F., Grande, M., Havnes, O., Hillier, J. K., Helfert, S., Horanyi, M., Hsu, S., Igenbergs, E., Jessberger, E. K., Johnson, T. V., Khalisi, E., Krüger, H., Matt, G., Mocker, A., Lamy, P., Linkert, G., Lura, F., Möhlmann, D., Morfill, G. E., Otto, K., Postberg, F., Roy, M., Schmidt, J., Schwehm, G. H., Spahn, F., Sterken, V., Svestka, J., Tschernjawski, V., Grün, E., and Röser, H. . (2011). The cosmic dust analyser onboard cassini: Ten years of discoveries. *CEAS Space Journal*, 2(1-4):3–16.
- Stanzel, C., Pätzold, M., Williams, D. A., Whelley, P. L., Greeley, R., Neukum, G., and the HRSC Co-Investigator Team (2008). Dust devil speeds, directions of motion and general characteristics observed by the mars express high resolution stereo camera. *Icarus*, 197(1):39–51.
- Sternglass, E. (1957). *Theory of Secondary Electron Emission Under Electron Bombardement*. Westinghouse Research Laboratories.
- Sternovsky, Z., Němecek, Z., Šafránková, J., and Velyhan, A. (2001). Ion field emission from micrometer-sized spherical glass grains. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 29(2 I):292–297.
- Sternovsky, Z., Robertson, S., Sickafoose, A., Colwell, J., and Horányi, M. (2002). Contact charging of lunar and martian dust simulants. *Journal of Geophysical Research E: Planets*, 107(11):15–1.
- Stubbs, T. J., Vondrak, R. R., and Farrell, W. M. (2006). A dynamic fountain model for lunar dust. *Advances in Space Research*, 37(1):59–66.

- Stubbs, T. J., Vondrak, R. R., and Farrell, W. M. (2007). A dynamic fountain model for dust in the lunar exosphere. In *ESA - Workshop on Dust in Planetary Systems*, pages 185–189.
- Svestka, J., Cermak, I., and Grün, E. (1993). Electric charging and electrostatic fragmentation of dust particles in laboratory. *Advances in Space Research*, 13(10):199–202.
- Tanaka, Y., Smirnov, R. D., Pigarov, A. Y., Takenaga, H., Asakura, N., Uesugi, Y., and Ohno, N. (2011). Simulation of dynamics of carbon dust particles in the jt-60u tokamak. *Journal of Nuclear Materials*, 415(1 SUPPL):S1106–S1110.
- Tang, M., Hu, J. S., Li, J. G., Li, Y. ., Morfill, G., and Ashikawa, N. (2011). Recent researches on dust in east and ht-7 tokamaks. *Journal of Nuclear Materials*, 415(1 SUPPL):S1094–S1097.
- Thomas, H. M., Morfill, G. E., Ivlev, A. V., Hagl, T., Rothermel, H., Khrapak, S. A., Sütterlin, K. R., Rubin-Zuzic, M., Schwabe, M., Zhdanov, S. K., Räth, C., Fortov, V. E., Molotkov, V. I., Lipaev, A. M., Petrov, O. F., Tokarev, V. I., Malenchenko, Y. I., Turin, M. V., Vinogradov, P. V., Yurchikhin, F. N., Krikalev, S. K., and Reiter, T. (2008). New directions of research in complex plasmas on the international space station. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1041, pages 41–44.
- Vaverka, J., Richterova, I., Pavlu, J., Safrankova, J., and Nemecek, N. (2012). Numerical calculation of an equilibrium dust grain potential in lunar environment. *WDS'12 Proceedings of Contributed Papers, Part II*. Prague. MATFYZPRESS.
- Vaverka, J., Richterova, I., Pavlu, J., Safrankova, J., and Nemecek, Z. (2013a). Numerical calculation of an equilibrium dust grain potential in lunar environment. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 41(4):740–744.

- Vaverka, J., Richterova, I., Vysinka, M., Pavlu, J., Safrankova, J., and Nemecek, Z. (2013b). Influence of see on the floating potential of tokamak-born dust. *odesláno do Plasma Phys. Control. Fusion*.
- Vaverka, J. Vysinka, M., Beranek, M., Richterova, I., Pavlu, J., Nemecek, N., and Safrankova, J. (2009). Ion field emission from micron-sized carbon dust grains. *WDS'09 Proceedings of Contributed Papers, Part II*. Prague. MATFYZPRESS.
- Walch, B., Horanyi, M., and Robertson, S. (1994). Measurement of the charging of individual dust grains in a plasma. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 22(2):97–102.
- Walch, B., Horányi, M., and Robertson, S. (1995). Charging of dust grains in plasma with energetic electrons. *Physical Review Letters*, 75(5):838–841.
- West, W. P., Bray, B. D., and Burkart, J. (2006). Measurement of number density and size distribution of dust in diii-d during normal plasma operation. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48(11):1661–1672.
- Whipple, E. C. (1981). Potentials of surfaces in space. *Reports on Progress in Physics*, 44(11):1197–1250.
- Ziemann, P. J., Liu, P., Kittelson, D. B., and McMurry, P. H. (1995). Electron impact charging properties of size-selected, submicrometer organic particles. *Journal of Physical Chemistry*, 99(14):5126–5138.

Příloha A

Přiložené publikace

A1 Vaverka et al. [2009]

Vaverka, J., Vyšinka, M., Beránek, M., Richterová, I., Pavlů, J., Němeček, N., Šafránková, J., Ion field emission from micron-sized carbon dust grains. *In: Šafránková, J. (Ed.), WDS'09 Proceedings of Contributed Papers: Part II – Physics of Plasmas and Ionized Media.* Matfyzpress, Prague, str. 202–208, 2009.

A2 Jeřáb et al. [2010]

Jeřáb, M., Vaverka, J., Vyšinka, M., Němeček, Z., Šafránková, J., Relation of Charging History to Field Ion Emission From Gold and Carbon Dust. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 38 (4): 798–802, 2010.

A3 Němeček et al. [2011]

Němeček, Z., Pavlu, J., Šafránková, J., Beránek, M., Richterová, I., Vaverka, J., Mann, I., Lunar Dust Grain Charging by Electron Impact: Dependence of the Surface Potential on the Grain Size. *Astrophys. J.* 738:14, 2011.

A4 Vaverka et al. [2012]

Vaverka, J., Richterová, I., Pavlů, J., Šafránková, J., Němeček, Z., Numerical calculation of an equilibrium dust grain potential in lunar environment. *In: Šafránková,*

J. (Ed.), WDS'12 Proceedings of Contributed Papers: Part II – Physics of Plasmas and Ionized Media. Matfyzpress, Prague, str. 156–162, 2012.

A5 Vaverka et al. [2013a]

Vaverka, J., Richterová, I., Pavlů, J., Šafránková, J., Němeček, Z., Numerical Calculation of an Equilibrium Dust Grain Potential in Lunar Environment. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 41 (4): 740–744, 2013.

A6 Vaverka et al. [2013b]

Vaverka, J., Richterová, I., Vyšinka, M., Pavlů, J., Šafránková, J., Němeček, Z., Influence of SEE on the floating potential of tokamak-born dust. *odesláno do Plasma Phys. Control. Fusion.*

A7 Pavlů et al. [2013]

Pavlů, J., Beránek, M., Vaverka, J., Šafránková, J., Němeček, Z., Richterová, I., Secondary electron emission from Martian soil simulant. *odesláno do J. Geophys. Res.*

příloha A1

Vaverka, J., Vyšinka, M., Beránek, M., Richterová, I., Pavlů, J., Němeček, N., Šafránková, J., Ion field emission from micron-sized carbon dust grains. *In: Šafránková, J. (Ed.), WDS'09 Proceedings of Contributed Papers: Part II – Physics of Plasmas and Ionized Media.* Matfyzpress, Prague, str. 202–208, 2009.

Ion Field Emission from Micron-sized Carbon Dust Grains

J. Vaverka, M. Vyšinka, M. Beránek, J. Pavlů, Z. Němeček, and J. Šafránková
Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Prague, Czech Republic.

Abstract. Ion field emission from dust grains was studied using several glassy carbon grains of different radii from 1.64 to 2.97 μm as dust samples. Each grain was stored in a quadrupole trap under UHV conditions for a long time (days) and charged by argon ions to a high surface potential. When the ion gun was switched off the charged grain started to discharge spontaneously. We found out that the discharging process is a combination of field ionization and field desorption. A simple model for ion field emission was developed and the model results were compared with the measured data. Influence of the ion penetration depth on the field ion emission is discussed and compared with different measurements of ion diffusion and consecutive desorption of the implanted ions.

Introduction

Micrometer-sized dust grains coexist with plasma of various parameters in the space as well as in laboratories and industrial facilities. Mutual interactions of plasma particles with dust grains lead to their charging. The most frequent charging processes are secondary electron emission, photoemission, and collection of primary particles. Small dust grains can be charged to high positive surface potentials that lead to a strong electric field at the grain surface. When the electric field is strong enough, the accumulated charge becomes spontaneously released. This process is known as ion field emission and can limit the maximum charge of the grains exposed to the plasma environment. In the last 10 years, many laboratory simulations of different kinds of charging processes have been presented, however, only a few of them dealt with field ion emission from spherical samples. Čermák et al. [1995] studied ion field emission from glass grains charged to high positive surface potentials. They observed anomalous discharging current when the electric field at the surface reached $5 \cdot 10^8$ V/m (nearly two orders of magnitude less than the theoretical prediction [Gomer, 1961]). The authors suggested that the discharging occurred due to field emission of ions from the grain surface. The experiment was repeated by Sternovský et al. [2001] on glass grains of different diameters with the same result. Jeřáb et al. [2005] and Jeřáb et al. [2007] studied field ion emission from gold dust grains. They observed that the discharging occurs if the surface electric field is above 10^9 V/m and it depends on the kind of ions used for the charging and on the duration of the charging. The authors suggested that the principal discharging mechanism is the desorption (and consecutive field ionization) of the primary ions. Jeřáb et al. [2007] and Pavlů et al. [2008] found that the first measurement cycle differs from those measured later on the same grain. They suggested that the ion treatment cleans the grain surface from adsorbed gas and impurities. Pavlů et al. [2008] used gold dust grains charged by helium ions. They confirmed previous suggestions that the principal discharging mechanism is field desorption. We continue their experimental laboratory studies of ion field emission using micron-sized spherical carbon dust grains charged by argon ions. We compare the experimental results with a simple model of suggested processes.

Field Ion Emission

Field ion emission (FIE) is the effect when a positive charge leaves a surface due to a high positive surface potential. The emission of positive ions is realized by three main processes: field desorption, field ionization, and field evaporation [Good et al., 1956] and [Gomer, 1961]. Field desorption is the process when desorbed atoms or molecules are ionized in the strong surface

electric field if they reach a critical distance from the surface. Field evaporation is similar to field desorption, however, leaving atoms are not the adsorbed gas, but the atoms of the bulk material. The last of the mentioned processes is field ionization. In this process, atoms of a surrounding gas come to the critical distance from the surface where they are ionized and repulsed by a high electric field. Which of the aforementioned processes play the leading role in field ion emission depends on the combination of the surrounding gas, the surface material of the sample, and the composition of the adsorbed layer. The ionization probability of neutral atoms or molecules depends on the electric field strength, the grain material and the kind of neutral particles [Gomer, 1961].

Experimental Set-up

We used a unique experimental set-up for investigation of field ion emission. We stored a single dust grain trapped in an electrodynamic quadrupole (Paul trap) for a long time in an UHV chamber. The charge-to-mass ratio (Q/m) of the levitating grain is proportional to the frequency of grain oscillations in the axial direction f_z and to the parameters of the quadrupole trap (the amplitude V_{ac} and the frequency f_{ac} of the ac voltage):

$$\frac{Q}{m} = \frac{\sqrt{2}\pi^2 r_0^2 f_{ac} f_z}{1} \frac{1}{V_{ac} \sqrt{1 + (1.8 \frac{f_z}{f_{ac}})^2}}, \quad (1)$$

where r_0 is the inner radius of the middle quadrupole electrode [Čermák et al., 1995]. This approximate equation is valid when $\frac{f_{ac}}{f_z} > 10$. The trapped grain is illuminated by a red laser diode and the scattered light is focused on a position sensitive detector by a lens system. The grain oscillation frequency can be determined from the temporal changes of the grain position. Electron and ion guns are used for grain charging or discharging. The energy of both beams can be adjusted in the range of 0.1 - 10 keV. The schematic view of the experiment is shown in Figure 1. The detailed description was presented in Čermák et al. [1995]; Žilavý et al. [1998], and Pavlů et al. [2004].

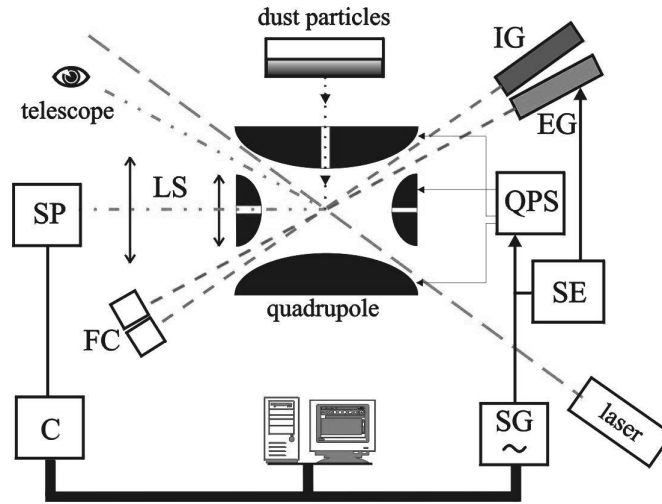


Figure 1. Scheme of the experimental set-up. IG ion gun, EG electron gun, QPS quadrupole power supply unit, SP signal processing - optoelectronic detector, LS lens system, FC Faraday cups, SG signal generator, SE sampling electronics, C - counter.

Experimental Study of Field Ion Emission

We investigated ion field emission from micron-sized spherical glassy carbon grains charged by argon ions. The spherical grains were used for a straight connection between the charge, the surface potential, and the electric field strength. Several grains of different radii from 1.64 to 2.97 μm were studied. A SEM image of the used grains is shown in Figure 2. The ion beam influenced repeatedly the trapped grain for a few hours followed by several hours of ion field emission. Figure 3 presents an example of the temporal evolution of the charge-to-mass ratio (Q/m) during these measurements. The temporal dependence of the discharging current is determined from the charge-to-mass ratio by a numerical derivation. If we know the specific mass of the grain, we can determine the grain size from its capacitance from the volt-ampere characteristics [Sternovský et al., 2001]. The dependence of the specific current (j) on the electric field (F) can be easily estimated. Examples of discharging characteristics (the dependence of j on F) for grains with 2.08 and 1.64 μm radii are shown in Figures 4 and 5, respectively. Field ion emission limits the maximum of the surface potential because the charging is terminated if the beam current is equal to the discharging (field emission and background electrons) current. It is clearly seen from Figures 4 and 5 that field ion emission occurs for the electric field above 10^9 V/m. It is in a good agreement with previous experiments [Čermák et al., 1995] and [Sternovský et al., 2001].

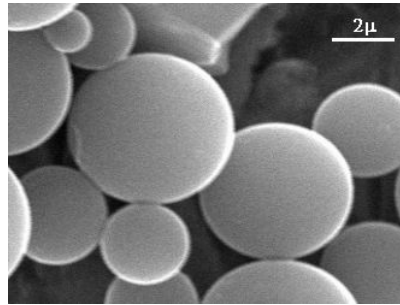


Figure 2. SEM image of used carbon grains.

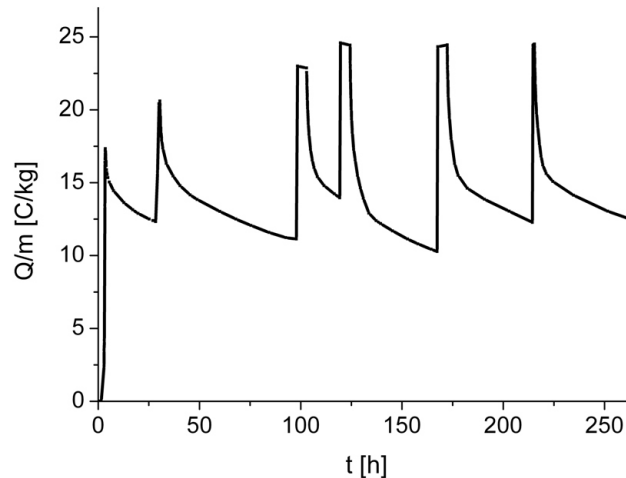


Figure 3. Time evolution of the charge-to-mass ratio (Q/m).

Influence of the grain treatment

The first discharging characteristics from a particular grain differs from those measured later, as it is shown in Figure 4. The reason is that the surface is fresh and contaminated prior to the ion treatment. The cleaning effect was also observed in previous experiments [Jeřáb et al., 2007]. The cleaning time depends on the relative ion energy as well as their kind. Our measurements have shown that the discharging characteristics reach a steady state after several minutes of cleaning by 5 keV argon ions (~ 400 eV of the relative energy). Figure 5 shows that the discharging characteristics can change into a different one spontaneously after several hours of treatment by ions. This effect was observed repeatedly on various grains. This effect could be explained by modification of the grain surface structure by the ion bombardment. To justify this assumption the further investigation of this effect have to be done.

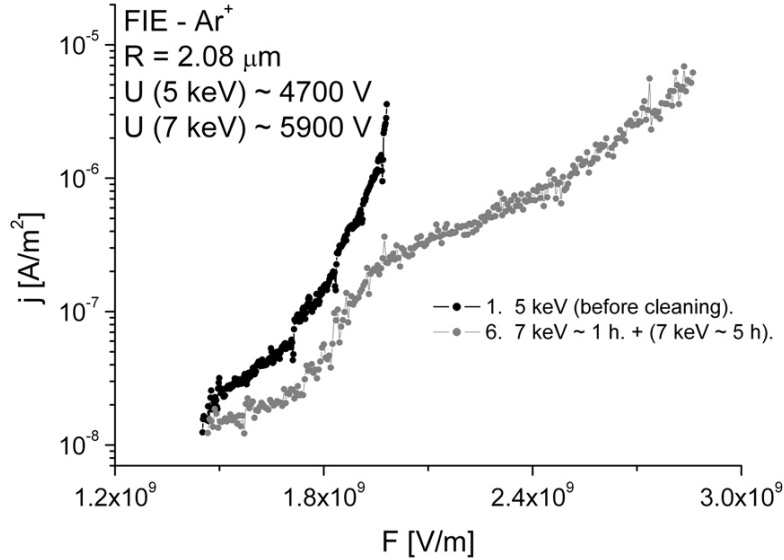


Figure 4. The comparison of discharging characteristics after the first treatment (black dots) and the later one (gray dots) for carbon dust grain ($R = 2.08 \mu\text{m}$). U is the maximal surface potential

Balance of Discharging Currents - Model

An example of measured discharging characteristics is displayed in Figure 6 by circles. The discharging current decreases with various slopes in different ranges of the surface electric field. We suggest two processes acting simultaneously during the discharging:

1. Field ionization of the residual gas occurs during whole discharging and dominates when 2. is terminated.
2. Diffusion and consecutive field desorption of the implanted beam ions prevailing at the beginning of discharging. We assume that the number of desorbed ions decreases exponentially in time.

First component of the discharging current, j_{ion} depends exponentially on the surface electric field:

$$j_{ion} = ae^{\frac{F}{b}}, \quad (2)$$

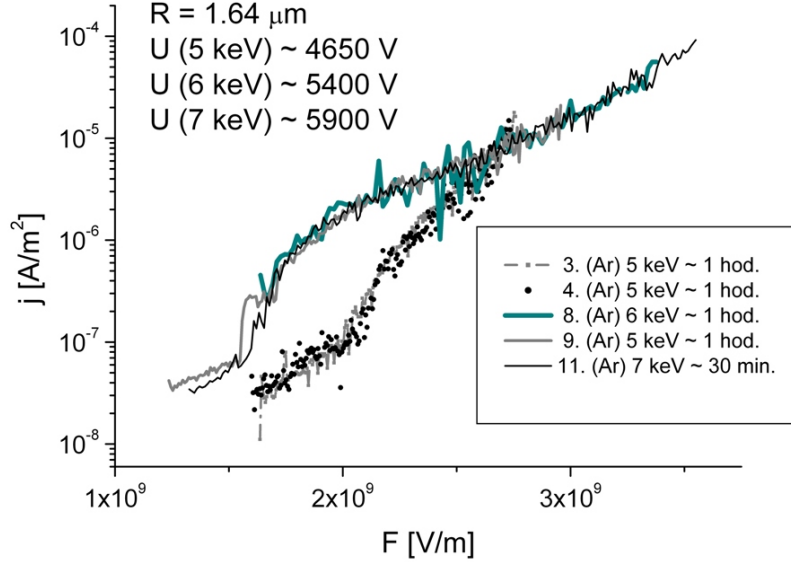


Figure 5. The time sequence of measured FIE discharging characteristics. The carbon dust grain ($R = 1.64 \mu\text{m}$) was charged by the Ar^+ ion beam with the energy of $E = 5, 6$ and 7 keV for 1 hours. The discharging characteristics spontaneously changed into different one after several hours of treatment by ions.

where the constant a is given by the number, density, and the kind of surrounding atoms (pressure inside the chamber) and b is a combination of neutral particle parameters (the ionization energy and the polarizability) and work function of grains bulk material. Because implanted ions can be generally different kind of surrounding gas, this parameter can be different for the field desorption and the field ionization. For simplifying we assume same values in our model for both mechanism. The component 2. depends on time elapsed from the ending off of the ion bombardment and on the electric field.

$$j_{dif} = ce^{\frac{F}{b}} e^{-\frac{t}{d}}, \quad (3)$$

where d is the time constant for the diffusion and the consecutive desorption of the implanted ions and c is proportional to the flux of the neutral gas from the grain at $t = 0$. The sum of the currents 2 and 3 represents the theoretical discharging current consisting of field ionization as well as field desorption - Equation (4). This current fits very well the experimental data in Figure 6 (thick line):

$$j_{sum} = (a + ce^{\frac{-t}{d}}) e^{\frac{F}{b}}. \quad (4)$$

The components in the brackets depend on the flux of the neutral gas from the grain as well as on the pressure of the residual gas. In Figure 7, this component is compared with the temporal dependence of the measured current j divided by the factor $e^{\frac{F}{b}}$. It is clearly seen that the flux profile of the neutral gas from the grain is close to an exponential decay with a time constant $d = 0.54$ hour. This confirms our previous assumption. Diffusion and the consecutive desorption of argon ions implanted into the carbon dust grains were measured by Beránek et al. [2010]. The time constant was determined from the temporal evolution of the grain weight after the treatment in this experiment as $d = 7.21$ hour. The dust grain was exposed to ions of a relative energy close to 7 keV, whereas we used ions of a relative energy less than 0.5 keV. We assume that the diffusion of ions from the grain depends on the implantation depth. Vyšinka

et al. [2009] have shown that the maximum amount of ions is implanted 2 nm under the grain surface for the relative energy 450 eV and 10 nm for 7 keV. This leads to a shorter time constant in our experiment than in Beránek et al. [2010].

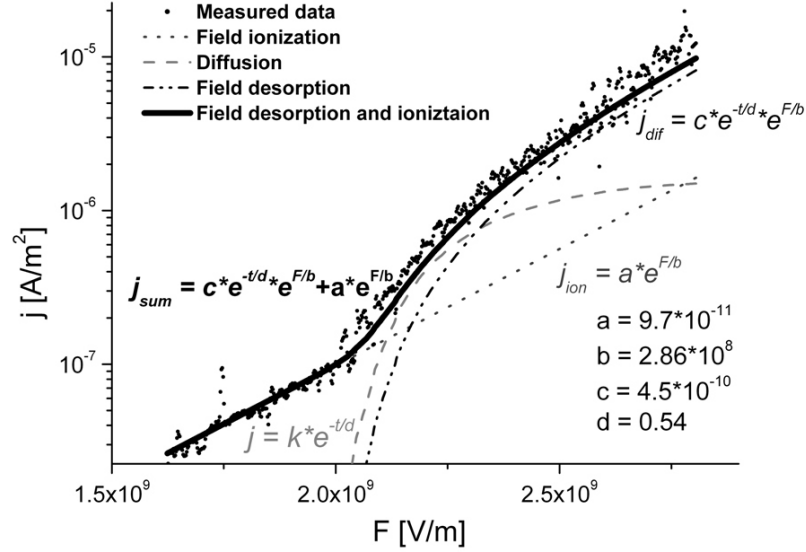


Figure 6. Comparison of measured data (black dots) with the fitted field ionization current (gray dot line), the desorption current (black dash-dotted line), and the sum of both currents (thick black line).

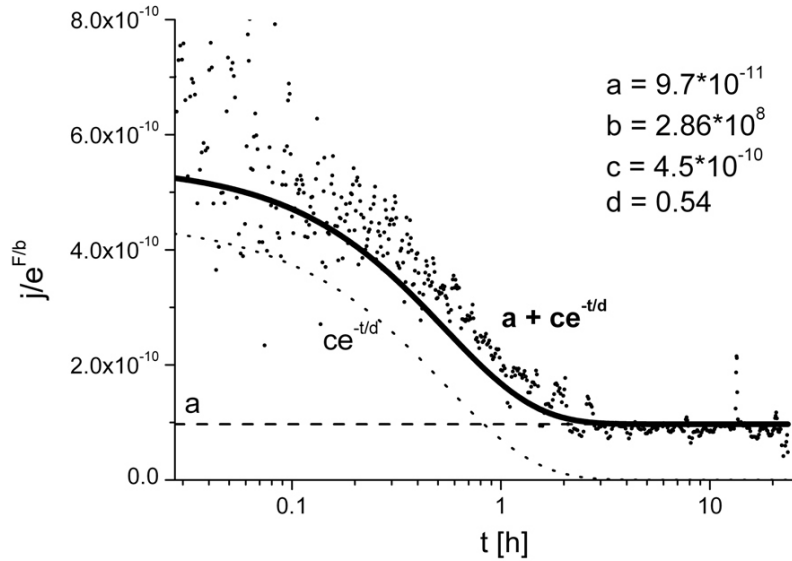


Figure 7. The comparison of measured data (black dots) with theoretical curves. a is proportional to the pressure of the residual gas (dash line) and $ce^{-\frac{t}{d}}$ is proportional to the flux of the neutral gas from the grain (dot line).

Conclusion

We have analyzed discharging of several glassy carbon dust grains of different diameters charged by argon ions to the high surface potentials. The charged grains start to discharge spontaneously by ion field emission if the surface electric field reaches 10^9 V/m. It is in a good agreement with previous experiments [Čermák et al., 1995] and [Sternovský et al., 2001]. We have shown that discharging is caused by a combination of ion field desorption and field ionization, and our model confirmed the exponential decay of the flux of neutral gas from the grain. We assume that the field desorption current depends on the depth of implanted ions. We compared our data with data from Beránek et al. [2010]. The fact that we observed several times shorter time constants for the diffusion and the consecutive desorption of the implanted ions than Beránek et al. [2010] can be explained by a different depth of implanted ions for various energies as calculated by Vyšinka et al. [2009]. The dependence of the field desorption on a depth of implanted ions as well as the spontaneous changes of discharging characteristics will be a subject of the further investigation.

Acknowledgments. The authors acknowledge a support of the Charles University Grant Agency under contract No. 146207. The work was partly supported by the Czech Grant Agency (contract 202/08/0063) and by the Research Plan MSM 0021620860.

References

- Beránek M., M. Vyšinka, I. Richterová, J. Pavlů, Z. Němeček, J. Šafránková: *Dust as a gas carrier*, IEEE Trans. Plasma Sci. - submitted (2010).
- Čermák I. E. Grun, J. Švestka: *New results in studies of electric charging of dust particles*, Adv. Space Res. 15, 59-64 (1995).
- Gomer R.: *Field Emission and Field Ionization*, vol. 9. Cambridge, MA: Harvard Univ. Press, (1961).
- Good R. H. and E. W. Muller: *Encyclopedia of Physics*, vol. XXI. New York: Springer-Verlag, ch. 2, pp. 176231, (1956).
- Jeřáb M., I. Richterová, J. Pavlů, J. Šafránková, Z. Němeček: *The Study of Field Ion Emission from Gold Dust Grains*, in *New Vistas in Physics of Dusty Plasmas*, AIP Conference Proceedings, 799, ed. by L. Boufendi, M. Mikikian, P. K. Shukla, Melville, New York, 387-390, (2005).
- Jeřáb M., I. Richterová, J. Pavlů, J. Šafránková, Z. Němeček: *Influence of Charging Conditions on Field Ion Emission From Dust Grain*, IEEE Trans. Plasma Sci. 35(2), 292-296, (2007).
- Pavlů J., A. Velyhan , I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, I. Čermák and P. Žilavý: *Mass-Loss Rate for MF Resin Microspheres*, IEEE transactions on Plasma Science, 32 No 2, 704708(2004).
- Pavlů J., I. Richterová, Z. Němeček and J. Šafránková: *Field emission characteristic of gold dust grains*, Adv Space Res, 42, 129135 (2008).
- Sternovský Z., Z. Němeček, J. Šafránková, and A. Velyhan: *Ion Field Emission from Micrometer-sized Spherical Glass Grains*, IEEE Trans. Plasma Sci., 29, 292297, (2001).
- Vyšinka M., J. Vaverka, J. Pavlů, Z. Němeček and J. Šafránková : *Ion in Dust - Depth of Implantation*, in *WDS'09 Proceedings of Contributed Papers: Part II Physics of Plasmas and Ionized Media* (ed. J. Šafránková and J. Pavlů), Prague, Matfyzpress (2009).
- Žilavý P., Z. Sternovský, I. Čermák, Z. Němeček, and J. Šafránková: *Surface potential of small particles charged by the medium-energy electron beam*, Vacuum, 50 , 139-142, (1998).

příloha A2

Jeřáb, M., Vaverka, J., Vyšinka, M., Němeček, Z., Šafránková, J., Relation of Charging History to Field Ion Emission From Gold and Carbon Dust. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 38 (4): 798–802, 2010.

Relation of Charging History to Field Ion Emission From Gold and Carbon Dust

Martin Jeřáb, Jakub Vaverka, Marek Vyšinka, Zdeněk Němeček, and Jana Šafránková

Abstract—A study of dust-grain charging plays a very important role in the understanding of complex (dusty) plasma. The dust grains are charged by several different processes (e.g., electron and ion attachments, secondary electron emission, photoemission, and field electron and ion emissions), and their charge significantly influences the surrounding plasma. Our laboratory experiment based on an electrodynamic quadrupole trap allows us to investigate some of these processes on a single isolated dust grain which can be trapped and influenced with different agents for a very long time (days). In this paper, we focused on the determination of the relation between charging conditions and the field-emission mechanism because this emission limits positive charges that dust grains can acquire due to photoemission, secondary emission, or ion attachment. The field-ion-emission process is based on the field ionization of the atoms that crosses a critical distance from the grain surface. We have found that the sources of these atoms are either the surrounding gas or the ions implanted into the grain and leaving it due to diffusion. The diffusion can be described by two time constants differing by an order of magnitude. We used two sets of dust grains: gold and amorphous carbon. The experimental results are confirmed by a simple model.

Index Terms—Diffusion in solids, dust charging, field ion emission (FIE).

I. INTRODUCTION

DUSTY OR complex plasmas are plasmas containing solid or liquid grains (dust) which are charged. The grain charge is one of the most important parameters that determines the grain interactions with plasma electrons and ions, with electromagnetic fields, between the grains themselves, etc. Micrometer-sized grains embedded in a plasma do not only change the charge composition but also introduce new physical processes into the system, e.g., effects associated with dissipation and plasma recombination on the particle surface, variation of the particle charges, etc. These processes imply new mechanisms of the energy influx into the system.

However, the collection of ions and electrons from the plasma is not the only possible charging mechanism. Electrons can also be emitted from the grain surface due to thermionic, photoelectric, and secondary electron emission processes. These processes are of importance for dust charging in the

working body of solid-fuel MHD generators and rocket engines (e.g., [1]), in the upper atmosphere, in the space (e.g., [2] and [3]), and in some laboratory experiments, for instance, in thermal plasmas (e.g., [4]) or in plasmas induced by the UV irradiation [5] with photoelectric charging of dust particles [6] or with charging by electron beams [7], [8]. Among the minor charging processes that dominate under specific conditions, field ion emission (FIE) when positive charges leave the grain surface due to a high positive surface potential is a very important but complex effect.

According to [9]–[11], the positive charge is released from the grain by a collection of electrons that originate from the field ionization of the atoms that appear at the critical distance from the grain's surface. In laboratory experiments, possible sources of these atoms are the surrounding residual gas and the grain itself. The desorption from the grain (inner source) can consist of several components: 1) the desorption of the adsorbed residual gas; 2) the field evaporation of bulk material; 3) the desorption of the atoms from the ion primary beam that are on the surface; and 4) the diffusion (and the consecutive desorption) of the beam atoms that were implanted into the grain.

Jeřáb *et al.* [11] investigated in detail the FIE from gold micrometer-sized spheres after a prolonged irradiation with different ions. They have found that the discharging current is not the only function of the electric field at the grain surface (as it is expected in the models of the ion field emission) and that the time elapsed from the treatment is also a second equally important factor. The authors suggested that a part of the discharging current is caused by the field ionization of the atoms that were implanted into the grain as ions during the treatment. These ions recombine inside the grain, diffuse toward the surface, and desorb, and reaching a critical distance from the grain, they can be ionized. In this paper, we revisited these observations, complemented them with observations of a similar effect on carbon grains, and developed a simple model of an evolution of the discharging process for both materials. The suggested model can explain the observed steps on the discharging characteristics but it shows that a more complex approach is required for a full understanding of the discharging process.

II. LABORATORY EXPERIMENT AND MEASURING PROCEDURE

The experimental setup as well as measuring techniques are described in a few papers (e.g., [11]–[14]); thus, we note only basic principles here. A single spherical grain is trapped in

Manuscript received July 22, 2009. First published December 1, 2009; current version published April 9, 2010. This work was supported in part by the Ministry of Education of the Czech Republic under Research Plan MSM 0021620860, by the Czech Grant Agency under Contracts 202/08/0063 and 202/08/H057, and by the Grant Agency of Charles University under GAUK 146207.

The authors are with the Department of Surface and Plasma Science, Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, 180 00 Prague, Czech Republic (e-mail: zdenek.nemecek@mff.cuni.cz).

Digital Object Identifier 10.1109/TPS.2009.2036014

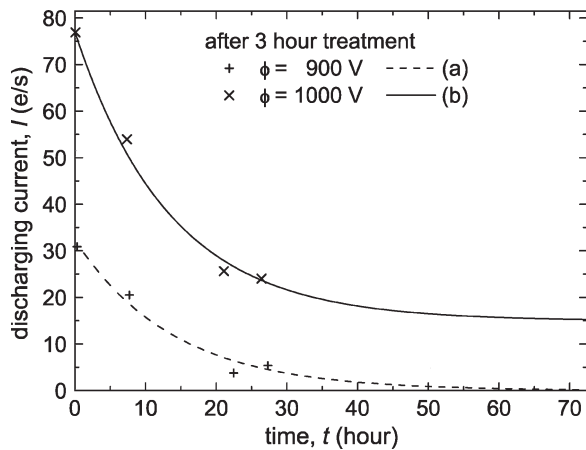


Fig. 1. Emission currents as a function of time after the ion-beam treatments. The gold dust grain of $0.57\text{-}\mu\text{m}$ radius was charging by the He^+ ion beam $E_k = 5\text{ keV}$ (relative energy $E_k = 3.8\text{ keV}$) for 3 h. The characteristic times determined by an exponential fit are (a) $\tau = 13.9\text{ h}$ and (b) $\tau = 13.4\text{ h}$.

the electrodynamic trap and charged by the ion beam. After this treatment of a predefined duration, the beam is switched off, and temporal changes of the grain charge are recorded. The grain surface potential is measured by a special procedure, and the diameter of the grain could be estimated under an assumption of mass density. The surface electric field is derived from the grain potential and estimated radius. Other techniques provide us with absolute mass measurement, i.e., also with absolute charge of the grain. The discharging current is a first derivative of the grain charge (see [15] for details). We repeatedly applied the following sequence: Prolonged ion treatment (several hours of duration), discharging of the grain for several hours, and short (several minutes) charging and discharging were repeated several times, and eventually, a new sequence starting with the treatment was applied.

III. RESULTS OF MEASUREMENTS

We start with a new analysis of measurements already published in [11]. An Au sphere ($1.14\text{ }\mu\text{m}$ in diameter) was bombarded by a 5-keV He^+ for 3 h. These ions charged the grain to $\approx 1.2\text{ kV}$ of the surface potential; thus, the relative energy of impinging ions E_k was reduced to $\approx 3.8\text{ keV}$. The discharging currents at two values of the surface potential (1 and 0.9 keV) are shown in Fig. 1 as a function of time elapsed from the end of the treatment. The experimental points are fitted by an exponential function in order to find a characteristic time of the current decay. This time is rather long, i.e., 13.4 h for 1 keV and 13.9 h for 0.9 keV . Jeřáb *et al.* [11] suggested the following scenario: An amount of He atoms is implanted into the grain during the treatment. After the treatment, the implanted He diffuses toward the surface, and it is ionized in the high surface electric field after desorption. Therefore, the discharging current is caused by the field ionization of the desorbed He. The decreasing of the discharging current is caused by a gradually decreasing amount of the ions implanted during the treatment. Note that a short-time bombardment used for measurements after treatment cannot significantly increase the amount of the implanted He. However, there are several

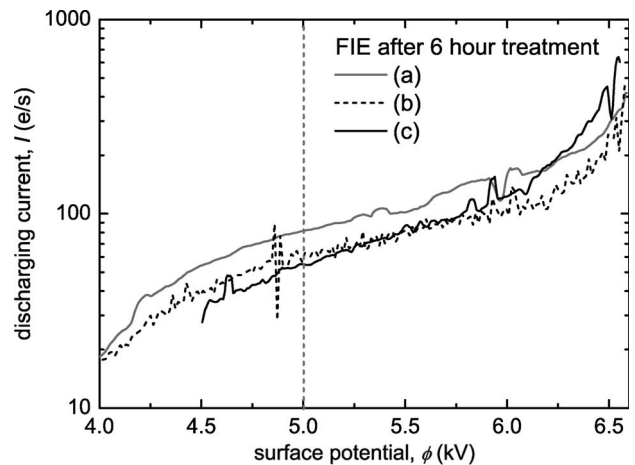


Fig. 2. Time sequence of FIE discharging characteristics after 6-h Ar^+ treatment. Carbon dust grains were charged by the Ar^+ beam with the relative energy $E_k = 0.45\text{ keV}$ for minutes. The curves depict discharging after (a) 4, (b) 22, and (c) 94 h, respectively.

other mechanisms that can lead to observed changes, e.g., a modification of the surface structure or surface roughness.

The problem of measurements with the Au target and He ions is the large ratio of masses that makes the detection of the amount of the implanted He impossible. On the other hand, the measurements of Beránek *et al.* [16] revealed a relative increase of the $2\text{-}\mu\text{m}$ carbon grain mass by a factor of about $1.5 \cdot 10^{-3}$ after 8 h of the grain bombardment with 7-keV Ar ions. For this reason, we repeated the experiment of Jeřáb *et al.* [11] using carbon grains and Ar ions.

The carbon grain of $5.94\text{-}\mu\text{m}$ diameter was charged by 7-keV Ar^+ for 6 h. The discharging currents limited the grain potential to 6.55 keV ; thus, the relative energy of the impinging ions was $E_k \approx 0.45\text{ keV}$. Several discharging characteristics measured in different times elapsed since the treatment are shown in Fig. 2. One can see that an overall shape of the characteristics does not depend on the time but the discharging current decreases with the time elapsed since the treatment. Note that, although the discharging current is plotted as a function of the grain potential in Fig. 2, it was actually measured as temporal changes of the grain charge; thus, the characteristics combine both temporal and electric field effects. We assume that the first steep decrease of the discharging current (at $6\text{--}6.5\text{ keV}$ of the surface potential) is caused by a quick release of the atoms deposited on the grain surface during its previous short-time charging, whereas the gradual decrease of the discharging current between $4.5\text{--}6\text{ keV}$ can be connected with a diffusion of ions implanted during the treatment. This current at 5 keV of the surface potential is shown as a function of the time elapsed from the treatment in Fig. 3. An exponential fit (full line) leads to a time constant of the current decrease of $\approx 14.8\text{ h}$. Surprisingly, this time constant is nearly equal to that determined for the gold grain treated with He^+ ions although the conditions in both experiments were different. In order to elucidate this apparent contradiction, we have computed the implantation profiles under conditions corresponding to both experiments.

For simulations, we used a TRIM code that is widely used for the study of ion implantation [17] and target sputtering [18].

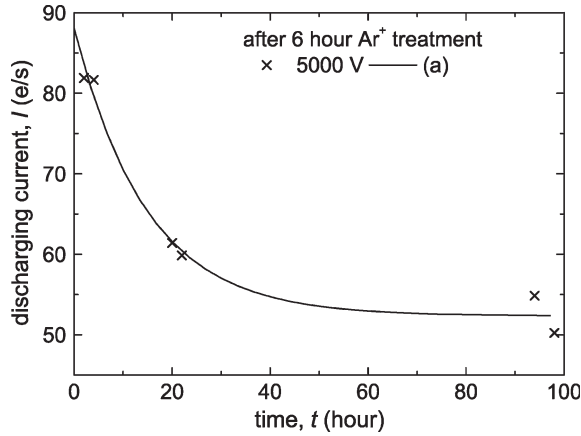


Fig. 3. Field emission current as a function of the time elapsed from the 6-h Ar^+ ion-beam treatment. The carbon dust grain of $2.97\text{-}\mu\text{m}$ radius was charged with the relative energy $E_k = 0.45\text{ keV}$. The characteristic time of discharging is 14.8 h.

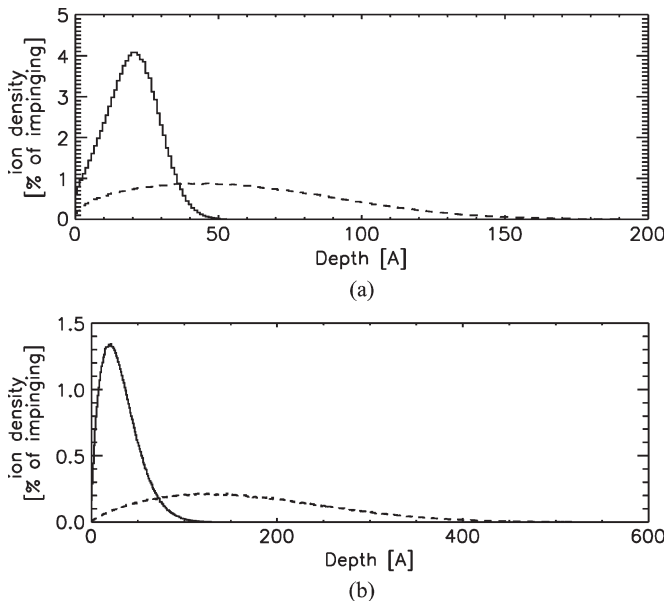


Fig. 4. Density profiles of implanted ions into a spherical grain. (a) Carbon target (mass density $\rho = 1.54\text{ g/cm}^3$). Relative ion energy $E_k = 0.45\text{ keV}$. (Full line) Ar^+ ions. (Dashed line) He^+ ions. (b) Gold target ($\rho = 19.311\text{ g/cm}^3$). $E_k = 3.8\text{ keV}$. (Full line) Ar^+ ions. (Dashed line) He^+ ions.

The TRIM code is a part of the SRIM package developed by Ziegler *et al.* [19], [20]. We adapted this code for spherical samples (see [21] and references therein). The results are shown in the two panels of Fig. 4. The full line in Fig. 4(a) shows the implantation depth of Ar^+ into the carbon target under conditions of our experiment; the dashed line shows the profile of the implanted He^+ with the same energy (0.45 keV). On the other hand, the dashed line in Fig. 4(b) corresponds to conditions of the experiment of Jeřáb *et al.* [11], i.e., the gold target and He^+ of 3.8 keV of energy. The Ar^+ profile is given for comparison (denoted by the full line). Although the scales at the horizontal axes are different, we can clearly see that the dependence of the implantation depth on the energy is weak and that the mass of the implanted ions is much more important. On the other hand, the diffusivity increases with the decreasing

mass of the implanted species, and we assume that these two effects can lead to very similar time constants of release of 3.8 keV He^+ implanted into gold (Fig. 1) and 0.45 keV Ar^+ implanted into carbon (Fig. 3) if combined together.

IV. MODEL OF THE GRAIN DISCHARGING

To model the discharging processes, we prepared the following model. We suggest two processes acting simultaneously:

- 1) Field ionization of the residual gas occurs during all discharging processes and dominates when (2) is terminated.
- 2) Diffusion and consecutive field desorption of the implanted beam ions prevailing at the beginning of discharging. We assume that the number of desorbed ions decreases exponentially in time.

The first component of the discharging current j_{ion} depends exponentially on the surface electric field F

$$j_{\text{ion}} = ae^{F/b} \quad (1)$$

where a constant a is given by the number and kind of surrounding atoms (pressure and composition of the residual gas inside the chamber) and b is a combination of neutral particle parameters (ionization energy and polarizability) and the grain work function. This parameter can vary for the field desorption and field ionization because the implanted ions and atoms of the surrounding gas can be different but we use the same values in our model for simplification. The component j_{diff} depends on the time elapsed since the stop of the ion bombardment and on the electric field

$$j_{\text{diff}} = ce^{F/b}e^{-t/d} \quad (2)$$

where d is the time constant for the diffusion and consecutive desorption of the implanted ions and c would be proportional to a flux of the neutral gas from the grain at $t = 0$. Furthermore, the sum of both currents (1) and (2)

$$j_{\text{sum}} = \left(a + ce^{-t/d}\right)e^{F/b} \quad (3)$$

represents a theoretical discharging current consisting of the field ionization and field desorption. This resulting current fits very well the experimental data in Fig. 5 (heavy line).

The pre-exponential components in (3) depend on the flux of the neutral gas from the grain as well as on the pressure of the residual gas. In Fig. 6, this component is compared with the temporal dependence of the measured current j divided by a factor $\exp(F/b)$. It is clearly seen that the flux profile of the implanted atoms from the grain is close to an exponential decay with a time constant $d = 0.54\text{ h}$. It confirms our previous assumption.

V. DISCUSSION OF RESULTS

The time constant for the diffusion of Ar^+ ions implanted into carbon grains determined on the timescale of tens of hours (Section III) was found to be as long as 14.8 h. By contrast, the time constant belonging apparently to the same process but determined on the time scale of $\approx 1\text{ h}$ was only 0.54 h (Section IV). The diffusion and the consecutive desorption

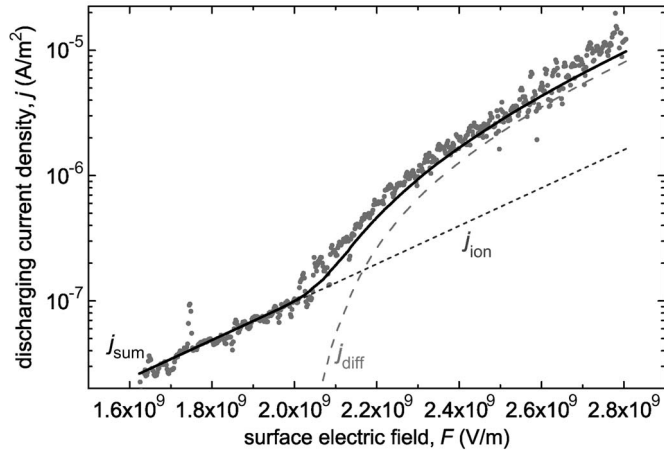


Fig. 5. Comparison of the measured discharging of the carbon grain with the simple model of FIE. The discharging current is composed of two terms (1) and (2), and their sum is denoted as (3) in accordance with the numbering of the corresponding equations in the paper.

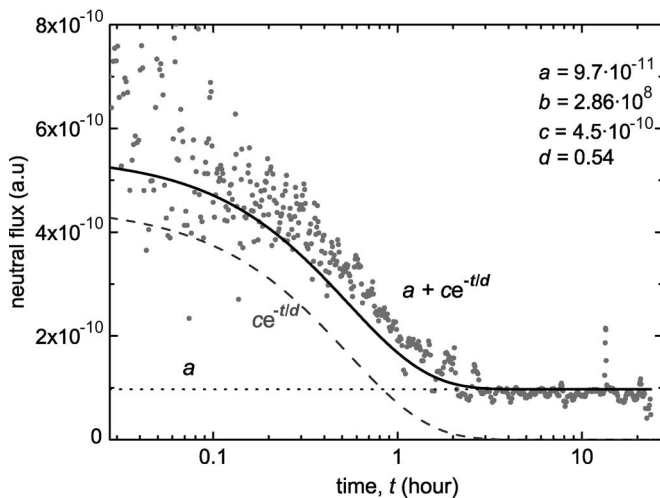


Fig. 6. Comparison of (gray dots) measured data with theoretical predictions. The constant would be proportional to the (dotted line) pressure of a residual gas and $c \exp(-t/d)$ is proportional to a (dashed line) flux of the neutral gas from the grain.

of the Ar ions implanted into the carbon dust grains were measured by Beránek *et al.* [16]. The time constant was determined from a temporal evolution of the grain weight after treatment as $d = 7.21$ h in their experiment. Since all three numbers were obtained in the same experimental setup and with the same measuring techniques, the experimental errors cannot explain one order of magnitude difference between these numbers. We suggest that the proper explanation is connected with the nonstationary process of the release of implanted atoms. A short-time bombardment of the grain creates a thin layer of the implanted ions near the surface (Fig. 4). These ions start to diffuse in both directions—toward the surface and toward the grain center. The ions diffusing toward the surface are quickly released and contribute to the initial discharging. This discharging is seen as a fast decrease of the discharging current in Fig. 2 (the part between 6 and 6.5 kV of the surface potential). The same process was analyzed in Figs. 5 and 6 with the resulting time constant of 0.54 h.

The part of implanted ions that diffuse toward the grain center gradually fills the grain in the course of the prolonged treatment, and it is slowly released when the treatment is stopped. Our dependences in Figs. 1 and 3 belong to this slow process, and the corresponding time constant is about 14 h.

The time constant determined by Beránek *et al.* [16] from the changes of the grain mass after treatment would be a combination of both processes, and it lies between two aforementioned values as can be expected. The aforementioned explanation is very simplified because both processes act simultaneously and only a comprehensive model that takes into account temporal changes of the spatial profile of the density inside the grain during the treatment as well as in the course of the consecutive discharging can explain the observed phenomena quantitatively.

Another effect that should be taken into account is the grain temperature because the diffusion coefficient depends on the temperature exponentially. In our experimental conditions, the grain is predominantly heated by the laser beam and cooled by irradiation. An additional heating by the ion impact and a cooling through the ion desorption are negligible. A detailed analysis made in [16] has shown that the two mentioned processes result in a grain temperature of about 350 K. We can point out that the heat flow in our experiment is similar to that expected approximately at the Venus orbit. On the other hand, both ion bombardment and ion desorption can be important for the grain heat balance in the interstellar space where the radiation power is low.

VI. CONCLUSION

This paper has revealed that the discharging of dust grains charged by the ion beam to high surface potentials is a combination of the field ionization of the surrounding atmosphere and the diffusion of the implanted atoms toward the surface with a consecutive desorption and ionization. In a first approximation, the diffusion can be described by two time constants differing by an order of magnitude. The values of these time constants would strongly depend on the grain temperature and, probably, on the grain diameter but their dependence on the initial ion energy or ion species seems to be weaker. Despite the fact that the experimental investigation is confirmed by a simple model, only a complex model that will reflect temporal changes of the spatial distribution of the implanted ions can answer the remaining questions and provide a quantitative description of the discharging process.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to devote this paper in memory of Prof. L. Eckertová who laid the foundations of surface electronics at the authors' department.

REFERENCES

- [1] M. Sodha and S. Guha, "Physics of colloidal plasmas," *Adv. Plasma Phys.*, vol. 4, pp. 219–309, 1971.
- [2] E. C. Whipple, "Potentials of surfaces in space," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 44, no. 11, pp. 1197–1250, Nov. 1981.
- [3] D. A. Mendis, "Progress in the study of dusty plasmas," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 11, no. 3A, pp. A219–A228, Aug. 2002.

- [4] V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. M. Torchinskii, V. I. Molotkov, A. G. Khrapak, O. F. Petrov, and K. F. Volykhin, "Crystallization of a dusty plasma in the positive column of a glow discharge," *JETP Lett.*, vol. 64, no. 2, pp. 92–98, Jul. 1996.
- [5] V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. S. Vaulina, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, A. A. Samaryan, V. P. Nikitskii, A. I. Ivanov, S. F. Savin, A. V. Kalmykov, A. Y. Solov'Ev, and P. V. Vinogradov, "Dusty plasma induced by solar radiation under microgravitational conditions: An experiment on board the MIR orbiting space station," *J. Exp. Theor. Phys.*, vol. 87, no. 6, pp. 1087–1097, Dec. 1998.
- [6] A. A. Sickafoose, J. E. Colwell, M. Horányi, and S. Robertson, "Photoelectric charging of dust particles in vacuum," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 26, pp. 6034–6037, Jun. 2000.
- [7] B. Walch, M. Horányi, and S. Robertson, "Charging of dust grains in plasma with energetic electrons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, no. 5, pp. 838–841, 1995.
- [8] J. Pavlů, Z. Němeček, J. Šafránková, and I. Čermák, "Emissions from non-conducting negatively charged dust grains," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 32, no. 2, pp. 607–612, Apr. 2004.
- [9] R. Gomer, *Field Emission and Field Ionization*, vol. 9. Cambridge, MA: Harvard Univ. Press, 1961, ser. Harvard Monographs in Applied Science.
- [10] M. Jeřáb, I. Richterová, J. Pavlů, J. Šafránková, and Z. Němeček, "The study of field ion emission from gold dust grains," in *New Vistas in Physics of Dusty Plasmas*, vol. 799, *AIP Conference Proceedings*, L. Boufendi, M. Mikikian, and P. K. Shukla, Eds. Melville, NY: AIP, 2005, pp. 387–390.
- [11] M. Jeřáb, I. Richterová, J. Pavlů, J. Šafránková, and Z. Němeček, "Influence of charging conditions on field ion emission from dust grains," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 35, no. 2, pp. 292–296, Apr. 2007.
- [12] I. Čermák, J. Pavlů, P. Žilavý, Z. Němeček, J. Šafránková, and I. Richterová, "3D electrodynamic quadrupole: A nondestructive analysis of single dust grains," in *Proc. Contrib. Papers, Part II—Phys. Plasmas Ionized Media WDS*, J. Šafránková, Ed., 2004, pp. 279–286.
- [13] P. Žilavý, Z. Sternovský, I. Čermák, Z. Němeček, and J. Šafránková, "Surface potential of small particles charged by the medium-energy electron beam," *Vacuum*, vol. 50, no. 1/2, pp. 139–142, May/June. 1998.
- [14] J. Pavlů, A. Velyhan, I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, I. Čermák, and P. Žilavý, "Mass-loss rate for MF resin microspheres," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 32, no. 2, pp. 704–708, Apr. 2004.
- [15] J. Pavlů, I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, and I. Čermák, "Interaction between single dust grains and ions or electrons: Laboratory measurements and their consequences for the dust dynamics," *Faraday Discuss.*, vol. 137, pp. 139–155, 2008.
- [16] M. Beránek, M. Vyšínka, J. Pavlů, I. Richterová, Z. Němeček, and J. Šafránková, "Dust as a gas carrier," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 38, no. 4, pp. 886–891, Apr. 2010.
- [17] R. Arkush, M. H. Mintz, and N. Shamir, "Passivation of uranium towards air corrosion by N_2^+ and C^+ ion implantation," *J. Nucl. Mater.*, vol. 281, no. 2/3, pp. 182–190, Oct. 2000.
- [18] P. W. May, G. Pineau des Forêts, D. R. Flower, D. Field, N. L. Allan, and J. A. Purton, "Sputtering of grains in C-type shocks," *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 318, no. 3, pp. 809–816, Nov. 2000.
- [19] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and M. D. Ziegler, SRIM, 2009. ver. 2008.04. [Online]. Available: <http://www.srim.org>
- [20] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and M. D. Ziegler, *SRIM—The Stopping and Range of Ions in Matter*. Morrisville, NC: Lulu Press Co., 2008.
- [21] M. Vyšínka, J. Vaverka, J. Pavlů, Z. Němeček, and J. Šafránková, "Ions in dust—Depth of implantation," in *Proc. Contrib. Papers: Part II—Phys. Plasmas Ionized Media WDS*, J. Šafránková and J. Pavlů, Eds., 2009.



Jakub Vaverka was born in Prague, Czech Republic, in 1983. He received the M.S. degree from Charles University, Prague, in 2008, where he is currently working toward the Ph.D. degree.

His recent research interest include the laboratory simulation of elementary processes in dusty plasmas.



Marek Vyšínka was born in Brno, Czech Republic, in 1984. He received the M.S. degree from Charles University, Prague, Czech Republic, in 2008, where he is currently working toward the Ph.D. degree.

His recent research interest include the laboratory simulation of elementary processes in dusty plasmas.



Zdeněk Němeček was born in Prague, Czech Republic, in 1947. He received the M.S., Ph.D., and Dr.Sc. degrees from Charles University, Prague, in 1971, 1982, and 1996, respectively.

Since 1971, he has been holding several positions with the Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, where he is currently the Dean. His research interests include the solar-wind interaction with the Earth's magnetosphere and the laboratory simulations of plasma processes.



Martin Jeřáb was born in Pardubice, Czech Republic, in 1981. He received the M.S. degree from Charles University, Prague, Czech Republic, in 2004. He is currently working toward the Ph.D. degree with the Space Physics Laboratory, Department of Surface and Plasma Science, Faculty of Mathematics and Physics, Charles University.

His recent research is devoted to the laboratory investigation of elementary charging processes on dust grains. However, his previous work dealt with the interaction of the solar wind with the Earth's

magnetosphere.



Jana Šafránková was born in Teplice, Czech Republic, in 1947. She received the M.S., Ph.D., and Dr.Sc. degrees from Charles University, Prague, Czech Republic, in 1972, 1982, and 1996, respectively.

Since 1971, she has been holding several positions with the Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, where she is currently the Director of the Department of Surface and Plasma Science and the Head of the Space Physics Laboratory. Her recent research interests include the magnetospheric

physics and laboratory simulation of elementary processes in dusty plasmas.

příloha A3

Němeček, Z., Pavlu, J., Šafránková, J., Beránek, M., Richtero-
rová, I., Vaverka, J., Mann, I., Lunar Dust Grain Charging by
Electron Impact: Dependence of the Surface Potential on the
Grain Size. *Astrophys. J.* 738:14, 2011.

LUNAR DUST GRAIN CHARGING BY ELECTRON IMPACT: DEPENDENCE OF THE SURFACE POTENTIAL ON THE GRAIN SIZE

Z. NĚMEČEK¹, J. PAVLŮ¹, J. ŠAFRÁNKOVÁ¹, M. BERÁNEK¹, I. RICHTEROVÁ¹, J. VAVERKA¹, AND I. MANN²

¹ Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, Prague, Czech Republic

² Belgian Institute for Space Aeronomy, Brussels, Belgium

Received 2011 February 17; accepted 2011 June 5; published 2011 August 9

ABSTRACT

The secondary electron emission is believed to play an important role for the dust charging at and close to the lunar surface. However, our knowledge of emission properties of the dust results from model calculations and rather rare laboratory investigations. The present paper reports laboratory measurements of the surface potential on Lunar Highlands Type regolith simulants with sizes between 0.3 and 3 μm in an electron beam with energy below 700 eV. This investigation is focused on a low-energy part, i.e., ≤ 100 eV. We found that the equilibrium surface potential of this simulant does not depend on the grain size in our ranges of grain dimensions and the beam energies, however, it is a function of the primary electron beam energy. The measurements are confirmed by the results of the simulation model of the secondary emission from the spherical samples. Finally, we compare our results with those obtained in laboratory experiments as well as those inferred from in situ observations.

Key words: dust, extinction – planetary systems

1. INTRODUCTION

Photoelectron emission, sticking and recombination of plasma particles, secondary electron emission (SEE), thermionic and field ion and electron emissions electrically charge dust grains in space. Their charge depends on the UV flux, the size, shape, and structure of the grains, their velocity relative to the plasma, and the plasma temperature. Since photoelectron, secondary electron, and thermionic emissions vary with the material, the dust surface charge is also influenced by the dust composition. As a result of the dominating photoelectron emission caused by the solar radiation, dust grains in the interplanetary medium are usually positively charged and their charges correspond to surface potentials relative to infinity between 5 and 10 V (Mukai 1981; Whipple 1981). Differences among dust grains of various compositions occur for higher plasma temperatures where SEE becomes important (Kimura & Mann 1998). Moreover, the dust surface potential depends on the charging history of grains (Whipple 1981; Meyer-Vernet 1982; Velyhan et al. 2004).

In the space, grain charging by SEE due to the impact of energetic electrons is significant in environments where these high-energy electrons are present. In dense plasma regions where the electron flux is significant, the sign and value of the dust grain surface potential are determined by the energy of the impinging electrons. Electron attachment dominates in the eV range but, at electron energies above about 10 eV, SEE becomes important and causes a reduction of the negative potential. When the total SEE yield reaches the value larger than unity, the surface potential changes its sign from negative to positive values (Meyer-Vernet 1982; Horanyi & Goertz 1990). This effect has been demonstrated in laboratory experiments (Walch et al. 1998; Pavlů et al. 2009).

RichtEROVÁ et al. (2007) have studied the profiles of equilibrium surface potentials at glass grains as a function of the beam energy over a wide range of diameters. The low-energy parts (below several hundreds of eV) of the profiles are identical because neither η (the backscattered yield defined as the mean number of backscattered electrons per one primary electron) nor δ (the secondary electron yield) depend on the grain diameter

in this energy range. The shape of these parts of the curves is determined by the energetic dependence of the secondary emission yield and energy spectrum of secondary electrons. This approach was applied, for instance, to the charging of water ice grains in the Saturn magnetosphere, where Jurac et al. (1995) show that the surface potentials are not sensitive to the grain size as long as the grains are not much smaller than 0.1 μm .

On the other hand, high-energy parts strongly depend on the grain size. This effect is connected with an increasing number of backscattered primary electrons. When η approaches unity, the grain is charged positively by outgoing secondary electrons because primary electrons do not compensate this charge and the potential of the grain rises.

The lunar surface is composed of rocks and regolith, i.e., soil-like layer with the grain size from centimeters to submicron scales (e.g., Stubbs et al. 2006). The surface is exposed to solar ultraviolet (UV) and X-rays as well as solar and magnetospheric plasma and energetic particles (Halekas et al. 2009b). All these processes generate currents to the surface and can produce an escaping flux of secondary electrons. Each of these charging currents depends on the electrostatic potential of the surface with respect to the surrounding plasma. Due to high variability of these charging currents along the Moon orbit around the Earth, lunar surface potentials can vary over orders of magnitude (Halekas et al. 2005, 2007). On the sunlit hemisphere of the Moon, photoelectron currents usually prevail, and the surface charges to a small positive potential. On the night side, currents of energetic electrons tend to dominate, and the surface charges to a negative potential. However, SEE can complicate expectations providing an additional positive current source, and thus the nightside surface could even charge positive (Halekas et al. 2008). Evaluation of the Lunar Prospector (Halekas et al. 2009a) in situ measurements suggests that the secondary emission yield of the lunar regolith is by a factor ≈ 3 lower than the measured for samples in the laboratory. By contrast, Abbas et al. (2010) reported laboratory results of the charging of dust grains with dimensions of 0.2–13 μm selected from the Apollo 11 and 17 missions and exposed by the monoenergetic electron beam in the 10–200 eV energy range. The authors obtained much larger secondary emission yield than reported

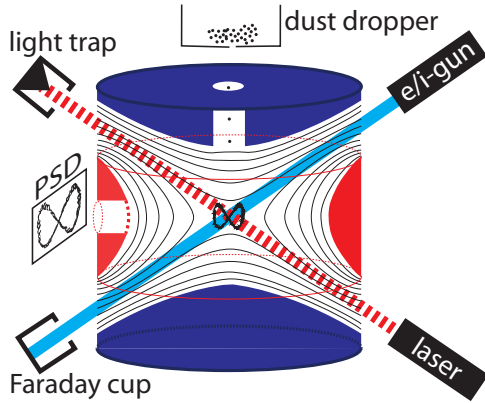


Figure 1. Principles of the experimental setup. The AC voltage is applied between blue and red rotationally symmetric hyperbolic electrodes; the thin black lines stand for its equipotentials. The grain oscillations are projected onto the position sensitive detector (PSD). Note that the frequency in the radial direction is twice large than in the axial direction due to the geometry of our trap.

from other laboratory investigations (e.g., Richterová et al. 2007).

The lunar regolith consists of dust grains of various sizes, and the distant spacecraft cannot resolve individual potentials but provides a mean value. As noted above, it is generally expected and proved by secondary emission models that the grain potential depends on the incident electron energy but not on the dimensions of individual grains. Consequently, the measured mean value would be about equal to the surface potentials of individual grains on or above the lunar surface. However, Abbas et al. (2010) estimations provide the equilibrium surface potential independent on the primary energy but rising with the grain size.

Uncertainties in secondary emission yield estimations may contribute to the poor accuracy of predictions from models, thus new laboratory measurements of the secondary emission from a lunar regolith under realistic charging conditions could solve this issue. For this reason, we studied changes of the surface potential of small grains (with sizes of 0.3–3 μm) in a narrow energy range (75 and 100 V) because it is a lower limit of our apparatus (and our electron beam source). We used Lunar Highlands Type (LHT) lunar stimulant, thus we can directly compare our results with measurements of other authors or with in situ observations.

2. EXPERIMENTAL SETUP

The heart of our measuring setup is schematically shown in Figure 1. Since details of our experiment can be found in Čermák (1994), Čermák et al. (1995), Žilavý et al. (1998), and Pavlů et al. (2004b, 2009), we will describe only the principal features for the present paper.

Our investigations are based on trapping a single dust grain in an electrodynamic quadrupole and its influencing by tunable monoenergetic ion and/or electron beams. The quadrupole is supplied with the symmetrical AC voltage (the voltage ranges usually from 400 to 900 V in a frequency range of 0.3–3 kHz), thus the zero potential is in the middle of the trap where the grain is levitating. Moreover, this configuration provides a straight line through the trap along which the AC potential is zero (Figure 1). Consequently, the energy of the beam firing along this line is not altered.

From the quadrupole theory it follows that the vertical electrodes should be supplied by the same voltage. However, we are using two different amplifiers for them in order to apply a symmetrical dumping voltage and symmetrical DC voltage for the compensation of the gravity force. These voltages are small (several volts) but they can deflect the electron beam. Moreover, the AC electric field perpendicular to the beam direction deflects this electron beam. For these reasons, both the electron gun and quadrupole power supply are equipped with a sampling electronics. The electron beam is switched on only inside the time window when the quadrupole voltage is pulled down to zero. According to the test, switching off the quadrupole voltage up to 1/10 of the period does not measurably change the frequency of grain oscillations (Žilavý et al. 1998; Pavlů et al. 2009).

A trapped grain is irradiated by a 635 nm diode laser modulated by 10 kHz. The light scattered by the grain passes a small window in the ring electrode (electrically screened by a grid) and is collected by a simple lens system. The magnified grain image is projected onto the entrance of an image intensifier and its output is optically coupled to a position sensitive detector. Signals from this coordinate detector are amplified by narrow band, and lock-in amplifiers prior to the coordinates of the light spot are calculated. These coordinates are used to control the grain motion by the damping system and to determine the grain oscillation frequency (in the axial direction in our particular case) by a counter or by Fourier analysis.

After several simplifications, theoretical considerations (Čermák 1994) lead to the following relation between the grain oscillation frequency and its charge-to-mass ratio (specific charge, Q/m):

$$\frac{|Q|}{m} = \pi^2 r_0^2 \cdot \frac{f_{AC} \cdot f}{V_{\text{eff}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (1.8f/f_{AC})^2}}, \quad (1)$$

where $V_{\text{eff}} = V_{AC}/\sqrt{2}$ is the rms value of the AC voltage on the quadrupole electrodes, V_{AC} is its amplitude, f_{AC} is the frequency of the applied AC voltage, f is the frequency of the grain oscillation in the axial direction, and r_0 denotes the inner radius of the quadrupole ring electrode ($r_0 = 10$ mm).

This relation is based on the assumption of an adiabatic motion of the grain in the quadrupole field. This is valid for a sufficiently high ratio between frequencies of the applied AC voltage and of grain oscillations. Further, the expression assumes an ideal quadrupole field. Any deviation from the ideal hyperbolic geometry results in a contribution of higher multipoles to the total field, the effective potential is non-harmonic and the grain oscillation frequency becomes amplitude dependent. Since the deviation from the quadrupole field increases with the oscillation amplitude, the amplitude must not exceed a certain value for a desired accuracy of the frequency determination. Therefore, a damping system keeps the oscillation amplitude constant at the reasonable level.

The experiment can be run in a broad range of pressures but special techniques were used to allow the operation under ultrahigh vacuum conditions (10^{-9} torr). This is essential in order to reduce the interaction of the grain surface with molecules of the residual atmosphere and to decrease the grain charging by products of ionization of the residual gas. Assuming the pressure of 10^{-9} torr, the mean free path of electrons is of the order of 10^6 cm. Since the ratio of the beam and grain cross-sections is similar, we can expect that the number of ionization events and the number of beam electrons striking

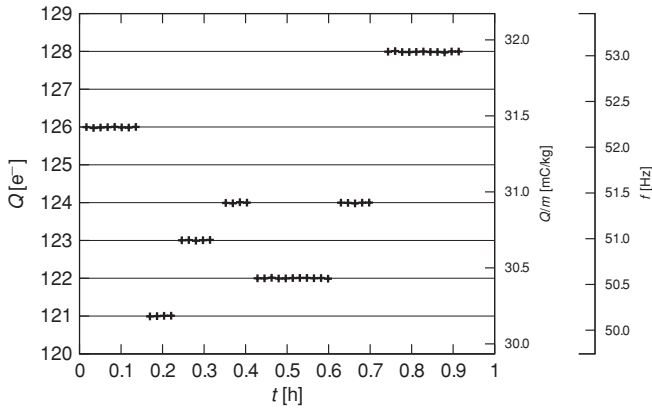


Figure 2. Determination of the grain mass by the elementary charge method. The grain mass calculated from frequency jumps is 6.44×10^{-16} kg.

the grain surface are also similar. The direction of motion of the ionization products is arbitrary and thus their contribution to the grain charging is negligible.

The grain oscillation frequency is the only measurable quantity, and we have developed several techniques to determine the grain mass, charge, capacitance, and surface potential. The detailed description of these techniques can be found in above-mentioned papers, thus we only briefly comment on them here.

The specific charge (charge-to-mass ratio) is determined from the grain oscillation frequency using Equation (1). The charge and mass are separated by a method analogous to the Millikan experiment (Žilavý et al. 1998). A procedure is as follows: the grain is charged by a small (up to several hundreds) number of electrons to be reliably trapped. Then, its charge is changed by a few electrons and the variances of its oscillation frequency together with the known elementary charge allow us to determine the grain mass. We used a low-energy electron beam with a minimum possible intensity, a duration of the sampling pulse ≈ 1 ms and with a repetition period of ≈ 6 minutes. Figure 2 shows an example of such measurements. There are three scales on the vertical axis—the measured oscillation frequency of the grain, f in the axial direction, the values of the Q/m ratio calculated according to Equation (1) (two right-hand scales), and the grain charge in units of the elementary charge (the left axis) that was obtained by the linear regression of the data that assigned the steps to the number of electrons (Žilavý et al. 1998; Pavlů et al. 2009). Note that the grain charge steps up and down because the yield of the secondary emission is close to unity for the chosen beam energy, thus impacts of individual electrons can result in both decreasing or increasing of the grain charge due to statistical nature of the emission process. The error of the mass determination depends on many factors but it does not exceed $\approx 1\%$ under conditions discussed in the present paper.

The grain charge is connected with its surface potential via grain capacitance. To determine it, the grain is charged to a high positive potential by the beam of Ar^+ ions. Then, the energy of the beam is decreased and the beam Ar^+ ions cannot impact the grain but they are scattered in the grain electric field and interact with the residual gas and quadrupole electrodes. These interactions produce low-energy electrons that are attracted by the positive grain, thus the grain is gradually discharged. After some time (≈ 2 hr), the grain potential becomes numerically equal to the beam energy and the current of beam electrons starts to compensate discharging current. Since both currents are

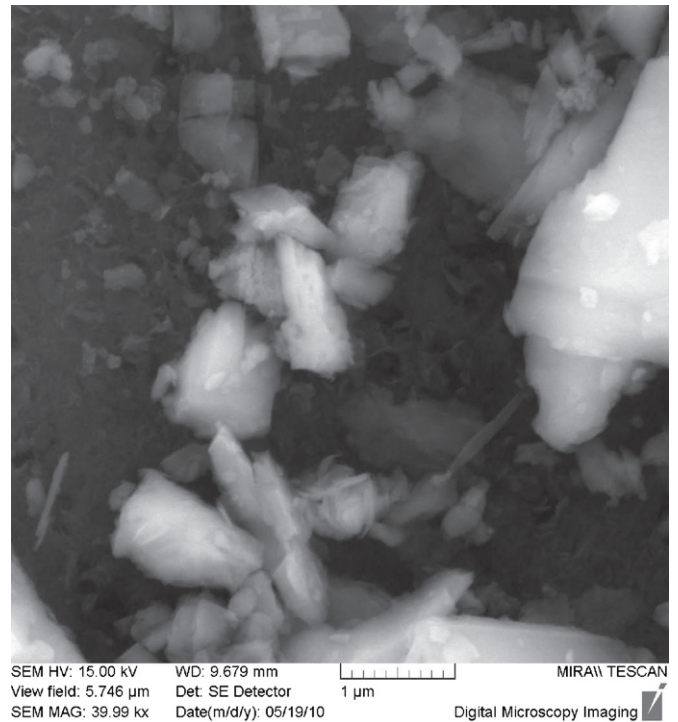


Figure 3. SEM photo of LHT analogs.

linear functions of the grain charge, the point where the beam energy becomes equal to the grain potential can be easily found in the plot of Q/m versus time. This point allows us to determine the proportionality constant between the grain specific charge, Q/m and its surface potential, ϕ , i.e., the specific capacitance, C/m . The error of this method is larger than that for the mass determination. We will provide error estimations for each measurement of a particular grain, however, this error is lower than 10% in general.

3. EXPERIMENTAL RESULTS

The measurements were carried out on LHT dust analogs. The dust sample was produced by grinding from larger pieces, thus the shapes of individual grains are irregular as it can be seen from the scanning electron micrograph (SEM) photo in Figure 3.

Each grain was investigated in several steps that guarantee the same charging conditions and history for each of them.

1. The fresh dust grain was released from the dust dropper and bombarded by the ≈ 300 eV electron beam when falling through the quadrupole center. This procedure results in a positive charge that allows us the grain trapping.
2. The grain mass (and charge) was determined as described in the previous section.
3. The grain was charged by the electron beam of a tunable energy, and the equilibrium charge-to-mass ratio was recorded for each energy step.
4. The Ar^+ ion bombardment was used for determination of the grain capacitance (see above).
5. Using the known mass and capacitance, the grain specific charge was recalculated into the surface potential.

Figure 4 shows an example of the dependence of the grain surface potential on the beam energy. The paper is focused on lowest energies, but we are showing the measurements up to

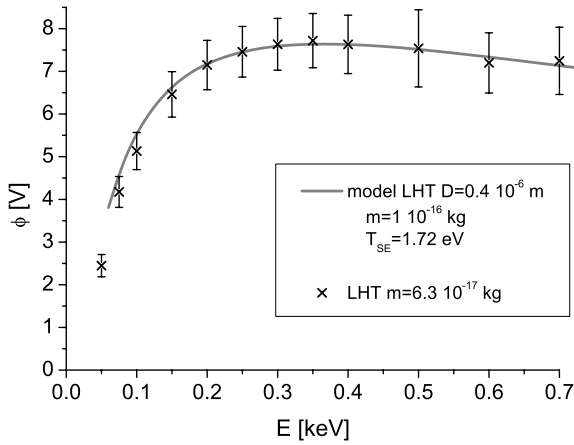


Figure 4. Dependence of the equilibrium surface potential on the energy of the primary electron beam. The crosses show the experimental data, and the full line presents the model prediction (Richterová et al. 2010).

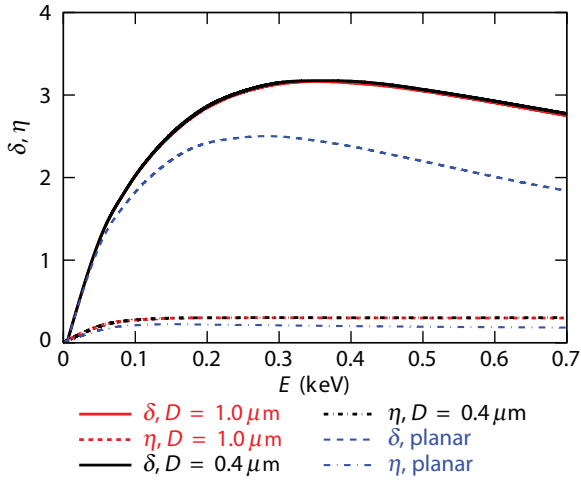


Figure 5. Modeled yields of the true, δ and backscattered, η secondary electrons for LHT spheres with 0.4 and 1 μm diameters. The dotted lines represent the same yields for a planar LHT sample.

700 eV. We are comparing experimental data with the results of the secondary emission model (Richterová et al. 2010). As it can be seen from the figure, the model describes the surface potential rather well at energies above 200 eV and slightly overestimated the potential at lower beam energies. Nevertheless, the differences between measured and modeled potentials stay within the range of measuring errors, thus the model prediction can be used as a support for interpretation of experimental data.

The electrons leaving the grain can be divided into two groups. The first of them, so-called backscattered electrons, consists of primary electrons that entered the grain, lost a part of their energy in the interaction with the grain atoms, and left the grain again. The ratio of numbers of these and all primary electrons is named the backscattered yield, η and cannot exceed unity. However, some electrons of the grain matter gain a sufficient energy to leave the grain in the interactions. Such electrons are called true secondary electrons and their yield, δ can vary in a broad range with the grain material, shape, and dimensions and with the primary electron beam.

The yield of the secondary emission cannot be measured directly but it can be considered as a scaling factor for the secondary emission model. Figure 5 shows the yield of the true

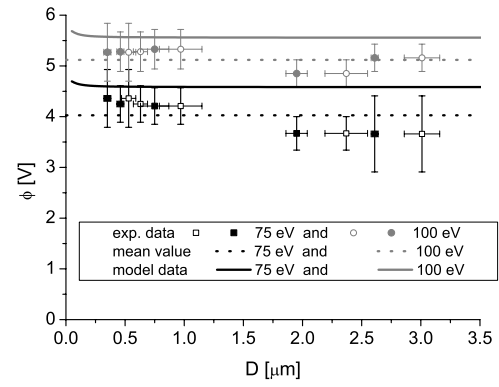


Figure 6. Dependencies of the equilibrium surface potential on grain sizes for two energies of the primary electron beam: 75 eV (squares) and 100 eV (circles). The open symbols stand for diameters determined from the grain capacitance, the filled symbols show the diameters estimated from the grain mass. The full lines show the results of the Richterová et al. (2010) model, and the dashed lines represent the mean values.

(δ) and backscattered (η) secondary electrons calculated for two LHT spheres (0.4 and 1 μm in diameter). For comparison, the calculations for a planar sample from the same material are shown as dotted lines in the figure. The corresponding profiles for two spheres cannot be distinguished in the figure, however, the differences between the planar sample and spheres are significant. This effect is known and is caused by an angular dependence of the secondary emission yield (Jurac et al. 1995; Richterová et al. 2010).

The experimental procedure described above is time consuming, thus we have a full set of measurements only for five grains of sufficiently different masses. The shape of a particular grain is unknown; we use the mass density given by the supplier—Zybek company (2900 kg m^{-3})—and calculate the grain effective diameter, D_m in a spherical approximation. This diameter can be compared with the value of D_C that was obtained from the grain capacitance; again in the spherical approximation. The measured mass, m , the capacitance, C , the diameters computed from these quantities, and their ratio, D_m/D_C , are given in Table 1 for all investigated grains. As it can be seen from the table, the D_m/D_C ratio varies in a broad range. Since the capacitance of the sphere is lower than the capacitance of any other object of the same volume (mass), the D_m/D_C ratio is close to unity for spherical objects, whereas deviation from unity suggests a more complicated shape.

The last two columns in Table 1 show the equilibrium potentials of grains measured under bombardment with the monoenergetic electron beam with the energy of 75 eV and 100 eV, respectively. Unfortunately, our present setup does not allow reliable measurements at lower energies.

The potentials from the table are plotted in Figure 6 as a function of the grain diameter. Since there are two different estimations of the grain diameter in Table 1, each measured point appears twice in Figure 6; at the positions corresponding to D_m and D_C . The dashed lines stand for the mean values of the measured potential for each energy. The full lines show the results of the Richterová et al. (2010) model. The model predicts a constant grain potential in the range from 0.2 to 3.5 μm of the grain diameter and a small rise of this potential for smaller grains. Taking into account the model prediction and the fact that a constant value fits to all measured data if the measuring error is considered, we can conclude that the surface potential is a rising function of the beam energy but it does not depend

Table 1
Details of Five Picked Grains

m (kg)	C (F)	D_m (μm)	D_C (μm)	D_m/D_C	ϕ_{75} (V)	ϕ_{100} (V)
$(6.4 \pm 1.1) \times 10^{-16}$	$(5.0 \pm 1.1) \times 10^{-17}$	(0.75 ± 0.12)	(0.97 ± 0.18)	(0.8 ± 0.3)	(4.2 ± 0.4)	(5.3 ± 0.4)
$(2.69 \pm 0.04) \times 10^{-14}$	$(1.68 \pm 0.08) \times 10^{-16}$	(2.61 ± 0.03)	(3.01 ± 0.15)	(0.87 ± 0.05)	(3.7 ± 0.8)	(5.2 ± 0.3)
$(1.12 \pm 0.05) \times 10^{-14}$	$(1.3 \pm 0.1) \times 10^{-16}$	(1.95 ± 0.09)	(2.37 ± 0.18)	(0.82 ± 0.10)	(3.7 ± 0.3)	(4.9 ± 0.3)
$(1.44 \pm 0.08) \times 10^{-16}$	$(3.5 \pm 0.3) \times 10^{-17}$	(0.46 ± 0.03)	(0.63 ± 0.06)	(0.73 ± 0.12)	(4.3 ± 0.4)	(5.3 ± 0.4)
$(6.6 \pm 0.5) \times 10^{-17}$	$(2.9 \pm 0.4) \times 10^{-17}$	(0.35 ± 0.03)	(0.53 ± 0.06)	(0.66 ± 0.13)	(4.4 ± 0.6)	(5.3 ± 0.6)

Notes. m is a measured mass of the grain, C is a measured capacitance, D_m and D_C are estimated effective diameters based on measured mass and capacitance, respectively, ϕ_{75} and ϕ_{100} are calculated equilibrium surface potentials of a particular grain under 75 eV and 100 eV electron bombardment, respectively. The errors represent three standard deviations.

on the grain mass in the investigated energy range. The slight decrease of the grain potential with the grain size for 75 V of the beam energy is in the range of measuring errors. Moreover, we can note that the equilibrium potential does not depend on the grain shape because the shape parameter, D_m/D_C varies over a broad range (Table 1).

4. DISCUSSION OF RESULTS

Our measurements show that the equilibrium potential of the grain illuminated by the low-energy (75–100 eV) parallel electron beam does not depend on the grain dimensions and shapes but that it is a rising function of the energy. This is consistent with our previous investigations of the secondary emission from dust grains of different materials (e.g., Richterová et al. 2004, 2006; Pavlů et al. 2008, 2009). These experimental investigations revealed that the effects of shape would be notable either for very small (tens of nanometers) grains or for grain dimensions in the micrometer range with energies exceeding ≈ 1 keV. The same conclusion follows from model calculations (Jurac et al. 1995; Richterová et al. 2010).

Fitting of our measurements to the model leads to the secondary emission yield $\delta \approx 2$ at 100 eV and $\delta \ll 1$ at 10 eV of the primary beam energies. As it can be seen in Figures 4 and 6, the model overestimates the potentials at the low primary energies. There can be two reasons for this overestimation: (1) the distribution of true secondary electrons is non-Maxwellian or (2) the real yield of secondary emission is lower than that given by the model in this range of energies.

Our estimations lead to the maximum of the secondary emission yield $\delta \approx 3.2$ (at about 350 eV) for a small dust grain. This is consistent with previous laboratory experiments but it is much larger than that follows from the Halekas et al. (2009a) analysis of in situ observations. We believe that the value of δ for a planar surface would be more appropriate to the interpretation of the data measured at larger distances from the lunar surface because it reflects partly the effects of a surface roughness. Nevertheless, this value is still larger than an integral value suggested by Halekas et al. (2009a).

On the other hand, Abbas et al. (2010) reported experimental investigations of the samples of the lunar dust and have shown the potential rising with the grain diameter but (as it can be deduced from the text) independent of the beam energy in similar ranges of the beam energies and grain dimensions and that a secondary emission yield varying from 3 to 5.4 at 10 eV of the primary energy.

The differences between our and Abbas et al. (2010) measurements are (1) we use the LHT lunar dust analog, whereas Abbas et al. (2010) investigated the real lunar dust; and (2) the measuring techniques are slightly different. Horányi et al.

(1998) compared the secondary emission from two lunar dust stimulants (MLS-1 and JSC-1) and Apollo 17 soil sample in the energy range from 20 to 90 eV and they did not find any significant differences. Consequently, we do not expect that the difference between our and Abbas et al. (2010) results can be connected with different samples.

Let us discuss the energy balance of the secondary emission process. The primary electron is accelerated in the electric field of the charged grain and falls on the surface where it receives an additional energy equal to the work function of the grain material. The energy of the primary electron is then distributed among the electrons of the grain. Those electrons that gained the sufficient energy to overcome the surface barrier (represented by the work function) and grain surface potential leave the grain as secondary electrons. Figure 4 of Abbas et al. (2010) provides the following data: primary electron energy 10 eV, secondary emission yield 5.3, and surface potential 2.2 V. A typical work function of insulators can be considered as 5 eV (e.g., Sternovsky et al. 2001). The 10 eV electron is accelerated to 12.2 eV and receives additional 5 eV of the energy at the surface. The total energy is 17.2 eV. To leave the grain, a secondary electron should gain about 7.2 eV (it is a sum of the work function and the energy corresponding to the grain potential). Neglecting all energy losses, the secondary emission yield cannot exceed a value of $17.2/7.2 = 2.4$. We can conclude that the yield of 5.3 given in Abbas et al. (2010) contradicts to energy conservation.

From this short discussion, it is clear that the results in Figure 4(d) of Abbas et al. (2010) are based on a wrong interpretation of measurements in their Figure 4(c) and that some important factor(s) is(are) neglected. After a careful examination of the conditions of our and Abbas et al. (2010) experiments, we have identified three principal factors that can influence the interpretation of experimental results: (1) the effect of the quadrupole AC electric field on the energy distribution of the primary electrons, (2) influence of the residual gas in the quadrupole, and (3) the method of determining the mass/size of the grains. Thus, following three subsections address these points.

4.1. Quadrupole AC Electric Field and Energy Distributions of Primary Electrons

The Abbas et al. (2010) experiment is based on the trapping of a single dust grain inside the quadrupole-like trap that consists of upper and lower spherical cups and a ring electrode. Unfortunately, an important information on the design of the trap, frequency, and amplitude of the AC voltage applied on the ring electrode as well as the DC voltage used for charge measurements cannot be found neither in the article nor in given references (i.e., Spann et al. 2001; Abbas et al. 2002,

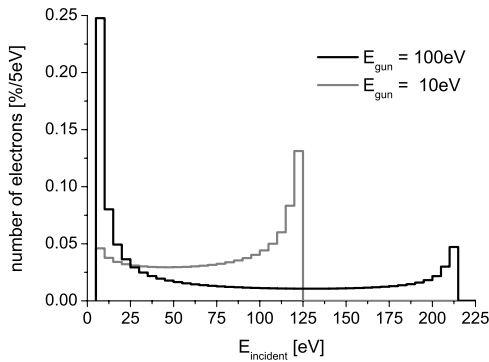


Figure 7. Distribution of electrons launched with the energies of 10 eV (gray) and 100 eV (black), respectively, on the $1 \mu\text{m}$ grain. The amplitude of the AC voltage is 500 V and geometry of the used model is described in the text. The simulation was performed using the SIMION[®] software package.

2004; Tankosic & Abbas 2008), thus the discussion is based on the information found in the mentioned papers and on our best estimates.

The electrons enter the trap along its vertical axis and they are influenced by the electric field resulting from the quadrupole AC voltage supplied to the ring electrode. We have used the geometry described in Spann et al. (2001) and modeled the trajectories of electrons within such trap. The amplitude of the AC voltage is 500 V and the top and bottom electrodes are grounded in our model. The electrons were launched from a spot of 1 mm in diameter at the center of the top electrode and the differential flux of electrons on a $1 \mu\text{m}$ grain placed in the trap center was recorded. Figure 7 shows the energy distribution of electrons launched with energies 10 and 100 eV, respectively. When the AC voltage is negative, primary electrons are decelerated and their energy decreases. Moreover, the negative ring electrode serves as a focusing electrostatic lens and increases the flux of electrons that fall onto the grain. On the other hand, the defocusing effect of the positive voltage decreases the primary flux and (at the same time) accelerates the electrons. It means that the grain is bombarded by electrons over a broad spectrum of energies.

The actual energies of impinging electrons depend on the trap geometry and the AC voltage, thus Figure 7 serves only as an example. Nevertheless, it is clear that considerations made in Abbas et al. (2010) that are based on the knowledge of the primary beam energy are not substantiated.

Moreover, if the numbers used in our model are realistic, the resulting spectrum of electrons launched with the energy of 10 eV will peak at ≈ 125 eV, whereas a much higher flux of 10 eV electrons will reach the grain when the electrons are launched with the energy of 100 eV. It could explain why Abbas et al. (2010) found a larger secondary emission yield for 10 eV than for 100 eV of the primary energy.

4.2. Influence of the Residual Gas Pressure

Figure 4(c) of Abbas et al. (2010) shows that the positive charge of the grain increases with time. The positive charging can be caused either by electrons leaving the grain or by positive ions falling onto it. Our Figure 7 demonstrates that even in the case of 10 eV primary electrons, the portion of energetic electrons is large enough to cause the SEE and thus it can be a source of the charging current. On the other hand, the energies of primary electrons are sufficient for ionization of the residual gas inside the trap. Moreover, the primary electrons

are partly scattered in collisions with the molecules out of the trap axis and accelerated in the AC field to energies even higher than those shown in Figure 7. Since the mean free path of electrons is of the order of 10 m under experimental conditions of Abbas et al. (2010; pressure 10^{-5} to 10^{-6} torr), the ratio of the numbers of primary electrons falling on the grain and electrons colliding with the molecules of the residual gas would be $\approx 10^{-3}$. These collisions create electrons and positive or negative ions that can in turn alter the grain charge. The exact evaluation of the processes in the trap is impossible because the ongoing processes are complex and the boundary conditions are unknown. However, we would like to point out that the influence of the residual gas on the grain charging (especially to negative potentials) was investigated in Pavlů et al. (2004a) and it was shown (in their Figure 2) that the ion contribution should be considered even for pressures of the order of 10^{-8} torr under similar experimental conditions. We can suggest that aforementioned changes of the grain charge are connected with the contribution of the ion current rather than with variations of the secondary emission yield.

4.3. Determination of the Grain Mass and Potential

The mass of investigated lunar dust grains varies in a broad range but the methods of determination of the grain charge is based on knowledge of the mass of the particular grain. Our technique of the elementary charge (Figure 2) provides the grain mass with an uncertainty of the order of 1%.

The authors of Abbas et al. (2010) used the “spring-point method” (Davis 1985; Spann et al. 2001; Abbas et al. 2004; Tankosic & Abbas 2008, and references therein) that is based on a balance between the drag force and “heating” of the grain by the AC electric field in the quadrupole. However, the drag force strongly depends on the grain shape that is unknown. The authors of Abbas et al. (2010) apply a spherical approximation. They use the viscosity of the surrounding gas and experimental corrections that are based on the measurements with the spheres of known diameters. However, depending on the actual grain shape and direction of its motion, the drag coefficient can differ by an order of magnitude. Typical values of the drag coefficients are 0.42 for a sphere, 0.8–1.4 for a cube (depending on spatial orientation), and 2 for a plate perpendicular to the gas flow (e.g., Loth 2008). Neglecting the shape effect leads to overestimating the grain dimensions. For example, twice larger drag coefficient results in an overestimation of the effective diameter of the grain by a factor of $\sqrt{2}$. Since this diameter is used for an estimation of the grain mass, it would differ by a factor of ≈ 3 and the same uncertainty would apply to the determination of the grain charge.

Taking into account the experimental conditions inside the trap (pressure 10^{-3} torr), the molecular regime would be more appropriate for the drag force estimation because the mean free path of molecules is much larger than the characteristic dimensions of the grain. The exact calculations of the drag force is difficult but it can be simply shown (e.g., Dahneke 1973) that the drag exerting on a sphere and on a cylinder of the same volume (and mass) and twice larger diameter differ by a factor exceeding two and the consequences for the determination of the grain mass would be the same as in the case of viscous interaction discussed above.

5. CONCLUSION

We report the results of the measurements of the secondary emission yield and surface potential carried out on dust samples

from LHT lunar regolith simulants with sizes between 0.3 and 3 μm . We focused on an electron beam with energy below 700 eV. The interpretation of experimental results is supported by the computer model of the secondary emission from spherical samples that reflects the LHT mass composition. The conclusions listed below are different from those that Abbas et al. (2010) derived from their laboratory experiment and we point out some of physical inconsistencies in their data interpretation.

We can briefly summarize our investigations as follows.

1. The secondary emission yield rises with the primary beam energy up to a maximum of ≈ 3 at 350 eV (Figure 5).
2. The surface potential follows the increase of the secondary emission yield with the primary energy (Figure 4).
3. The surface potential does not depend on the dust grain mass, shape, and dimensions for the grains larger than 0.3 μm (effective diameter) and electron energies lower than ≈ 200 eV (Figure 6).

Finally, we would like to note that in our experiment, determined secondary emission yield is larger than that inferred from Lunar Prospector measurements above the lunar surface (Halekas et al. 2009a). The authors attributed the low value of the yield to the surface roughness and we are preparing investigations of this effect in the laboratory experiment as well as in simulations.

The work was supported by the Research Plan MSM 0021620860 that is financed by the Ministry of Education of the Czech Republic and partly by the Czech Grant Agency under Contracts 202/08/0063, 202/08/H057, and 209/11/1412. Students M.B. and J.V. thank for support of the Grant Agency of Charles University under Project No. GAUK 171410.

REFERENCES

- Abbas, M., Craven, P., Spann, J., West, E., Pratico, J., Tankosic, D., & Venturini, C. 2002, *Phys. Scr. T*, **98**, 99
- Abbas, M. M., Craven, P. D., Spann, J. F., West, E., Pratico, J., Tankosic, D., & Venturini, C. C. 2004, *ApJ*, **614**, 781
- Abbas, M. M., Tankosic, D., Craven, P. D., LeClair, A. C., & Spann, J. F. 2010, *ApJ*, **718**, 795
- Čermák, I. 1994, PhD thesis, Naturwissenschaftlich-Mathematischen Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg
- Čermák, I., Grün, E., & Švestka, J. 1995, *Adv. Space Res.*, **15**, 59
- Dahneke, B. E. 1973, *J. Aerosol Sci.*, **4**, 147
- Davis, E. J. 1985, *Langmuir*, **1**, 379
- Halekas, J. S., Delory, G. T., Lin, R. P., Stubbs, T. J., & Farrell, W. M. 2008, *J. Geophys. Res.*, **113**, A09102
- Halekas, J. S., Delory, G. T., Lin, R. P., Stubbs, T. J., & Farrell, W. M. 2009a, *Planet. Space Sci.*, **57**, 78
- Halekas, J. S., Delory, G. T., Lin, R. P., Stubbs, T. J., & Farrell, W. M. 2009b, *J. Geophys. Res.*, **114**, A05110
- Halekas, J. S., Lin, R. P., & Mitchell, D. L. 2005, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L09102
- Halekas, J. S., et al. 2007, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L02111
- Horanyi, M., & Goertz, C. 1990, *ApJ*, **361**, 155
- Horányi, M., Walch, B., Robertson, S., & Alexander, D. 1998, *J. Geophys. Res.*, **103**, 8575
- Jurac, S., Baragiola, R. A., Johnson, R. E., & Sittler, E. C. 1995, *J. Geophys. Res.*, **100**, 14821
- Kimura, H., & Mann, I. 1998, *ApJ*, **499**, 454
- Loth, E. 2008, *Powder Technol.*, **182**, 342
- Meyer-Vernet, N. 1982, *A&A*, **105**, 98
- Mukai, T. 1981, *A&A*, **99**, 1
- Pavlů, J., NĚmeček, Z., Šafránková, J., & Čermák, I. 2004a, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **32**, 607
- Pavlů, J., Richterová, I., NĚmeček, Z., Šafránková, J., & Čermák, I. 2008, *Faraday Discuss.*, **137**, 139
- Pavlů, J., Šafránková, J., NĚmeček, Z., & Richterová, I. 2009, *Contrib. Plasma Phys.*, **49**, 169
- Pavlů, J., Velyhan, A., Richterová, I., NĚmeček, Z., Šafránková, J., Čermák, I., & Žilavý, P. 2004b, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **32**, 704
- Richterová, I., Beránek, M., Pavlů, J., NĚmeček, Z., & Šafránková, J. 2010, *Phys. Rev. B*, **81**, 075406
- Richterová, I., NĚmeček, Z., Šafránková, J., & Pavlů, J. 2004, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **32**, 617
- Richterová, I., NĚmeček, Z., Šafránková, J., Pavlů, J., & Beránek, M. 2007, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **35**, 286
- Richterová, I., Pavlů, J., NĚmeček, Z., & Šafránková, J. 2006, *Phys. Rev. B*, **74**, 235430
- Spann, J., Abbas, M., Venturini, C., & Comfort, R. 2001, *Phys. Scr. T*, **89**, 149
- Sternovsky, Z., Horányi, M., & Robertson, S. 2001, *J. Vac. Sci. Technol. A*, **19**, 2533
- Stubbs, T. J., Vondrak, R. R., & Farrell, W. M. 2006, *Adv. Space Res.*, **37**, 59
- Tankosic, D., & Abbas, M. M. 2008, in Lunar and Planetary Institute Science Conference (Lunar and Planetary Science XXXIX) (League City, TX: LPI), 1391
- Velyhan, A., Žilavý, P., Pavlů, J., Šafránková, J., & NĚmeček, Z. 2004, *Vacuum*, **76**, 447
- Walch, B., Horanyi, M., & Robertson, S. 1998, in AIP Conf. Proc. 446, Physics of Dusty Plasmas—Seventh Workshop, Boulder, CO, 1998 April, ed. M. Horanyi, S. Robertson, & B. Walch (Melville, NY: AIP), 271
- Whipple, E. C. 1981, *Rep. Prog. Phys.*, **44**, 1197
- Žilavý, P., Sternovský, Z., Čermák, I., NĚmeček, Z., & Šafránková, J. 1998, *Vacuum*, **50**, 139

příloha A4

Vaverka, J., Richterová, I., Pavlů, J., Šafránková, J., Němeček, Z., Numerical calculation of an equilibrium dust grain potential in lunar environment. *In: Šafránková, J. (Ed.), WDS'12 Proceedings of Contributed Papers: Part II – Physics of Plasmas and Ionized Media*. Matfyzpress, Prague, str. 156–162, 2012.

NUMERICAL CALCULATION OF AN EQUILIBRIUM DUST GRAIN POTENTIAL IN LUNAR ENVIRONMENT

J. Vaverka, I. Richterová, J. Pavlu, J. Šafránková, Z. Němeček

Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Prague, Czech Republic.

Abstract. Dust coexists with plasma of various parameters in space as well as in laboratories and industrial facilities. The mutual interaction of plasma particles with dust grains leads to their charging. An equilibrium grain potential depends on plasma environment as well as on the grain composition, size, shape, and history. A precise estimation of an equilibrium grain potential in a specific plasma environment can be thus complicated. We present results of a new numerical method for calculation of an equilibrium potential of the grain immersed in the plasma simulating a lunar environment where an influence of secondary electron emission by energetic electrons increases during the Earth plasma sheet crossings. In calculations, we apply a modified model of secondary electron emission for dust grains which takes into account an influence of grain size, material, and surface roughness. Since this model describes the increase of the secondary emission yield caused by a finite dimension of the dust grain, our calculations provide a more realistic estimation of the dust grain charge in hot environments.

Introduction

Dust grains in space are very often influenced by plasma and thus they are charged to various potentials. Due to a small mass of grains, the electric force can be interesting for dust dynamic Mendis and Rosenberg [1994]. For this reason, an interaction of dust grains with the space plasma has been widely studied e.g. (Mayer-Vernet N. [1982], Chow et al. [1994], Horanyi M. [1996]). Laboratory experiments with small dust grains (e.g., Svestka et al. [1993] and Pavlu et al. [2008]) shown that the yield of secondary electron emission differs for large planar samples and strongly depends on the grain size. This phenomenon can influence grain charging and can lead to different equilibrium potentials for the grains of various sizes. The main difference of our calculations and already published estimations (e.g., Horanyi M. [1996], Mayer-Vernet N. [1982]) is that we apply a modified model of secondary electron emission by Richterova et al. [2010] and discuss role of the grain size on its charging for simulated lunar environment. The Lunar dust is exposed to the solar wind and solar UV radiation on the day side of the Moon during most time from the 29.6 days orbit but the Moon also spends around 4 days in the Earth's magnetosphere. Thus it may cross through the tail plasma sheet and be exposed to energetic electrons. The typical plasma sheet exposure in each tail crossing may vary from 10 to 40 h Hapgood M. [2007]. The average density of the solar wind ($n \sim 10^6 \text{ m}^{-3}$) is approximately ten times higher than for the plasma sheet but the plasma temperature can reach up to 2 keV for the plasma sheet instead of 10 eV for the solar wind (Asano et al. [2010] and Halekas et al. [2011]). In calculations, we simulate both plasmas, i.e. solar wind and plasma sheet conditions.

Dust Grain Charging in Plasmas

A total current to dust grain immersed in the plasma is given by a sum of all charging currents as

$$\frac{dQ}{dt} = J = J_e + J_i + J_{pho} + J_{sec}. \quad (1)$$

In most space environments, electron J_e and ion J_i collection currents, secondary electron current caused by an impact of energetic electrons J_{sec} , and photoemission current J_{pho} dominate. Other processes as thermoemission, triboelectric charging, and secondary electron emission caused by ion impacts can be neglected. These currents depend on parameters of plasma (density, energy distribution, velocity and temperature) and dust grain properties (composition, size, shape, surface roughness). A very important parameter is the surface potential of a dust grain. Positively charged grain enhances the electron flux and lowers the ion flux. A number of secondary electrons and photoelectrons is also reduced for positively charged grains. The grain immersed to the plasma reaches an equilibrium surface potential where a sum of all currents to the grain is equal to zero. For simplification, we assume the plasma with the Maxwellian energy distribution corresponding to the temperature, T and electron and ion densities, n_e and n_i , respectively.

$$\frac{dj_\alpha}{dE} = \frac{2\pi E}{m_\alpha^2} n_\alpha \left(\frac{m_\alpha}{2\pi kT_\alpha} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E}{kT_\alpha}\right) \quad (2)$$

We handle with spherical glass grains of different radii a for this initial study. The reasons are: 1) there is enough data on the secondary emission from laboratory experiments, 2) well defined geometry, and 3) the glass composition resembles the composition of a typical space dust.

Electron current

In the case of the Maxwellian plasma and particles smaller than the Debye-length, the electron flux, J_e can be estimated according to [Mayer-Vernet N., 1982]

$$J_e = J_{0e} \times \begin{cases} \exp(+eU/kT_e) & U < 0 \\ (1 + eU/kT_e) & U \geq 0, \end{cases} \quad (3)$$

where U is the surface potential of the grain, e is an elementary charge, k is the Boltzmann constant, and $J_{0e} = 4\pi a^2 n_e (kT_e/2\pi m_e)^{1/2}$.

Ion current

The ion flux can be generally calculated in the same way as the electron flux as

$$J_i = J_{0i} \times \begin{cases} \exp(-eU/kT_i) & U \geq 0 \\ (1 - eU/kT_i) & U < 0. \end{cases} \quad (4)$$

In the cases where dust-plasma relative velocity, w can be comparable with the ion thermal speed, it is necessary to use equations with a drifting Maxwellian distribution for ion current calculations (Horanyi M. [1996] and Northrop and Birmingham [1996]). For negatively charged grains the ion flux is

$$J_i = \frac{J_{0i}}{2} \left[\left(M^2 + \frac{1}{2} - \frac{eU}{kT_i} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{M} \operatorname{erf}(M) + \exp(-M^2) \right], \quad (5)$$

where $M = w/(2kT_i/m_i)^{1/2}$ is the relative Mach number (the ratio of the dust-plasma relative velocity over the ion thermal speed) and

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-y^2) dy \quad (6)$$

is the error function.

In the case of positively charged grains, the ion flux is given by

$$\begin{aligned}
 J_i = \frac{J_{0i}}{4} \left\{ \left(M^2 + \frac{1}{2} - \frac{eU}{kT_i} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{M} \left[\operatorname{erf} \left(M + \sqrt{eU/kT_i} \right) + \operatorname{erf} \left(M - \sqrt{eU/kT_i} \right) \right] + \right. \\
 \left. + \left(\sqrt{\frac{eU}{kT_i M}} + 1 \right) \exp \left[- \left(M - \sqrt{\frac{eU}{kT_i M}} \right)^2 \right] - \right. \\
 \left. - \left(\sqrt{\frac{eU}{kT_i M}} - 1 \right) \exp \left[- \left(M + \sqrt{\frac{eU}{kT_i M}} \right)^2 \right] \right\}. \quad (7)
 \end{aligned}$$

Photocurrent

Dust grains exposed to the Solar light are charged by photons which energy is high enough for creating photoelectrons. We assume the Maxwellian energy distribution of photoelectrons with the average energy of kT_{pho} ($\approx 1-3$ eV). The photoelectron flux from the grain is given by

$$J_{pho} = 2.5 \times 10^{10} \pi a^2 e \kappa / d^2 \begin{cases} 1 & U < 0 \\ \exp(-eU/kT_{pho}) & U \geq 0, \end{cases} \quad (8)$$

where d is the distance from the Sun measured in AU, and κ is an efficiency factor close to unity for conductive and close to 0.1 for dielectric materials [Whipple E.C., 1981].

Secondary electron emission current

The secondary electron emission is process where primary electrons ionize the grain material and produce secondary electrons. The yield of secondary electron emission (the ratio of secondary electrons to primary electrons) depends on the grain material and the energy of primary electrons. The secondary electron yield is often approximated similarly as in Sternglass E.J. [1957]

$$\delta(E) = \epsilon^2 \delta_M (E/E_M) \exp[-2(E/E_M)^{1/2}], \quad (9)$$

where ϵ is Euler's number and δ_M is the maximum of the secondary electron yield at the energy E_M . For a glass sample, $\delta_M = 3.356$ and $E_M = 350$ eV. The secondary electron current can be estimated for Maxwellian plasma and positively charged grains ($U > 0$) according to Mayer-Vernet N. [1982] as

$$J_{sec} = \frac{\epsilon^2}{2} \delta(M) J_{0e} \exp(+eU/kT_e) F_5(E_M/4kT_e), \quad (10)$$

where

$$F_5(x) = x^2 \int_0^\infty u^5 \exp^{-(xu^2+u)} du. \quad (11)$$

For positively charged grains ($U > 0$)

$$J_{sec} = \frac{\epsilon^2}{2} \delta(M) J_{0e} (1 + eU/kT_s) \exp(+eU/kT_e - eU/kT_s) F_{5,B}(E_M/4kT_e), \quad (12)$$

where

$$F_{5,B}(x) = x^2 \int_B^\infty u^5 \exp^{-(xu^2+u)} du \quad (13)$$

and

$$B = (4eU/E_M). \quad (14)$$

We apply a modified model of secondary electron emission of dust grains by Richterova et al. [2010] instead of the classical Sternglass E.J. [1957] approach for planar samples (described above). The yield of the secondary electron emission, σ is a sum of a true secondary electron emission yield, δ and backscattered primary electron yield, η . These coefficients obtained by the Richterova et al. [2010] model are depicted in Figures 1-2 for several diameters of spherical grains and compared with the Sternglass E.J. [1957] model where is no dependence on the grain size. In Figure 2, it is possible to see that the yield of the secondary electron emission is significantly higher in Richterova et al. [2010] than in Sternglass E.J. [1957]. It is caused by an increase of backscattered primary electrons for small grains.

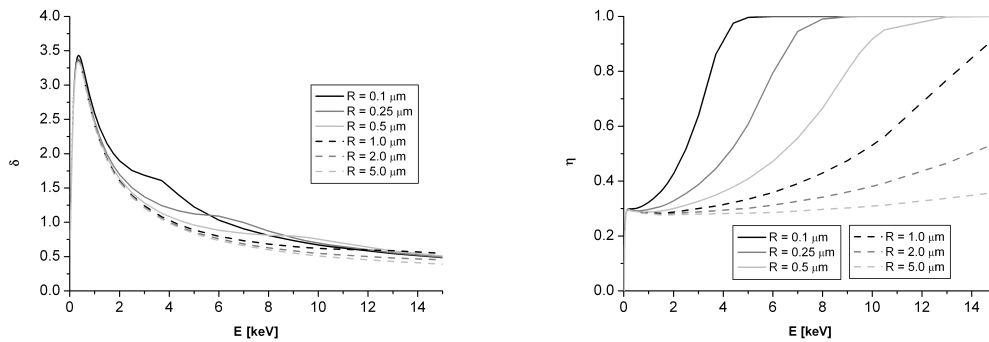


Figure 1. Left - The true secondary electron emission yield for several radii of glass grains with respect to the primary electron energy. Right - The backscattered primary electron yield.

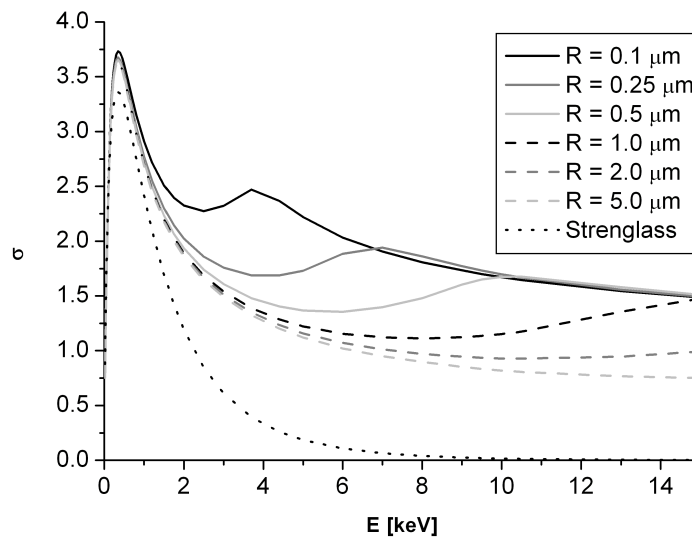


Figure 2. The yield of the secondary electron emission for different grains with respect to the primary electron energy and comparison with the Sternglass E.J. [1957] model.

Estimation the dust grain equilibrium potential

Charging currents of the spherical glass grain ($r = 1 \mu\text{m}$) immersed in the plasma under conditions like as in the plasma sheet ($n_i = n_e = 10^5 \text{ m}^{-3}$, $T_e = T_i = 1 \text{ keV}$, $w = 200 \text{ km/s}$)

calculated using Equations (3, 5, 7, 8, 10, and 12) and the yield of secondary electron emission from the Richterova et al. [2010] model are depicted in Figure 3 (left). It is clearly seen that the secondary electron current is higher when this model is used instead of the Sternglass E.J. [1957] model. Total charging currents for the cases with and without UV illumination by the Sun with respect to the grain surface potential are depicted in Figure 3 (right). The grain reaches the equilibrium surface potential when the total charging current is equal to zero. One can see that the equilibrium potential is higher when the Richterova et al. [2010] model is used because of higher secondary electron current.

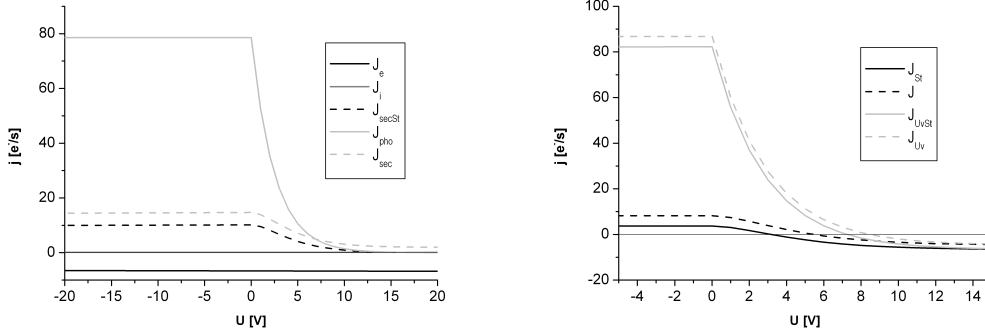


Figure 3. Left - Charging currents for the spherical glass grain ($r = 1 \mu\text{m}$) and plasma sheet conditions ($n_i = n_e = 10^5 \text{ m}^{-3}$, $T_e = T_i = 1 \text{ keV}$, $w = 200 \text{ km/s}$) with respect to the grain surface potential. J_e - electron current, J_i - ion current, J_{secSt} secondary electron current calculated by Sternglass E.J. [1957], J_{sec} secondary electron current calculated by Richterova et al. [2010], J_{pho} photocurrent. Right - Total charging currents for the same spherical glass grain and same plasma environment with respect to the grain surface potential. $J_{St} = J_e + J_i + J_{secSt}$, $J = J_e + J_i + J_{sec}$, $J_{UVSt} = J_e + J_i + J_{pho} + J_{secSt}$, $J_{UV} = J_e + J_i + J_{pho} + J_{sec}$.

The equilibrium surface potentials, U for spherical glass grains, plasma sheet conditions ($n_i = n_e = 10^5 \text{ m}^{-3}$, $w = 200 \text{ km/s}$) and including UV influence with respect to the plasma temperature are depicted in Figures 4. It is clearly seen that small grains can reach higher positive surface potentials. In the case without UV illumination, small grains can be charged positively even for large solar wind temperatures. On the other hand, larger grains reach the negative surface potential.

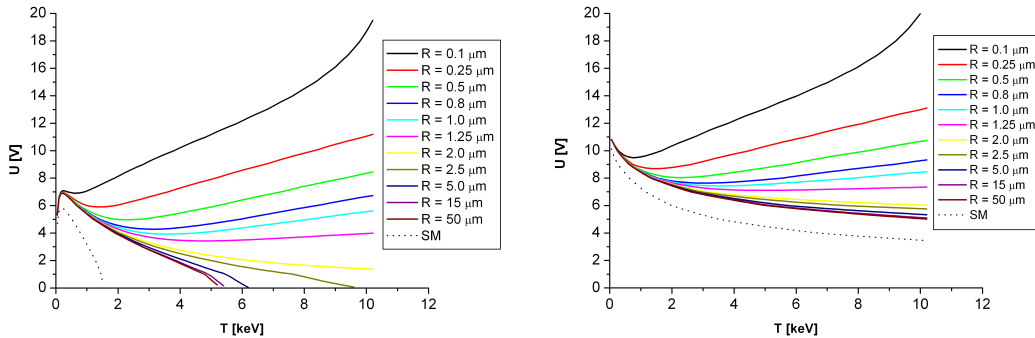


Figure 4. Left - The equilibrium potential of spherical glass grains in plasma sheet conditions ($n_i = n_e = 10^5 \text{ m}^{-3}$, $w = 200 \text{ km/s}$) and without solar radiation with respect to the plasma temperature compared with Sternglass E.J. [1957] (SM). Right - Same as in left, but for solar UV radiation.

The same plots for the solar wind conditions ($n_i = n_e = 10^6 \text{ m}^{-3}$, $w = 400 \text{ km/s}$) are

depicted in Figure 5. The equilibrium potentials are very similar for the case without UV illumination (Figures 4 (left) and 5 (left)), but in the case with UV radiation (Figures 4 (right) and 5 (right)) the equilibrium potentials are lower for the solar wind conditions, because a higher electron current caused by the higher plasma density prevails photocurrent.

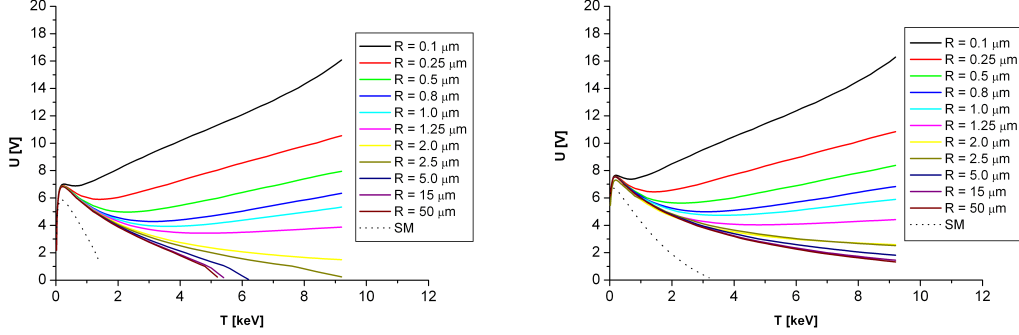


Figure 5. Left - The equilibrium potential of spherical glass grains in solar wind conditions ($n_i = n_e = 10^6 \text{ m}^{-3}$, $w = 400 \text{ km/s}$) and without solar radiation with respect to the plasma temperature compared with Sternglass E.J. [1957] (SM). Right - Same as in left, but for solar UV radiation.

Discussion

We calculated charging currents and equilibrium surface potentials for spherical glass grains under plasma sheet and solar wind conditions by using a modified model of the secondary electron emission for dust grains [Richterova et al., 2010] and we compared our results with calculations where the Sternglass E.J. [1957] model of the secondary electron emission was applied. Figure 2 shows that the yield of the secondary electron emission, σ is significantly higher for the Richterova et al. [2010] than for Sternglass E.J. [1957] model. It is caused by increase of backscattered primary electrons for small grains. Figure 3 left shows that the ion current is much smaller than other charging currents and that the secondary electron current is higher when the model of Richterova et al. [2010] is used instead of Sternglass E.J. [1957] because of a higher yield of secondary electron emission. It results in the higher positive equilibrium surface potential of the grain. The equilibrium surface potentials for spherical glass grains under plasma sheet and solar wind conditions and under UV illumination with respect to the solar wind temperature are depicted in Figures 4 and 5, respectively.

A strong dependence of secondary electron emission on a grain size results in the different equilibrium surface potentials for grains of different diameters. Generally, smaller grains reach higher surface potentials. For such environment, where the UV radiation is present it leads only to different values of a positive surface potential (Figures 4 (right) and 5 (right)) due to presence of photoemission. In the case without UV influence, larger grains reach negative surface potentials for higher plasma temperatures because the negative electron current exceeds the secondary electron emission current. On the other hand, the secondary electron emission current is large enough for small grains to keep the positive surface potential.

The dependence of the equilibrium surface potential on grain size and plasma temperature is similar for cases without UV radiation for plasma sheet and solar wind conditions (Figures 4 (left) and 5 (left)). Dust grains will be charged to the same positive equilibrium potential for the solar wind environment independently on size because of low plasma temperature. On the other hand the equilibrium potential will be from 4 to 8 V for 100 and $0.2 \mu\text{m}$ dust grain in diameter for plasma sheet with plasma temperature 2 keV without UV illumination and from 7 to 11 V for same grains in same environment with UV illumination.

Conclusion

Preliminary results of a new numerical method for calculations of a charge of the grain immersed in the plasma based on the modified model of secondary electron emission for dust grains by Richterova et al. [2010] show strong dependence of the equilibrium surface potential on the grain size. Two dust grains of different diameters can be charged to different polarities for large plasma temperatures in the plasma without the UV radiation. On the other hand, grains will be charged positively independently on size in the case with Solar light illumination, but smaller grains can reach several time larger potential for large plasma temperature. The equilibrium surface potential is independent on grain size for solar wind environment because of low plasma temperature. On the other hand, our calculation shows variances of the equilibrium potential with the grain size for the plasma sheet caused by an enhancement of backscattered primary electrons under higher plasma temperatures.

Acknowledgments. The students authors acknowledge support of the GAUK under number 171 410.

References

- Asano, Y., et al., Electron acceleration signatures in the magnetotail associated with substorms. *J. Geophys. Res.* **115**: 2010.
- Chow, V.W., Mendis, D.A., Rosenberg, M., Secondary emission from small dust grains at high electron energy. *IEEE. Trans. Plas. Sci.* **22**: 179–186, 1994.
- Halekas, J.S., Delory, G.T., Farrell, W.M., Angelopoulos, V., McFadden, J.P., Bonnell, J.W., Fillingim, M.O., and Plaschke, F., First remote measurements of lunar surface charging from ARTEMIS: Evidence for nonmonotonic sheath potentials above the dayside surface. *J. Geophys. Res.* **116**: 2011.
- Hapgood, M., Modelling long-term trends in lunar exposure to the Earth's plasmasheet. *Ann. Geophys.* **25**: 2037–2044, 2007.
- Horanyi, M., Charged dust dynamics in the solar system. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **34**: 383–418, 1996.
- Mendis, D.A. and Rosenberg, M., Cosmic dusty plasma. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **32**: 419–463, 1994.
- Meyer-Vernet, N., "Flip-flop" of electric potential of dust grains in space. *Astron. Astrophys.* **105**: 98–106, 1982.
- Northrop, T.G. and Birmingham, T. J., Equilibrium electric potential of spherical, cylindrical, and planar dust grains moving through a plasma. *J. Geophys. Res.* **101**: 793–796, 1996.
- Pavlu, J., Richterova, I., Nemecek, Z., Safrankova, J., Cermak, I., Interaction between single dust grains and ions or electrons: laboratory measurements and their consequences for the dust dynamics. *Faraday Discuss.* **137**:139–155, 2008.
- Richterova, I., Beranek, M., Pavlu, J., Nemecek, Z., and Safrankova, J., Electron scattering inside small dust grains of various materials. *Phys. Rev. B* **81**: 2010.
- Sternglass, E.J., Theory of Secondary Electron Emission under Electron Bombardment. Westinghouse Research Laboratories, Pittsburgh, p. 35.. *Sci. Pap.*, 1957.
- Svestka, J., Cermak, I., Grun, E., Electronic charging and electrostatic fragmentation of dust particles in laboratory. *Adv. Space. Res.***13**:119–202, 1993.
- Whipple, E.C., Potentials of surface in space. *Rep. Prog. Phys.***44**:1197, 1981.

příloha A5

Vaverka, J., Richterová, I., Pavlů, J., Šafránková, J., Němeček, Z., Numerical Calculation of an Equilibrium Dust Grain Potential in Lunar Environment. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 41 (4): 740–744, 2013.

Numerical Calculation of an Equilibrium Dust Grain Potential in Lunar Environment

Jakub Vaverka, Ivana Richterová, Jiří Pavlů, Jana Šafránková, and Zdeněk Němeček

Abstract—The interaction of plasma particles with dust grains leads to their charging. An equilibrium grain potential depends on a plasma environment, as well as on the grain composition, size, shape, and charging history. We present results of calculations of the equilibrium potential of the grain immersed in the plasma simulating a lunar environment. In calculations, we apply a modified model of the secondary electron emission from dust grains, which takes into account grain sizes, their material, and surface roughness. Since this model describes the increase in the secondary emission yield caused by a finite dimension of the dust grain, the calculations provide a realistic estimation of the dust grain charge in the near-Earth environment. We show that the grain surface potential is a descending function of the grain size and this effect can even lead to opposite polarities of small and large grains.

Index Terms—Dust charging, interplanetary dust, lunar charging.

I. INTRODUCTION

THE LUNAR surface is covered with a layer of dust grains from centimeters to submicrometer scales (e.g., [1]) formed by meteoroid impact over years. This layer is exposed to solar ultraviolet (UV) and X-rays as well as solar and magnetospheric plasma and energetic particles. These processes affect charging currents to the surface and can produce an escaping flux of secondary electrons. The charging currents depend on the electrostatic potential of the surface layer with respect to the surrounding plasma [2]. Evidence strongly suggests that electrostatic potential of such dust grains plays an important role in physical and dynamic processes in the lunar environment.

However, during its orbit around the Earth, dust grains at or above the moon surface are exposed to highly variable charging currents; thus, surface potentials can vary over orders of magnitude [3], [4]. The terrestrial magnetosphere contains very rarefied plasma in the tail lobes, with denser and more energetic electrons and ions in the plasma sheet. Energetic particles (with the energy of tens of kiloelectronvolts) of different

origins are trapped in radiation belts. Moreover, their content can be significantly enhanced during geomagnetic substorms and storms, and they can penetrate into the magnetotail [5].

On the other hand, the solar wind consists of relatively cool streaming plasma, whereas the lunar wake (which forms downstream of the moon in the solar wind) contains high-energy, but significantly rarefied, plasma. Moreover, through solar energetic particle events, enhanced fluxes of very energetic particles can impact the dayside moon surface.

On the sunlit side of the moon, a dominating photoelectron current charges the surface to a small positive potential. On the nightside, currents of plasma electrons tend to dominate, and thus, the surface is charged to a negative potential. However, secondary electron emission can play a role in this process providing an additional positive current; thus, the nightside surface could be even positively charged [6]–[8]. Uncertainties in secondary emission yields may contribute to poor predictions of the resulting surface potential; thus, laboratory measurements of the secondary emission from a lunar regolith with realistic charging conditions could help to understand charging processes.

The lunar dust is exposed to the solar wind and UV radiation on the dayside of the moon during the most time from a 29.6-day orbit, but the moon spends also around four days in the Earth's magnetosphere. The typical plasma sheet exposure in each tail crossing may vary from 10 to 40 h [9]. The average density of the solar wind ($n \approx 5 \text{ cm}^{-3}$) is approximately ten times higher than that of the plasma sheet, but the plasma temperature can reach up to 2 keV for the plasma sheet instead of 10 eV for the solar wind [10]).

For these reasons, an interaction of dust grains with the ions and electrons has been widely studied (e.g., [11]–[17]). Laboratory experiments with small (submicrometer) dust grains have shown that the yield of the secondary electron emission differs from that of large planar samples and strongly depends on the grain size and thus can lead to different equilibrium potentials. Horanyi [14] discussed how a single isolated dust grain collects its electrostatic charge due to relevant charging currents, i.e., electron and ion bombardments, and the production of secondary electrons and photoelectrons. His estimation of the secondary emission yield was approximated by the Sternglass model [18] (hereafter denoted as the S model) and a Maxwellian energy distribution of the emitted electrons. Our paper follows this approach, but the S model is replaced with a more realistic model of Richterova *et al.* [19] (hereafter referred as the R model) that includes an influence of finite dust grain dimensions.

Manuscript received July 31, 2012; revised October 19, 2012; accepted October 23, 2012. Date of publication November 29, 2012; date of current version April 6, 2013. This work was supported in part by the Ministry of Education of the Czech Republic under Research Plan MSM 0021620860 and in part by the Czech Grant Agency under Contract 202/08/0063 and Contract 209/11/1412. The work of J. V. was supported by the Grant Agency of Charles University under Project GAUK 171410.

The authors are with the Department of Surface and Plasma Science, Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, 180 00 Prague, Czech Republic (e-mail: jiri.pavlu@mff.cuni.cz).

Digital Object Identifier 10.1109/TPS.2012.2226757

II. DUST GRAIN CHARGING IN PLASMAS

The total current to a dust grain immersed in a plasma is described by the current balance equation, i.e., a sum of all charging/discharging currents

$$\frac{dQ}{dt} = J = J_e + J_i + J_{\text{pho}} + J_{\text{sec}}. \quad (1)$$

In typical space environments, electron J_e and ion J_i currents, the secondary electron current caused by an impact of energetic electrons J_{sec} , and the photoemission current J_{pho} dominate, and the other processes such as thermoemission, triboelectric charging, and secondary electron emission caused by ion impacts can be neglected. The currents depend on parameters of plasma (density, energy distribution, velocity, and temperature) and dust grain properties (composition, size, shape, and surface roughness). A very important parameter is the surface potential of a dust grain. A positive charge of the grain enhances the electron flux and lowers the ion flux. The numbers of secondary electrons and photoelectrons are also reduced for positively charged grains. The grain immersed to a plasma reaches an equilibrium surface potential where a sum of all currents to the grain is equal to zero. For simplification, we assume the plasma with the Maxwellian energy distribution parametrized with temperature T and electron and ion densities n_e and n_i , respectively.

We handle with spherical glass grains of a radius a for this particular study. The reasons are following: 1) there are enough data on the secondary emission obtained from laboratory experiments; 2) well-defined geometry; and 3) the glass composition resembles the composition of a typical space dust.

In the case of the Maxwellian plasma and particles smaller than the Debye length, the electron flux J_e can be estimated according to [11] as

$$J_e = J_{0e} \times \begin{cases} \exp(eU/kT_e), & U < 0 \\ (1 + eU/kT_e), & U \geq 0 \end{cases} \quad (2)$$

where U is the surface potential of the grain, e is the elementary charge, k is Boltzmann's constant, and $J_{0e} = 4\pi a^2 n_e (kT_e/2\pi m_e)^{1/2}$.

The ion flux can be generally calculated by the same way as the electron flux as

$$J_i = J_{0i} \times \begin{cases} \exp(-eU/kT_i), & U \geq 0 \\ (1 - eU/kT_i), & U < 0. \end{cases} \quad (3)$$

When dust-plasma relative velocity w can be comparable or even larger than the ion thermal speed, it is necessary to use equations with a drifting Maxwellian distribution for ion current calculations [14], [20]. Thus, for negatively charged grains, the ion flux is

$$J_i = \frac{J_{0i}}{2} \left[\left(M^2 + \frac{1}{2} - \frac{eU}{kT_i} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{M} \operatorname{erf}(M) + \exp(-M^2) \right] \quad (4)$$

where $M = w/(2kT_i/m_i)^{1/2}$ is the relative Mach number (the ratio of the dust-plasma relative velocity over the ion thermal speed), and erf stands for error function.

For positively charged grains, the ion flux is given by

$$J_i = \frac{J_{0i}}{4} \left\{ \left(M^2 + \frac{1}{2} - \frac{eU}{kT_i} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{M} \cdot \left[\operatorname{erf}(M + \sqrt{eU/kT_i}) + \operatorname{erf}(M - \sqrt{eU/kT_i}) \right] + \left(\sqrt{\frac{eU}{kT_i M}} + 1 \right) \exp \left[- \left(M - \sqrt{\frac{eU}{kT_i M}} \right)^2 \right] - \left(\sqrt{\frac{eU}{kT_i M}} - 1 \right) \exp \left[- \left(M + \sqrt{\frac{eU}{kT_i M}} \right)^2 \right] \right\}. \quad (5)$$

Dust grains exposed to the solar light are charged by a UV part of the spectrum. We assume the Maxwellian energy distribution of photoelectrons with the average energy of kT_{pho} ($\approx 1-3$ eV). The photoelectron flux from the grain can be written as

$$J_{\text{pho}} = 2.5 \times 10^{10} \pi a^2 e \kappa / d^2 \begin{cases} 1, & U < 0 \\ \exp(-eU/kT_{\text{pho}}), & U \geq 0 \end{cases} \quad (6)$$

where d is the distance from the Sun measured in astronomical unit (AU), and κ is the efficiency factor close to unity for conductive and to 0.1 for dielectric materials [2].

The yield of the secondary electron emission (the ratio of secondary electrons to primary electrons) depends on the grain material and the energy of primary electrons. The S model approximates the yield of secondary emission by the formula

$$\delta(E) = \epsilon^2 \delta_M (E/E_M) \exp \left[-2(E/E_M)^{1/2} \right] \quad (7)$$

where ϵ is the Euler number, and δ_M is the maximum of the secondary electron yield at energy E_M . For a glass sample, $\delta_M = 3.4$ and $E_M = 350$ eV. This formula describes the yield of true secondary electrons from semi-infinite planes and neglects the yield of backscattered primary electrons.

However, we apply the R model because it provides both components of the secondary emission yield σ : a true secondary electron emission yield δ and a backscattered primary electron yield η . These coefficients obtained by the R model are depicted in Fig. 1 for several diameters of spherical grains and compared with the S model that does not consider the grain size. We can see that the yield of the secondary electron emission σ [see Fig. 1(c)] is significantly higher in the R model than in the S model for primary electron energies above ≈ 1 keV and for all grain diameters due to an increased portion of backscattered electrons [see Fig. 1(b)]. Note that the energy corresponding to the secondary maximum (that is most prominent at the σ profile for a 100-nm grain) increases with the grain diameter. This maximum appears at the energy for which the penetration depth of primary electrons becomes equal to the beam energy. Under this condition, the yield of backscattered electrons increases toward unity, and the emission of true secondary electrons becomes more intensive.

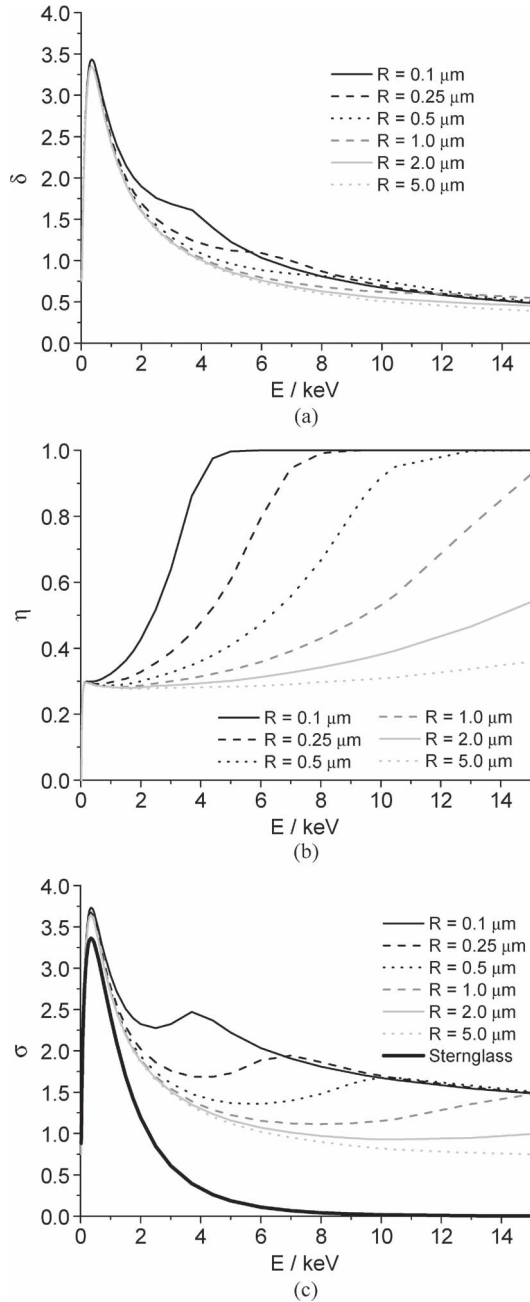


Fig. 1. (a) True secondary electron emission yield. (b) Backscattered electron yield. (c) Total yield of secondary emission. All panels for several radii of glass grains with respect to the primary electron energy.

III. ESTIMATION OF THE GRAIN EQUILIBRIUM POTENTIAL UNDER PLASMA SHEET CONDITIONS

Charging currents of the spherical glass grain ($r = 1 \mu\text{m}$) immersed in the plasma under conditions such as those in the plasma sheet ($n_i = n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = T_i = 1 \text{ keV}$, $w = 200 \text{ km/s}$) calculated using (2)–(6) are shown in Fig. 2(a). The secondary emission current is calculated in two ways: $J_{\text{sec}(S)}$ uses the S formula, whereas $J_{\text{sec}(R)}$ uses the R model. Fig. 2(b) shows the sum of the currents in a particular environment (subscript UV stands for daylight conditions, no subscript means a shadow) calculated with the S approximation of the secondary emission (subscript S) or with the R model (subscript R). The

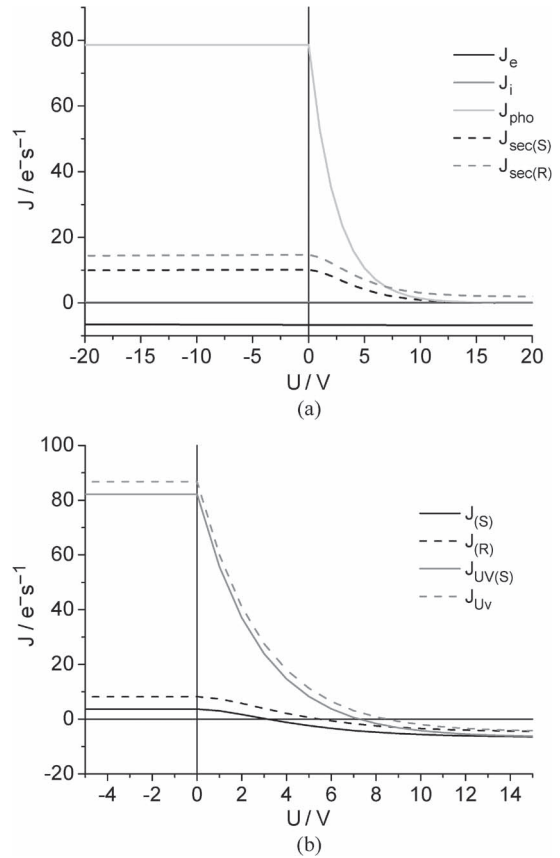


Fig. 2. (a) Charging currents for the spherical glass grain ($r = 1 \mu\text{m}$) and plasma sheet conditions with respect to the grain surface potential. J_e is the electron current, J_i is the ion current, $J_{\text{sec}(S)}$ is the secondary electron current calculated according to [18], $J_{\text{sec}(R)}$ is the secondary electron current according to [19], and J_{pho} is the photocurrent. (b) Total charging currents for the same spherical glass grain and the same plasma environment with respect to the grain surface potential. $J(S) = J_e + J_i + J_{\text{sec}(S)}$, $J(R) = J_e + J_i + J_{\text{sec}(R)}$, $J_{UV(S)} = J_e + J_i + J_{\text{pho}} + J_{\text{sec}(S)}$, and $J_{UV(R)} = J_e + J_i + J_{\text{pho}} + J_{\text{sec}(R)}$.

equilibrium grain potential is set if the sum of all currents is zero, and one can note that the application of the R model leads to an increase in the grain potential because the secondary electron current that charges the grain positively is larger.

The equilibrium surface potentials U for spherical glass grains and plasma sheet conditions and with and without UV radiation as a function of the plasma temperature are depicted in Fig. 3. Fig. 3(a) shows that, if the photoemission is in operation, all grains are positively charged and the grain potential is a descending function of the grain diameter for temperatures above 1 keV; the differences are not too large for typical plasma sheet temperatures of about 2 keV because the photocurrent is a dominating component of the total current. On the other hand, the secondary emission current dominates in absence of UV radiation, and thus, the difference between the S (thick line) and R (thin lines) models becomes significant. The thick line crosses the zero level of the grain potential at $\approx 1.5 \text{ keV}$. It means that all dust grains regardless of their dimensions would be negatively charged for all temperatures exceeding this threshold if the S model is used. However, an application of the R model leads to enhancement of the secondary emission current that increases the dust grain potential. Consequently,

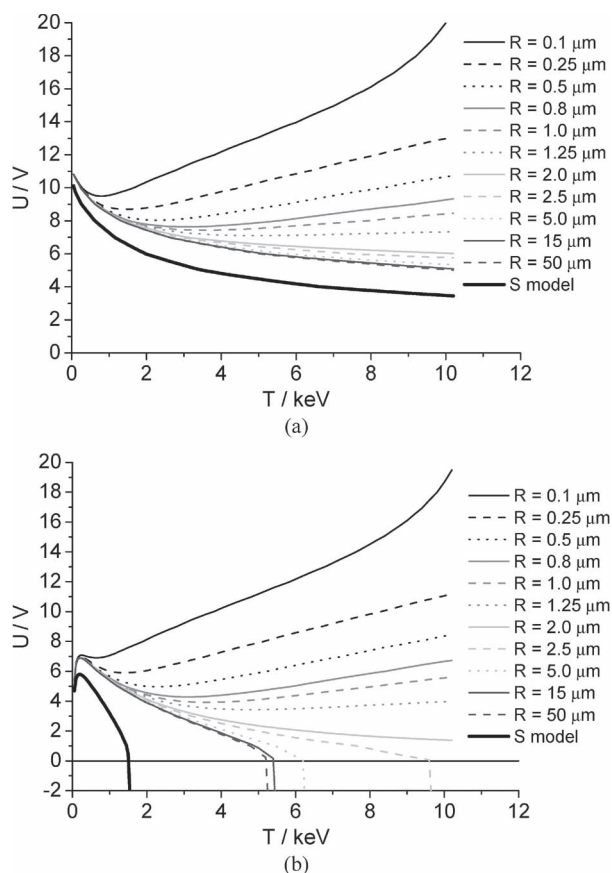


Fig. 3. Equilibrium potential of spherical glass grains in plasma sheet conditions (a) with and (b) without the solar radiation with respect to the plasma temperature. The dotted line stands for a comparison with [18].

small grains (below $\approx 2 \mu\text{m}$ of diameter) would be positively charged regardless of the temperature. An interesting effect can be expected for temperatures above $\approx 3 \text{ keV}$ because the large grains would be negatively charged, whereas the smaller grains positively. Negative potentials of the grains can be rather large, but their determination requires a corresponding modification of the equation for the ion current and addition of other effects such as field emission, and it is out of scope of this short paper.

IV. DISCUSSION

We calculated charging currents and equilibrium surface potentials for spherical glass grains under plasma sheet conditions using the model of the secondary electron emission from dust grains (R model) or the model of the secondary electron emission from planar samples (S model). We should note that the latter approach generally repeats the calculations made by [14]. Since the secondary emission yield does not depend on the dust grain size in the S model, the same does the dust grain potential. Our results show that a more realistic description of the secondary emission process in the R model leads to dependence of the grain potential on its size that is observable in the high-temperature environments.

The presented calculations use a Maxwellian distribution of plasma electrons, but it is well known that space plasmas often

exhibit an enlarged portion of energetic electrons. We have simulated this distribution by addition of up to 10% of electrons with ten times higher temperature, but the results shown in Fig. 3 did not substantially change.

Our calculations reveal that the equilibrium potential of the dust grain is a function of the grain size and that this effect can even lead to different polarities of the potential of small and large dust grains and to their spatial separation. Such separation can occur only in the shadow at 1 AU because the photocurrent charges the grains positively regardless of their size. On the other hand, the solar UV radiation decreases with increasing distance from the Sun much faster than the densities in magnetospheres of outer planets (e.g., [21]), and thus, the effects similar to those shown in Fig. 3(b) would be applicable on such an environment, even under sunlight.

The calculations were done for glass spheres, but the results for any typical space dust material (excluding ice) would be similar. On the other hand, the recent paper [22] has shown that the smallest dimension of a nonspherical dust grain determines its secondary emission properties rather than its mass, and thus, the results shown in Fig. 3 should be interpreted in this view.

V. CONCLUSION

This paper has presented the results of calculations of the surface potential of dust grains in high-temperature plasmas such as that in the Earth's plasma sheet. The calculation reveals that the grain potential is a function of its size. Large ($> 100 \mu\text{m}$) grains would be negatively charged by hot electrons, whereas the positive potential of smaller grains is a descending function of their size. The negative potentials can be observed only in the shadow because the photocurrent caused by the solar UV radiation is large enough to compensate effects of the secondary emission. Nevertheless, the size dependence of the secondary emission current would cause different positive potentials of grains of different sizes even under sunlight. It has been suggested that the secondary emission can lead to multiple roots of the charging equations, but we did not find such behavior under the conditions studied in this paper.

REFERENCES

- [1] T. J. Stubbs, R. R. Vondrak, and W. M. Farrell, "A dynamic fountain model for lunar dust," *Adv. Space Res.*, vol. 37, no. 1, pp. 59–66, 2006.
- [2] E. C. Whipple, "Potentials of surfaces in space," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 44, no. 11, pp. 1197–1250, Nov. 1981.
- [3] J. S. Halekas, R. P. Lin, and D. L. Mitchell, "Large negative lunar surface potentials in sunlight and shadow," *Geophys. Res. Lett.*, vol. 32, no. 9, pp. L09102-1–L09102-4, May 2005.
- [4] J. S. Halekas, D. A. Brain, D. L. Mitchell, R. P. Lin, and L. Harrison, "On the occurrence of magnetic enhancements caused by solar wind interaction with lunar crustal fields," *Geophys. Res. Lett.*, vol. 33, pp. L08106-1–L08106-4, Apr. 2006.
- [5] Y. Asano, I. Shinohara, A. Retinò, P. W. Daly, E. A. Kronberg, T. Takada, R. Nakamura, Y. V. Khotyaintsev, A. Vaivads, T. Nagai, W. Baumjohann, A. N. Fazakerley, C. J. Owen, Y. Miyashita, E. A. Lucek, and H. Rème, "Electron acceleration signatures in the magnetotail associated with substorms," *J. Geophys. Res.*, vol. 115, pp. A05215-1–A05215-19, May 2010.
- [6] J. S. Halekas, G. T. Delory, R. P. Lin, T. J. Stubbs, and W. M. Farrell, "Lunar Prospector observations of the electrostatic potential of the lunar surface and its response to incident currents," *J. Geophys. Res.*, vol. 113, no. A9, pp. A09102-1–A09102-16, Sep. 2008.

- [7] J. S. Halekas, G. T. Delory, R. P. Lin, T. J. Stubbs, and W. M. Farrell, "Lunar surface charging during solar energetic particle events: Measurement and prediction," *J. Geophys. Res.*, vol. 114, no. A5, pp. A05110-1-A05110-16, May 2009.
- [8] J. S. Halekas, G. T. Delory, R. P. Lin, T. J. Stubbs, and W. M. Farrell, "Lunar Prospector measurements of secondary electron emission from lunar regolith," *Planet. Space Sci.*, vol. 57, no. 1, pp. 78-82, Jan. 2009.
- [9] M. Hapgood, "Modelling long-term trends in lunar exposure to the Earth's plasmashield," *Ann. Geophys.*, vol. 25, no. 9, pp. 2037-2044, Oct. 2007.
- [10] J. Halekas, V. Angelopoulos, D. Sibeck, K. Khurana, C. Russell, G. Delory, W. Farrell, J. McFadden, J. Bonnell, D. Larson, R. Ergun, F. Plaschke, and K. Glassmeier, "First results from artemis, a new two-spacecraft lunar mission: Counter-streaming plasma populations in the lunar wake," *Space Sci. Rev.*, vol. 165, no. 1-4, pp. 93-107, Dec. 2011.
- [11] N. Meyer-Vernet, "'Flip-flop' of electric potential of dust grains in space," *Astron. Astrophys.*, vol. 105, no. 1, pp. 98-106, Jan. 1982.
- [12] V. Chow, D. Mendis, and M. Rosenberg, "Secondary emission from small dust grains at high electron energies," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 22, no. 2, pp. 179-186, Apr. 1994.
- [13] J. Svestka, I. Cermak, and E. Grün, "Electric charging and electrostatic fragmentation of dust particles in laboratory," *Adv. Space Res.*, vol. 13, no. 10, pp. 199-202, Oct. 1993.
- [14] M. Horányi, "Charged dust dynamics in the solar system," *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 34, pp. 383-418, 1996.
- [15] I. Čermák, E. Grün, and J. Svestka, "New results in studies of electric charging of dust particles," *Adv. Space Res.*, vol. 15, no. 10, pp. 59-64, May 1995.
- [16] J. Pavlů, I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, and I. Čermák, "Interaction between single dust grains and ions or electrons: Laboratory measurements and their consequences for the dust dynamics," *Faraday Discuss.*, vol. 137, pp. 139-155, 2008.
- [17] X. Wang, M. Horányi, and S. Robertson, "Investigation of dust transport on the lunar surface in a laboratory plasma with an electron beam," *J. Geophys. Res.*, vol. 115, pp. A11102-1-A11102-6, Nov. 2010.
- [18] E. Sternglass, "Theory of secondary electron emission under electron bombardment," Westinghouse Res. Lab., Pittsburgh, PA, Scientific Paper 6-94410-2-P9, Jul. 1957.
- [19] I. Richterová, M. Beránek, J. Pavlů, Z. Němeček, and J. Šafránková, "Electrons scattered inside small dust grains of various materials," *Phys. Rev. B*, vol. 81, no. 7, pp. 075406-1-075406-7, Feb. 2010.
- [20] T. G. Northrop and T. J. Birmingham, "Equilibrium electric potential of spherical, cylindrical, and planar dust grains moving through a plasma," *J. Geophys. Res.*, vol. 101, no. A5, pp. 10 793-10 796, May 1996.
- [21] J. D. Scudder, E. C. Sittler, and H. S. Bridge, "A survey of the plasma electron environment of Jupiter: A view from Voyager," *J. Geophys. Res.*, vol. 86, no. A10, pp. 8157-8179, Sep. 1981.
- [22] I. Richterová, Z. Němeček, M. Beránek, J. Šafránková, and J. Pavlů, "Secondary emission from non-spherical dust grains with rough surfaces application to lunar dust," *Astrophys. J.*, vol. 761, no. 1, 2012, accepted.



Ivana Richterová was born in Český Brod, Czech Republic, in 1979. She received the M.S. and Ph.D. degrees from Charles University, Prague, Czech Republic, in 2003 and 2012, respectively.

She is currently a Senior Assistant with the Space Physics Laboratory, Department of Surface and Plasma Science, Faculty of Mathematics and Physics, Charles University. Her research is devoted to the laboratory investigation and modeling of elementary charging processes on dust grains.



Jiří Pavlů was born in Pardubice, Czech Republic, in 1977. He received the M.S. and Ph.D. degrees from Charles University, Prague, Czech Republic, in 2001 and 2005, respectively.

He is currently a Senior Assistant with the Space Physics Laboratory, Department of Surface and Plasma Science, Faculty of Mathematics and Physics, Charles University. His research interests include the laboratory investigations of elementary processes on dust grains induced by electron, ion, and photon irradiations.



Jana Šafránková was born in Teplice, Czech Republic, in 1947. She received the M.S., Ph.D., and Dr.Sc. degrees from Charles University, Prague, Czech Republic, in 1972, 1982, and 1996, respectively.

Since 1971, she has held several positions with the Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, where she is currently Director of the Department of Surface and Plasma Science and the Head of the Space Physics Laboratory. Her current research interests include the magnetospheric physics and laboratory simulation of elementary processes in dusty plasmas.



Jakub Vaverka was born in Prague, Czech Republic, in 1983. He received the M.S. degree in 2008 from Charles University, Prague, Czech Republic, where he is currently working toward the Ph.D. degree.

His current research interests include the laboratory simulation of elementary processes in dusty plasmas.



Zdeněk Němeček was born in Prague, Czech Republic, in 1947. He received the M.S., Ph.D., and Dr.Sc. degrees from Charles University, Prague, in 1971, 1982, and 1996, respectively.

Since 1971, he has been holding several positions with the Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, where he currently serves as the Dean. His research interests include the solar wind interaction with the Earth's magnetosphere and the laboratory simulations of plasma processes.

příloha A6

Vaverka, J., Richterová, I., Vyšinka, M., Pavlů, J., Šafránková, J., Němeček, Z., Influence of SEE on the floating potential of tokamak-born dust. *odesláno do Plasma Phys. Control. Fusion.*

Influence of the secondary electron emission on the floating potential of tokamak-born dust

J Vaverka, I Richterová, M Vyšinka, J Pavlů, J Šafránková, and Z Němeček

Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Prague, Czech Republic.

E-mail: jakub.vaverka@mff.cuni.cz

Abstract. Dust production and its transport into the core plasma is an important issue for magnetic confinement fusion. Dust grains are charged due to various processes such as collection of plasma particles and electron emissions and their charge influences the dust dynamics. The paper presents the results of calculations of the surface potential of dust grains in the Maxwellian plasma. The calculations include into the charging balance a secondary electron emission from dust. The used numerical model accounts for an influence of backscattered electrons and takes into account effects of grain sizes, materials, and handles with spherical as well as with non-spherical grains. We discuss a role of the secondary electron emission under tokamak conditions and show that the secondary electron emission is a leading process for the grains crossing the scrape-off layer from the edge to core plasma. The results of calculations are demonstrate for materials related to fusion experiments in ITER.

Submitted to: *Plasma Phys. Control. Fusion*

1. Introduction

One of the most important challenges of present physics is addressing the materials related to the next generation of fusion experiments. Large energy fluxes are directed toward the walls of the vessel and cause the erosion of the plasma-facing components. This process leads not only to the introduction of impurities into the plasma but also to their degradation [1, 2]. A resulting production of solid grains and their transport into the plasma is thus important for magnetic confinement fusion. Studies showed the origin of a considerable amount of dust [3–5] that may vary according to its formation mechanism and the plasma conditions at a particular region. Small dust grains are observed mainly in the edge plasma region but some grains can penetrate deeply into the core plasma after disruptions [1, 6–10]. It is known that dust collected from tokamaks exhibits a large variety of shapes and sizes [1] and that, after a series of discharges, has a log-normal size distribution [1, 11] with an average radius of the order of 1 μm . The composition of the dust grains reflects the composition of the plasma-facing components [5, 10].

Various scenarios have been considered for the construction of the ITER divertor and first wall [12] and all these scenarios are planned to be adopted in different stages of the projects development. These options are: (1) a combination of carbon fibre composite, tungsten, and beryllium for the divertor and the first wall, (2) W divertor with the Be first wall, and (3) the whole vessel from W. The choice of carbon for the parts of the divertor where the Scrape-off Layer (SOL) strikes the vertical target and where energy deposition from disruptions and edge-localized modes (ELMs) will occur is mainly due to its good power handling and thermal shock resistance; it does not melt and preserves its shape even under extreme temperature excursions [13]. However, there is a concern about the absorption of tritium in the carbon components. Consequently, the induced dust grains in ITER will be mainly composed of carbon, tungsten, and beryllium [2, 12].

The scaling of existing tokamak data to other reactors, in particular to ITER, including all relevant physical processes (charging, sputtering, evaporation, radiation, transport, etc.) is not yet advanced enough, although a significant progress has been made recently [14–16, and references therein]. Thus, both experimental results on dust generation, mobilization, and transport in existing devices and theoretical predictions for ITER are highly uncertain and require additional intensive studies.

Dust moving in the high-temperature plasma becomes electrically charged due to various processes such as collection of plasma particles and electron emissions. In low-temperature low-density plasmas, dust grains are generally negatively charged due to plasma particle collection, since the electrons have higher thermal mobility in comparison with heavier ions. In tokamak plasmas where strong electric fields can be formed due to plasma temperature gradients, drifts, induced currents, and in the electrostatic sheaths near the plasma-facing components, the charge of a micrometer-sized grain can vary from slightly positive to highly negative depending on the plasma conditions and the electron emission currents [e.g., 10]. Generally, the photoemission or thermionic emission charge the grain positively, whereas an interaction of grains with energetic electrons (called secondary electron emission, SEE) can

lead to more positive but in some cases, also to negative grain charges.

1.1. Role of SEE in tokamaks

If the electron flux is significant (in hot plasma regions), the sign and value of the dust grain surface potential will be determined by the energy of the impinging electrons. An electron attachment dominates in the eV range but SEE becomes important and results in a reduction of the negative potential at electron energies above about 10 eV. At a few tens of electronvolts, the total SEE yield (defined as a number of outgoing electrons per one primary electron) can reach values larger than unity which causes a sign change of the potential from negative to positive. Generally, the SEE yield reaches a maximum value at energies between 300 and 2000 eV. At higher energies, the SEE yield decreases again below unity resulting in the negative surface potential. However, if the size of grains is comparable with the mean free path of the primary electrons and with the diffusion length of excited electrons, the SEE yield may be substantially enhanced. Moreover, the surface quality and even material properties of the grain can be modified by an interaction with the tokamak plasma.

Theoretical studies and models of SEE are often based on Monte Carlo simulations of electron trajectories [17–20]. However, these studies expect planar metal or insulating targets and/or clean and smooth grains from well defined materials.

Measurements of a SEE yield are reported for fresh graphite samples and for the same material exposed for some months in the JET tokamak. Exposed samples exhibited substantially higher (by a factor of 1.3) values of the SEE yield than the fresh samples [21]. Clean conducting surfaces have usually the maximum of the SEE yield slightly above unity. For light materials such as graphite and beryllium, the SEE yield for clean surfaces is lower but the presence of hydrogen in the surface increases the yield values to about unity. The experimental yields are in a good agreement with relatively simple models for primary electrons at nearly normal incidence [22].

Since SEE influences the grain floating potential, this process is an important part of the models describing the dust dynamics in tokamaks. At present, there are two main codes simulating interactions of an isolated spherical dust grain with a non-magnetized plasma [e.g., 10, and references therein]: DUSTT [23] and DTOKS [24] which include dust grain charging, heating, and motion. In such simulation codes, a plasma background is coupled with a dust model (charging, forces, etc.) to solve the grain equation of motion and to determine its trajectory and with a dust heating model to include a presence of large energy fluxes on the grain that can heat the dust grains to high temperatures. The charging model is based on the orbital motion limited (OML) approach [25] that is complemented with additional mechanisms, namely thermionic and secondary electron emissions. Other charging mechanisms as photoemission and radioactivity have been considered as minor ones in comparison with secondary and thermionic emission currents [see 26–28 for details].

Smirnov *et al* [27] modelled the dynamics and transport of carbon dust particles in tokamak fusion devices using computer simulations with the DUSTT code from small grains and the presence of impurities. It was shown that thermionic emission leads to enhanced dust

heating by the plasma that increases a destruction of dust particles and that transport of dust in tokamaks can significantly enhance a penetration of carbon impurities towards the core plasma.

Bacharis *et al* [29] used the dust transport code, DTOKS, to simulate a penetration of tungsten and beryllium dust grains into the ITER plasma. They found that grains with radius larger than $10\ \mu\text{m}$ and with an injection velocity of $10\ \text{m/s}$ can survive long enough to reach the separatrix. Generally, smaller particles with lower injection velocities deposit most of their initial mass within the SOL and larger particles with high injection velocities have a higher probability of reaching the last closed magnetic surface and the core.

In these and many other simulations [e.g., 28, 30–32], the SEE yield is calculated using an original Sternglass approach [33] that does not reflect the effects of dust radius. However, when the size of the grain is comparable with the penetration depth of the incident electrons the SEE yield and especially the floating potential and the grain charge depend significantly on the grain size [34–36].

1.2. Motivation

Laboratory experiments devoted to SEE investigations have shown that the charge of micrometer-sized grains can be either positive or negative and the charge sign depends on their shape, dimensions, and material even under the same parameters of the ambient plasma [e.g., 37–43] and this fact lies behind the main motivation for our study.

We have investigated dust samples collected during a technical shutdown of the COMPASS-D tokamak [44]. A basic analysis by an electron microscope (SEM) confirmed that COMPASS-D grains exhibit various shapes and that their typical sizes are of the order of micrometers. These results correspond well with other analyses of the tokamak born dust [1, 10]. The elemental composition determined by the EDX (Energy Dispersive X-Ray) spectroscopy corresponded to that of vessel walls, divertor, and diagnostic tools destroyed during a preceding active period. We should note that carbon is not used in this tokamak. The SEE investigation was carried out in the experimental set-up where a single dust grain is stored in an electrodynamic quadrupole for a long time in the UHV apparatus. The levitating grain is influenced by the electron beam with the energy adjustable in the range of $0.1\text{--}10\ \text{keV}$ [the detailed description of the set-up and measurement techniques can be found in 42, 45].

Figure 1 presents a collection of measurements of equilibrium surface potentials of several grains from the COMPASS-D tokamak. For a comparison with these grains we have plotted potential profiles measured on grains from two crystalline forms of C, Au, and SiO_2 as representatives of metals and insulators, respectively (marked by the lines in figure 1). We should note that these samples were spherical and their mass and diameter were known. On the other hand, neither compositions nor shapes are known for the investigated COMPASS-D grains (color dots in figure 1).

Figure 1 shows a large variability of surface potential profiles measured on tokamak grains. The profiles are similar to those measured on the SiO_2 grain. We believe that this effect is caused by a partial oxidation of metallic grains during their exposition to open air.

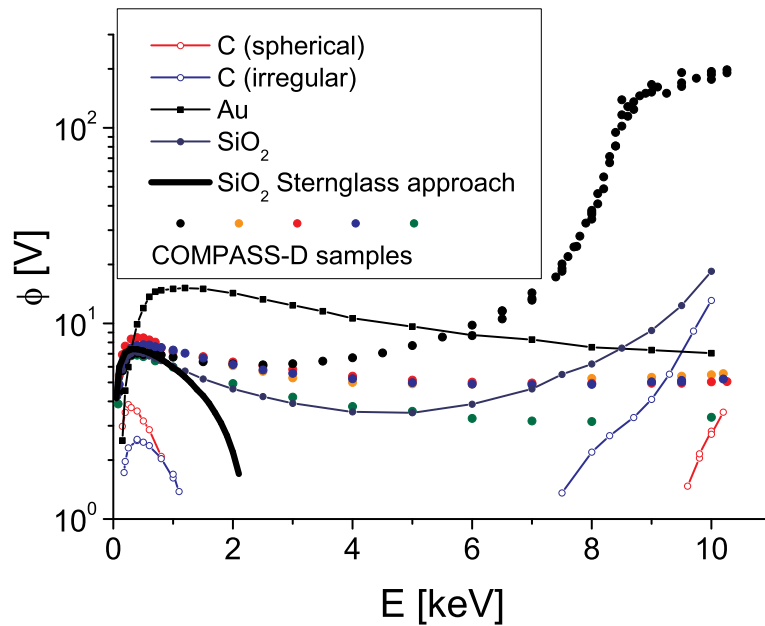


Figure 1. The surface potential as a function of the primary electron energy for several grains collected from the COMPASS-D tokamak (dots) and their comparison with glassy carbon, gold, and glass samples (lines). The full line presents the theoretical floating potential of the 1- μm SiO_2 grain computed according to the Sternglass theory [33].

The tokamak grain marked by a black color exhibits a large and nearly constant (≈ 200 V) potential for the primary energy above ≈ 8 keV. This effect is well known for small grains or the grains of highly non-spherical shape [46]. The surface potential is limited by the field emission in such a case [47]. The heavy line shows the theoretical floating potential of the 1- μm SiO_2 grain computed using the Sternglass theory [33] and corrected on the angular dependence of the SEE yield. The Maxwellian distribution of true secondary electrons with the temperature of 3 eV was assumed in calculations. One can see that the theory underestimates SEE from the dust grains and predicts negative potentials for primary energies above 2.2 keV but the measured potentials are positive in the whole range of examined energies.

For this reason, the paper presents the results of calculations of the surface potential of dust grains in a high-temperature Maxwellian plasma. We include a numerical model [48] of the SEE that reflects grain's size effects into the charging balance of the dust and consider dust produced by sputtering of plasma-facing surfaces from ITER related materials. Our calculations include electron and ion currents, the SEE and thermionic currents, and a possible contribution of the field emission current due to a strong electric field at the grain surface.

2. Dust charging in fusion plasma

The charging of dust in fusion plasmas is a dynamic process described by the current balance equation (a sum of all discharging/charging currents). As in other models, we start with theoretical models for plasma-grain interaction ignoring magnetic field effects and assuming

a spherical grain in a Maxwellian plasma [49]. We consider dust grain charging caused by ion, J_i and electron, J_e currents. We include the SEE current, J_{sec} and the thermionic current, J_{therm} because the grain can be heated by the hot dense plasma. A contribution of the field emission current, J_{fe} caused by the strong electric field above the grain surface [47] can be important for small grains charged to high negative potentials.

A total current to the dust grain can be estimated as:

$$\frac{dQ}{dt} = J = J_e + J_i + J_{\text{therm}} + J_{\text{fe}} + J_{\text{sec}}. \quad (1)$$

The differential flux density of electrons or ions, $J_{e,i}$ toward a dust grain charged to a surface potential, ϕ can be generally written as:

$$J_{e,i} = \int_{\max(0, \pm e\phi)}^{\infty} (1 \mp e\phi/E) \frac{dj_{e,i}}{dE} dE, \quad (2)$$

where

$$\frac{dj_{e,i}}{dE} = \frac{2\pi E}{m_{e,i}^2} n_{e,i} \left(\frac{m_{e,i}}{2\pi kT_{e,i}} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E}{kT_{e,i}}\right). \quad (3)$$

The positive and negative signs correspond to electrons and ions, respectively, e is the elementary charge, and E is the energy of impacting electrons. We assume the neutral $n_e = n_i = n$, isothermal $T_e = T_i = T$, hydrogen plasma with the Maxwellian energy distribution. When the spherical dust grain radius, a is smaller than the Debye-length, the electron and ion currents, $J_{e,i}$ can be estimated according to [10, 37]. In such case, we can write for the electron current, J_e :

$$J_e = J_{0e} \times \begin{cases} \exp(+e\phi/kT) & \phi < 0 \\ (1 + e\phi/kT) & \phi \geq 0, \end{cases} \quad (4)$$

where k is the Boltzmann constant, and $J_{0e} = 4\pi a^2 en(kT/2\pi m_e)^{1/2}$.

Similarly, the ion current, J_i can be written as:

$$J_i = J_{0i} \times \begin{cases} \exp(-e\phi/kT) & \phi \geq 0 \\ (1 - e\phi/kT) & \phi < 0, \end{cases} \quad (5)$$

where J_{0i} is defined similarly to J_{0e} .

To include of thermionic J_{therm} and field electron J_{fe} emission currents, we use the Richardson-Dushman formula and the Fowler-Nordheim equation, respectively:

$$J_{\text{therm}} = 4.8 \times 10^6 \pi a^2 ekT_d^2 \exp(-w_f/kT_d) \begin{cases} 1 & \phi < 0 \\ \exp(-e\phi/kT_d) & \phi \geq 0 \end{cases} \quad (6)$$

and

$$J_{\text{fe}} = 13.7 \times 10^{-7} \pi a^2 e \left(\frac{\phi}{a} \right)^2 \exp\left(\frac{6.52 \times 10^{10} a}{\phi}\right) \quad (7)$$

where w_f is a material work function, T_d is the dust grain temperature. The work function is set to $w_f = 4.5$ eV in our calculations.

The SEE current is generally determined by the flux of impinging electrons (2), the total SEE yield, σ , and the energy distribution of secondary electrons. Since the SEE current is often a dominant current in hot plasma environments, we discuss it in the next section.

2.1. SEE current estimation

The most frequently used theory [33] describes SEE from planar metal surfaces in the range of tens of eV to several keV. Primary electrons impacting the sample surface interact with the bulk material and lose their energy in many types of collisions. The energy losses often result in excitations of material electrons and some of the excited electrons can leave the surface. These electrons are usually called true secondary electrons. The energy dependence of the true SEE yield, $\delta(E)$ (defined as the ratio of numbers of true secondary and primary electrons) can be described by the Sternglass universal formula [33]:

$$\frac{\delta(E)}{\delta_M} = \frac{E}{E_M} \exp \left[2 \left(1 - \sqrt{\frac{E}{E_M}} \right) \right] \quad (8)$$

where δ_M is the maximum of the true SEE yield at the energy E_M . For real materials, the curve exhibits a maximum at energies in the range from several hundred eV to a few keV and decreases to zero at very high and low beam energies. Both parameters of the curve, the maximum yield and corresponding energy depend only on the sample material at a given incidence angle. For example, $\delta_M = 1.25$ and $E_M = 300$ eV for a glassy carbon sample. Although the author limited a validity of this universal curve to $E < 4E_M$ and planar metal samples. However, this formula is often used outside this range and for an arbitrary targets.

However, the primary electrons undergo scattering and may be re-emitted from the solid without a significant loss of their initial energy. The yield of these backscattered electrons, η increases with the material density and with the atomic number up to $\eta \approx 0.5$ for a normal incidence angle. Thus, the total SEE yield, σ is a sum of the true and backscattered yields, $\sigma = \delta + \eta$. Since both the yield of true SEE, δ and total yield, σ vary in a similar way with the beam energy, the contribution of the backscattered primary electrons is often omitted in calculations of the grain potential, i.e., $\eta = 0$ and $\sigma = \delta$ are supposed.

Under assumptions that the energetic distribution of secondary electrons is Maxwellian and parametrized by the temperature T_s ($T_s = 3$ eV in our calculations), the SEE current from positively charged grain can be written as:

$$J_{\text{sec}} = nAe \times \begin{cases} \int_{-e\phi}^{\infty} (1 + e\phi/E) \frac{dj_e}{dE} \sigma(E + e\phi) dE & \phi < 0 \\ \left(\int_0^{\infty} (1 + e\phi/E) \frac{dj_e}{dE} \eta(E + e\phi) dE + \right. & \\ \quad \left. + (1 + e\phi/kT_s) \exp(-e\phi/kT_s) \cdot \right. & \\ \quad \left. \cdot \int_0^{\infty} (1 + e\phi/E) \frac{dj_e}{dE} \delta(E + e\phi) dE \right) & \phi \geq 0 \end{cases} \quad (9)$$

where A is the grain surface area. Note that the energy of scattered primary electrons is expected to be sufficient for their escape from positively charged grains.

Richterová *et al* [50] developed a hybrid Monte Carlo model explaining the increase of the grain potential for small spherical grains that is experimentally demonstrated in figure 1. This mechanism leads to the dust grain potential being a function of the grain size. The model was successfully verified by laboratory experiments dealing with charging of gold [36], glass (silica) [51], and glassy carbon [48] dust grains. A novel version [46] of the model was applied to non-spherical grains and to the grains with defined surface roughness. It was shown that

the non-sphericity causes a rise of the SEE yield, whereas the surface roughness leads to the yield decrease. Moreover, these effects can be distinguished: the shape effect is prominent for high primary energies only, whereas the surface roughness predominantly affects the yield at the low-energy range.

The model describes both components of the SEE yield, δ and η for spherical grains of different materials, and diameters. Since the model does not provide an analytical formula, we use $\delta(E)$ and $\eta(E)$ pre-calculated for a given material and grain diameters in discrete points. A linear interpolation between these points is used for a numerical solution of equation (9). We call this approach as the R-model hereafter.

Nevertheless, many authors use equation (8) for a description of the total SEE yield. In order to show the importance of the backscattered yield η , we plotted all components of the SEE yield calculated by the R-model for several diameters of spherical grains from (a) glassy carbon, (b) tungsten, (c) beryllium with respect to the primary electron energy in figure 2. The curves are compared with the approach using the theoretical Sternglass curve for the true SEE yield (hereafter S-model).

The profiles of σ provided by both models are similar in the low-energy range (up to ≈ 1 keV). The enhanced values provided by the R-model are caused partly by the neglect of backscattered electrons in the S-model and by the dependence of the SEE yield on the incident angle of primary electrons. An inclusion of the angular dependence into the S-model would enhance δ by a factor of ≈ 1.3 [34, 42] but the profile remains unchanged.

At high primary energies (above about 2 keV for $D = 0.2 \mu\text{m}$ grain), σ again increases and can reach the values comparable or even exceeding the first maximum. This effect is prominent for light materials but it can be hardly identified for tungsten grains. Note that the energy corresponding to the secondary maximum is a rising function of the grain size. The maximum appears at the energy for which the penetration depth of primary electrons is comparable with the grain size. The yield of backscattered electrons, η increases toward unity and the yield of true secondary electrons, δ is enhanced as well under this condition.

2.2. Estimation of the dust grain floating potential

This section presents calculations of the floating potential of spherical grains ($D = 1 \mu\text{m}$) immersed into a hydrogen plasma with the density corresponding to that in a small tokamak ($n = 10^{18} \text{ m}^{-3}$). The charging currents J_e , J_i , J_{therm} and J_{fe} are computed according to the equations given in previous sections. Since the Sternglass formula for the SEE current is often applied for calculations of the dust charging in the tokamak plasma, we use both R- and S-models to contrast these two approaches: (1) The calculations of $J_{\text{sec(S)}}$ use the S-model of SEE and analytical solution from [37], whereas (2) $J_{\text{sec(R)}}$ is computed numerically using the R-model (we use following SEE parameters for glassy carbon $\delta_M = 1.25$ and $E_M = 350$ eV, for beryllium $\delta_M = 0.5$ and $E_M = 200$ eV, and for tungsten $\delta_M = 1.3$ $E_M = 600$ eV).

Charging currents of the spherical glassy carbon grain ($D = 1 \mu\text{m}$) and $T = 300$ eV with respect to the grain surface potential are shown in figure 3(a). One can see that the SEE current calculated by the R-model, $J_{\text{sec(R)}}$ is higher than $J_{\text{sec(S)}}$ due to a larger SEE yield. The

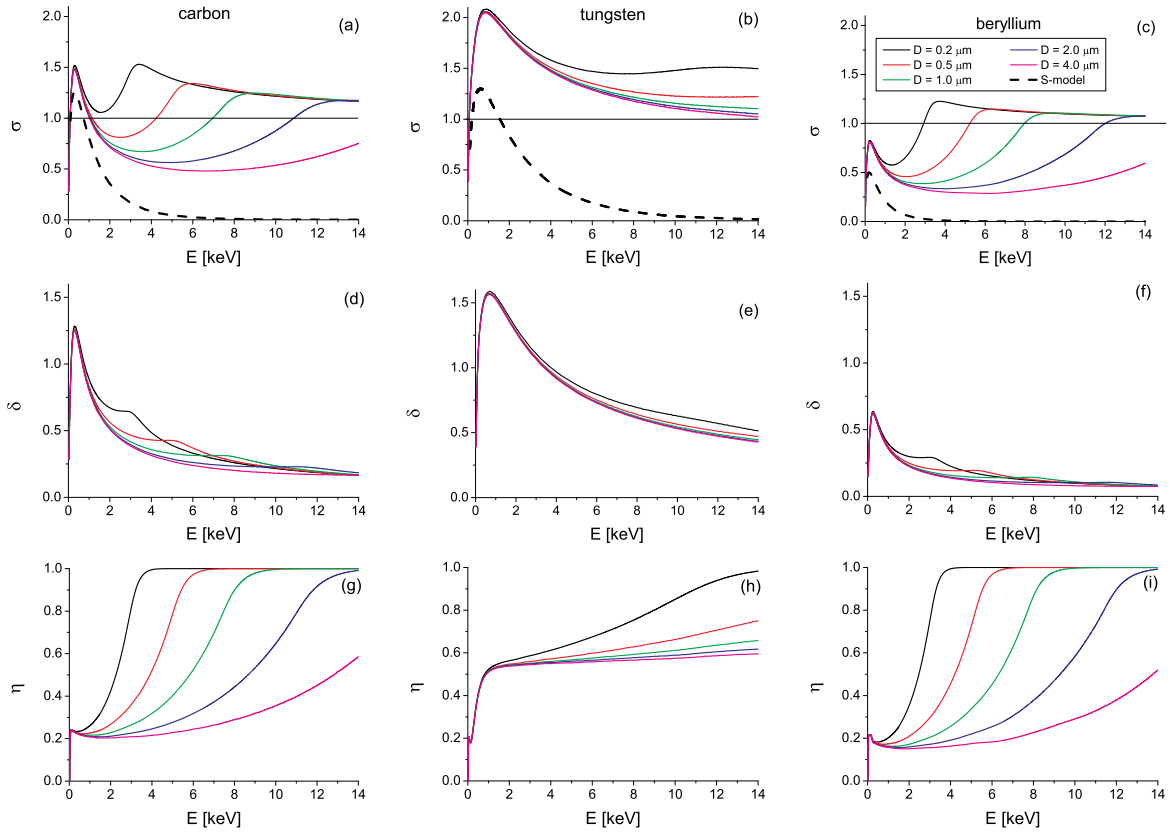


Figure 2. Energetic profiles of SEE yield for glassy carbon, tungsten, and beryllium spherical dust grains of different diameters. Top panels (a, b, c) correspond to total SEE yields, middle panels (d, e, f) to true SEE yields, and lower panels (g, h, i) to backscattered SEE yields. The first column of the figure presents glassy carbon (a, d, g), the second column tungsten (b, e, h), and finally the third column beryllium (c, f, i). Profiles of σ are compared with the results of the S-model (black dashed lines in top panels).

thermionic current is calculated for two different temperatures of dust: $J_{\text{therm}3000}$ for 3000 K and $J_{\text{therm}4000}$ for 4000 K. We would like to note that $J_{\text{sec}(R)}$ is largest charging current and SEE is a dominant process for a determination of the potential of the colder grain. Figure 3(b) shows a sum of the currents in the same environment for three different temperatures of the grain (300, 3000, and 4000 K) and for two ways of calculation of the SEE current.

The equilibrium grain potential is set if the sum of all currents is equal to zero. It is possible to see that equilibrium potential is always higher when the R-model is applied. On the other hand, the effect of the grain temperature is notable only for 4000 K. This effect is clearly demonstrated in figure 4 where the equilibrium surface potential of the glassy carbon grain is plotted as a function of the plasma temperature for several grain temperatures (300, 3000, 3250, and 3500 K). For the middle range of plasma temperatures, the thermionic emission leads to the positive potential of the grain if its temperature exceeds 3200 K but SEE remains a dominant charging mechanism at low (< 800 eV) and high (> 4 keV) plasma temperatures even for 3500 K of the grain temperature. It is important to note that the calculations use $n = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ but the expected plasma densities in tokamaks can reach 10^{20} m^{-3} . The

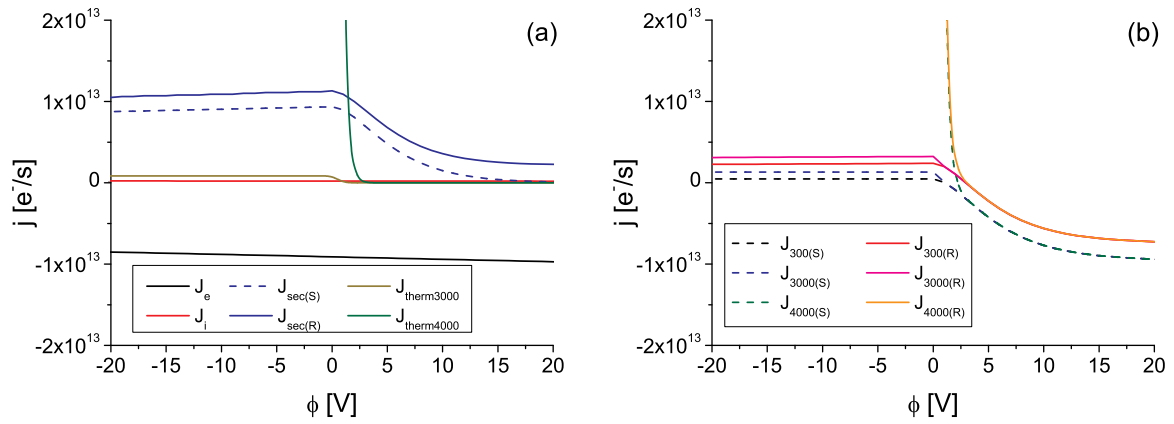


Figure 3. (a) Charging currents of the spherical glassy carbon grain ($D = 1 \mu\text{m}$) for fusion related plasma conditions with respect to the grain surface potential; (b) the total charging current for the same grain and the same conditions as a function of the grain surface potential.

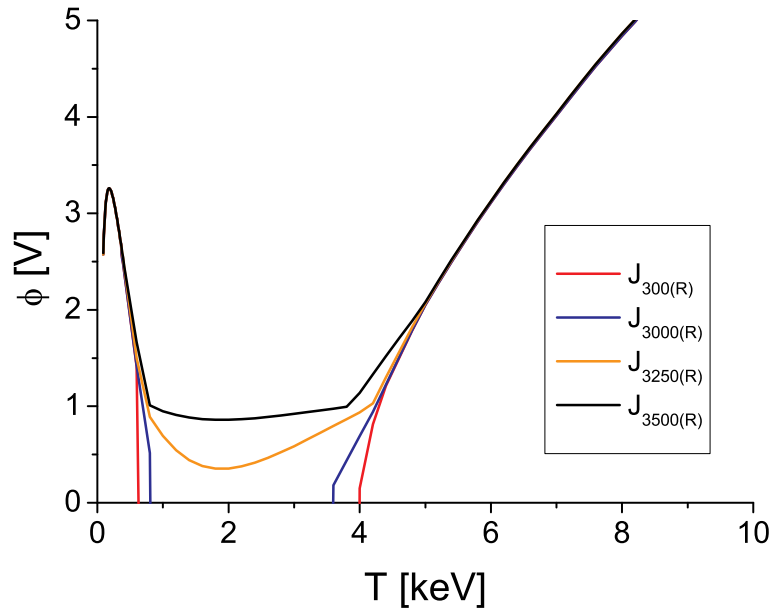


Figure 4. The equilibrium surface potential of glassy carbon dust ($D = 1 \mu\text{m}$) for fusion related plasma conditions as a function of the plasma temperature calculated by the R-model for several dust grain temperatures (300, 3000, 3250, and 3500 K).

influence of the thermionic emission will be even less significant because all charging currents except J_{therm} and J_{fe} are proportional to the plasma density. In order to decrease the number of free parameters, we expect a cold (< 3000 K) grain and neglect the thermionic emission current in further calculations.

Figure 5(a) shows equilibrium surface potentials for cold carbon dust grains of several radii calculated by the R-model with respect to the plasma temperature. The potential calculated with the S-model that does not depend on the grain size is shown for reference. Small ($D < 0.5 \mu\text{m}$) carbon grains reach a positive equilibrium potential in the whole range of plasma temperatures. On the other hand, grains of intermediate ($0.5 \mu\text{m} < D < 2.0 \mu\text{m}$) sizes

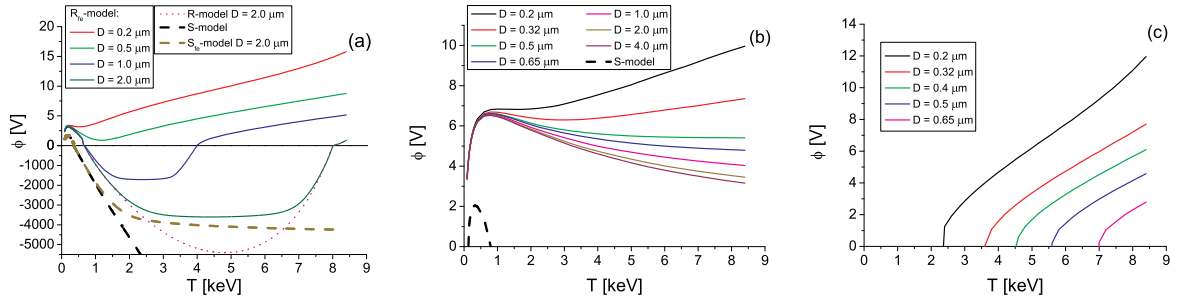


Figure 5. The equilibrium surface potentials for (a) glassy carbon, (b) tungsten, and (c) beryllium dust grains of different diameters and their comparison with the S-model.

are charged negatively for the middle range of plasma temperatures and large ($D > 2.0 \mu\text{m}$) grains are charged negatively for the temperatures exceeding 1 keV. These results correspond to SEE yield profiles shown in figure 2(a).

On the other hand, calculations that use the S-model predict negative potentials for all grains and temperatures in excess of ≈ 0.7 keV. The rising negative potential increases the ion current that would eventually stop its rise but our estimation shows that the field emission is more effective even for relatively large grains. This effect is seen in the profile denoted as S_{fe} -model for $D = 2.0 \mu\text{m}$. The field emission current increases with decreasing grain diameter (all profiles with subscripts “fe”), thus the small grains exhibit lower but still highly negative potentials (a negative part of the vertical axis has a different scale than the positive one). It should be noted that the negative grain potentials accelerate ions and their impact causes emission of the electrons. This effect is not included in our calculations because the yield of the ion induced emission is very low.

Since negative potentials depend only weakly on the material, we present only positive parts of plots for tungsten (figure 5(b)) and beryllium (figure 5(c)). Tungsten grains would be charged negatively for plasma temperatures higher than 1 keV according to the S-model but they are charged positively for all plasma temperatures regardless of grain sizes when the R-model is used (figure 5(b)). The S-model leads to the negative potential for beryllium grains in the whole range of plasma temperatures. By contrast, the R-model (figure 5(c)) predicts that small grains would be charged positively in hot environments.

Figure 6 shows a floating potential sign map for (a) glassy carbon, and (b) beryllium grains with respect to grain sizes and plasma temperatures. The grains in a white area (R+) would have the positive equilibrium potential (typically a few V) and those in a hatched area (R-) would be negative (several kV). The shadowed area (S+) describes conditions where the grains are charged positively according to both models. This area is absent in figure 6(b) because all Be grains will be charged negatively when the S-model is used.

3. Discussion and conclusion

We have analyzed dust grains collected from the COMPASS-D tokamak by electron microscope (SEM) and energy dispersive X-ray (EDX). This analysis has shown a large

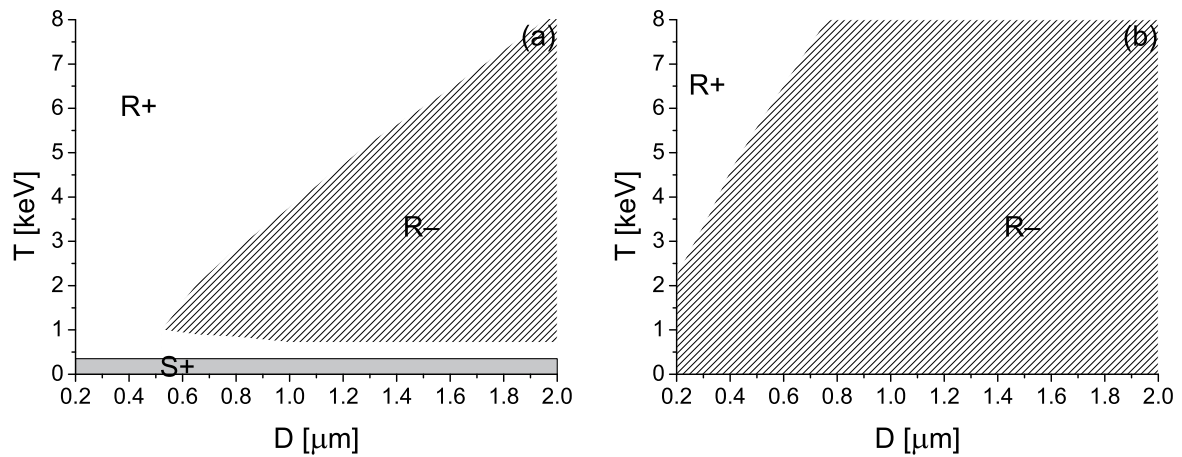


Figure 6. A map of the signs of surface potentials for (a) glassy carbon and (b) beryllium grains with respect to the grain size and plasma temperature.

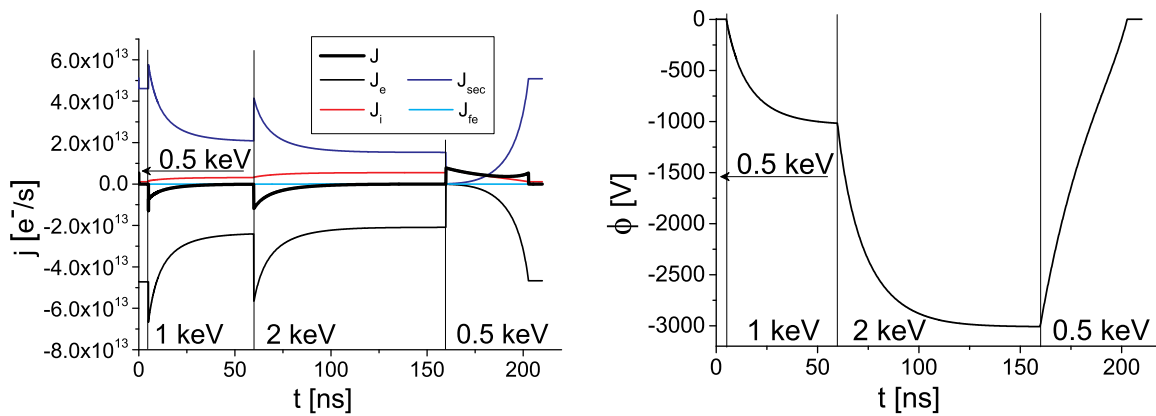


Figure 7. A temporal evolution of major charging currents after abrupt changes (a) of the plasma temperature and corresponding changes (b) of the floating potential of the $1 \mu\text{m}$ cold carbon grain.

variety of dust shapes with a typical size of grains of the order of micrometers. An elemental composition of collected dust corresponds to materials used for the divertor and diagnostic tools. We did not show these results because they agree with previous studies of the tokamak born dust.

Many published calculations of the dust grain potential use the Sternglass approach (S-model) or similar formulas for a description of SEE and they underestimate the SEE current. We have applied the R-model that is more realistic for the description of SEE from objects of a limited size, especially for the environments with hot electrons. An application of this SEE model reveals that the SEE current dominates all other charging currents for cold tungsten grains in the whole range of investigated plasma temperatures (0.1–10 keV), therefore, these grains will be always slightly positive, whereas the application of the S-model would lead to high (of the order of kV) negative potentials for cold ($< 3200 \text{ K}$) grains. Since W is expected to be a principal material for ITER, we think that this result is very important.

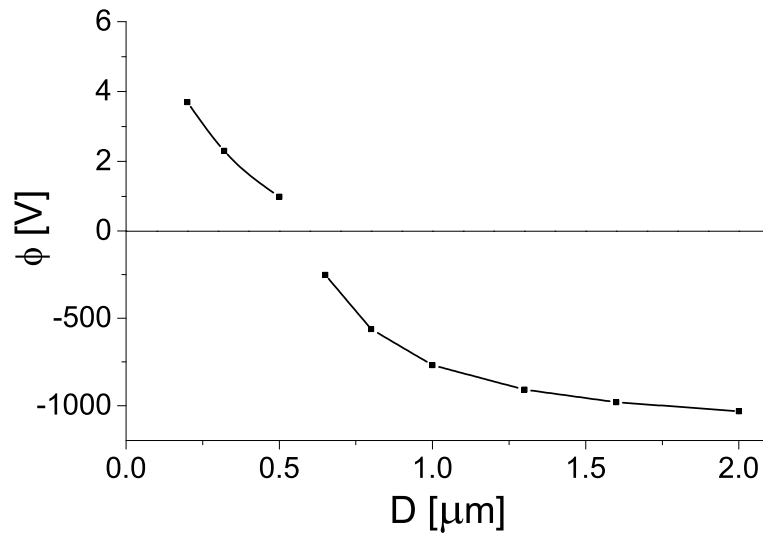


Figure 8. A change of the floating potential of the cold ($T < 3000$ K) carbon grain immersed into a hot (1 keV) plasma as a function of its size.

The SEE yield of beryllium is rather low and thus the SEE effects are important only for small (< 500 nm) cold grains that would be charged positively in fusion plasma. The plasma temperature at which the transition from high negative to weak positive potentials occurs ranges from ≈ 2.5 keV for a 100 nm grain to ≈ 7 keV for the 325 nm grain. The transition is a consequence of the size dependence of the SEE yield and thus it cannot be predicted if the S-model is used for the surface potential calculations.

The most complicated potential profiles exhibits glassy carbon. Carbon grains would be charged positively in the low-temperature (< 1 keV) plasma regardless of their sizes. Positive charges can be expected for small (< 250 nm) grains in a whole range of temperatures, whereas the grains of an intermediate size (0.25–1 μm) exhibit a region of plasma temperatures where they acquire large negative potentials. The negative potentials of grains are limited by the field emission that strongly depends on the grain size and, in a lower degree, by the ion induced SEE that was mentioned in the previous section.

To be consistent with previous results of other authors, our calculations use the Maxwellian approximation for the energy distribution of secondary electrons. However, Richterová *et al* [52] have shown that this distribution is appropriate for a description of SEE from non-conducting grains, whereas the Draine-Salpeter distribution [34] fits better the measurements on conducting grains. Since this distribution exhibits a strongly enhanced tail above ≈ 10 eV, the positive potentials in figure 5 are underestimated. We will return to this topic later, after a collection of a sufficient set of experimental data on the distribution of secondary electrons emitted from small grains.

The discussed calculations of the surface potential neglect the thermionic emission — we will examine the effects of the grain temperature in the next section.

3.1. Applicability of calculations to tokamak conditions

The dust in tokamaks is produced at walls of the vessel or at the divertor where the plasma temperature is generally low with an exception of events when the confinement conditions are broken. On the other hand, our calculations show that SEE becomes a leading charging process for a relatively cold grain (i.e., below ≈ 3200 K) and electron temperature in the keV range that is typical for a core plasma. Krasheninnikov *et al* [14] have shown that the equilibrium temperature of the dust grain in the edge plasma would vary between 1500 K for plasma densities $n = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ and 4000 K for $n = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ and that a significant portion of the dust produced at the divertor would reach the core. As we have shown in figure 3, the thermionic current dominates above 3200 K that corresponds to the density of about $n = 10^{19} \text{ m}^{-3}$. It means that all dust grains would be charged positively for this and larger densities but our calculations expect the plasma density of $n = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ and thus the neglect of the thermionic current is well justified.

The estimated lifetime of a micrometer dust grain is 10 ms in a dense ($n = 10^{20} \text{ m}^{-3}$) edge plasma [14, 53] and it would be significantly longer at lower densities. The ion drag accelerates dust grains to ≈ 10 -100 m/s [28] and a collision with the wall can direct the grain toward the core where it is rapidly charged. Figure 7(a) demonstrates a relaxation of charging currents (1 μm carbon grain and $n = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ are assumed) after abrupt changes of the plasma temperature.

The calculation starts at $t = 0$ with the plasma temperature of 500 eV. The grain is slightly positive at this temperature. At $t = 10$ ns, the temperature was changed to 1 keV, then to 2 keV at $t = 60$ ns and, finally, back to 500 eV at $t = 160$ ns. The figure shows a competition between electron and SEE currents with a relaxation time of about 10 ns. The resulting floating potential of the grain (figure 7(b)) is set within a 50 ns to the equilibrium level corresponding to the given plasma temperature (see figure 4). Since both major currents are directly proportional to the plasma density, the relaxation time would be shorter in a denser plasma. The calculations were carried out for 1 μm grain, and the charging currents are proportional to the square of its radius, whereas the grain capacitance is directly proportional to the grain radius. It means that the relaxation time is inversely related to the grain size (a spherical grain is assumed).

These estimations show that the floating potential of dust grains moving toward the core would be always close to its equilibrium value corresponding to the local plasma temperature. On the other hand, heating of the grain is much slower, the corresponding time constants are of the order of milliseconds for 1 μm grains from the tokamak-relevant materials and the heat flux of $5 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ [14]. Moreover, the heating of small grains would be even slower if the enhanced thermal radiation of small conductive grains is taken into account [54]. Consequently, we can conclude that the dust grains can reach the core plasma under conditions where their floating potential is determined by SEE. The size distribution of dust grains is very broad, the grains in the core plasma are quickly sputtered by energetic ions and their dimensions affect the floating potential accordingly. Figure 8 shows the floating potential of the carbon grain immersed into the hydrogen plasma with a temperature of 1 keV as a function

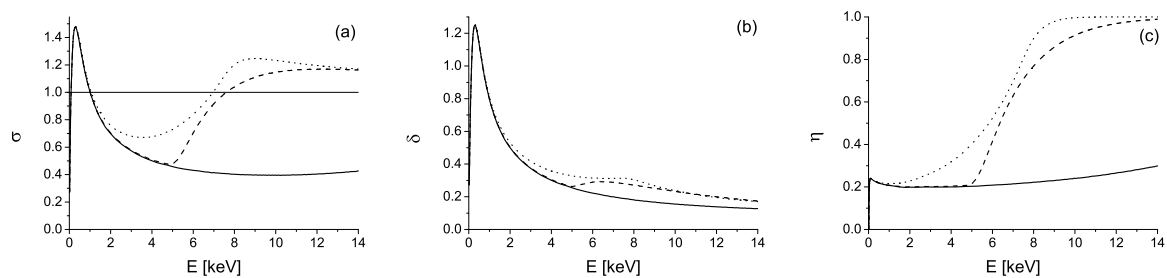


Figure 9. The total (a), true (b), and backscattered (c) yields for a 10 μm glassy carbon grain (solid), 1 μm glassy carbon grain (dotted), and glassy carbon flake with the thickness of 0.5 μm and the mass of 10 μm grain (dashed).

of the grain diameter. The figure shows that the negative potential depends only weakly on the grain size above $\approx 0.5 \mu\text{m}$. We would like to point out that the corresponding specific charge of such grains is of the order of tens C/kg, thus the electromagnetic forces are important for their dynamics.

3.2. Influence of the grain shape

We expected spherical grains in calculations but the SEM analysis has shown that a spherical shape is rather exception than a rule. Nevertheless, the modeling of SEE from the grains of irregular shapes and various surface roughness [46] has shown that the SEE yield of an irregular grain is determined by its smallest dimension. Since all other currents (except the field emission current) are proportional to the surface area and does not depend on the shape of a particular grain, we can expect that, for example, a thin flake would be charged to a potential similar to that of the spherical grain with diameter equal to the flake thickness. The influence of the grain shape illustrates figure 9 that presents the SEE yields of a 10 μm carbon sphere and compares them with the yields of a flake with the same mass but only 0.5 μm thick. A comparison in figure 9 reveals that the yields of the flake exhibit very similar profiles to those of the $\approx 1 \mu\text{m}$ spherical grain from the same material. Consequently, we can conclude that positive charges of grains at high temperatures shown in figure 5 can be expected for a large portion of grains in tokamaks.

The effects of a surface roughness discussed in [46] are not important for charging of grains in a hot plasma because they are prominent only for low electron energies ($< 100 \text{ eV}$).

On the other hand, the field emission current grows exponentially with the electric field at the grain surface that can be considered as an equipotential surface. The electric field thus peaks at different tips or spikes and the stabilization effects of the field emission currents on the negative grain potential shown in figure 5(a) should be considered as a lower estimate.

Finally, we have shown that the realistic description of the SEE yield from the dust grains is principal for an estimation of their floating potential in hot plasmas. Since the Sternglass formula that underestimates the SEE yield for dust grains is a part of widely used numerical codes (e.g., DTOKS, DUSTT), the calculations of the dust dynamics within tokamaks using these codes should be taken with care.

Acknowledgments

This work was supported partly by the Czech Grant Agency under Contracts 209/11/1412 and 209/13/25185P, and partly by the Charles University (No. UNCE 204020/2012).

References

- [1] J. P. Sharpe, D. A. Petti, and H. Bartels. A review of dust in fusion devices: Implications for safety and operational performance. *Fusion Eng. Des.*, 63–64:153–163, 2002.
- [2] A. Loarte, B. Lipschultz, A. S. Kukushkin, G. F. Matthews, P. C. Stangeby, N. Asakura, G. F. Counsell, G. Federici, A. Kallenbach, K. Krieger, A. Mahdavi, V. Philipps, D. Reiter, J. Roth, J. Strachan, D. Whyte, R. Doerner, T. Eich, W. Fundamenski, A. Herrmann, M. Fenstermacher, P. Ghendrih, M. Groth, A. Kirschner, S. Konoshima, B. LaBombard, P. Lang, A. W. Leonard, P. Monier-Garbet, R. Neu, H. Pacher, B. Pegourie, R.A. Pitts, S. Takamura, J. Terry, E. Tsitrone, and the ITPA Scrape-off Layer and Divertor Physics Topical Group. Chapter 4: Power and particle control. *Nucl. Fusion*, 47(6):S203, 2007.
- [3] J. Winter. Dust in fusion devices — experimental evidence, possible sources and consequences. *Plasma Phys. Contr. F.*, 40(6):1201, 1998.
- [4] P. Chappuis, E. Tsitrone, M. Mayne, X. Armand, H. Linke, H. Bolt, D. Petti, and J. Sharpe. Dust characterization and analysis in Tore-Supra. *J. Nucl. Mater.*, 290:245–249, 2001.
- [5] Y. Tanaka, A. Yu. Pigarov, R. D. Smirnov, S. I. Krasheninnikov, N. Ohno, and Y. Uesugi. Modeling of dust-particle behavior for different materials in plasmas. *Phys. Plasmas*, 14(5):052504, 2007.
- [6] D. H. J. Goodall. High-speed cine film studies of plasma behavior and plasma surface interactions in tokamaks. *J. Nucl. Mater.*, 111:11–22, 1982.
- [7] M. Rubel, M. Cecconello, J.A. Malmberg, G. Sergienko, W. Biel, J. R. Drake, A. Hedqvist, A. Huber, and V. Philipps. Dust particles in controlled fusion devices: morphology, observations in the plasma and influence on the plasma performance. *Nucl. Fusion*, 41(8):1087, 2001.
- [8] K. Saito, T. Mutoh, R. Kumazawa, T. Seki, Y. Nakamura, N. Ashikawa, K. Sato, M. Shoji, S. Masuzaki, T. Watari, H. Ogawa, H. Takeuchi, H. Kasahara, F. Shimpo, G. Nomura, M. Yokota, C. Takahashi, A. Komori, Y. Zhao, J. S. Yoon, and J. G. Kwak. ICRF long-pulse discharge and interaction with a chamber wall and antennas in LHD. *J. Nucl. Mater.*, 363–365(1–3):1323–1328, 2007.
- [9] C. Grisolia, S. Rosanvallon, A. Loarte, P. Sharpe, and C. Arnas. From eroded material to dust: An experimental evaluation of the mobilised dust production in Tore Supra. *J. Nucl. Mater.*, 390–391(1):53–56, 2009.
- [10] S. I. Krasheninnikov, R. D. Smirnov, and D. L. Rudakov. Dust in magnetic fusion devices. *Plasma Phys. Contr. F.*, 53(8):083001, 2011.
- [11] J. P. Sharpe, P. W. Humrickhouse, C. H. Skinner, T. Tanabe, K. Masaki, N. Miya, and A. Sagara. Characterization of dust collected from NSTX and JT-60U. *J. Nucl. Mater.*, 337-339:1000–1004, 2005.
- [12] J. Roth, E. Tsitrone, A. Loarte, Th. Loarer, G. Counsell, R. Neu, V. Philipps, S. Brezinsek, M. Lehnen, P. Coad, Ch. Grisolia, K. Schmid, K. Krieger, A. Kallenbach, B. Lipschultz, R. Doerner, R. Causey, V. Alimov, W. Shu, O. Ogorodnikova, A. Kirschner, G. Federici, and A. Kukushkin. Recent analysis of key plasma wall interactions issues for ITER. *J. Nucl. Mater.*, 390-391:1–9, 2009.
- [13] G. Federici, C. H. Skinner, J. N. Brooks, J. P. Coad, C. Grisolia, A. A. Haasz, A. Hassanein, V. Philipps, C. S. Pitcher, J. Roth, W. R. Wampler, and D. G. Whyte. Plasma-material interactions in current tokamaks and their implications for next step fusion reactors. *Nucl. Fusion*, 41(12):1967, 2001.
- [14] S. I. Krasheninnikov, Y. Tomita, R. D. Smirnov, and R. K. Janev. On dust dynamics in tokamak edge plasmas. *Phys. Plasmas*, 11(6):3141–3150, 2004.
- [15] S. I. Krasheninnikov, A. Yu. Pigarov, R. D. Smirnov, M. Rosenberg, Y. Tanaka, D. J. Benson, T. K. Soboleva, T. D. Rognlien, D. A. Mendis, B. D. Bray, D. L. Rudakov, J. H. Yu, W. P. West, A. L. Roquemore, C. H. Skinner, J. L. Terry, B. Lipschultz, A. Bader, R. S. Granetz, C. S. Pitcher, N .

- Ohno, S. Takamura, S. Masuzaki, N. Ashikawa, M. Shiratani, M. Tokitani, R. Kumazawa, N. Asakura, T. Nakano, A. M. Litnovsky, R. Maqueda, and the LHD Experimental Group. Recent progress in understanding the behavior of dust in fusion devices. *Plasma Phys. Contr. F.*, 50(12):124054, 2008.
- [16] R. D. Smirnov, S. I. Krasheninnikov, A. Yu. Pigarov, D. J. Benson, M. Rosenberg, and D. A. Mendis. Modeling of velocity distributions of dust in tokamak edge plasmas and dustwall collisions. *J. Nucl. Mater.*, 390-391:84–87, 2009.
- [17] D. C. Joy. A Model for Calculating Secondary and Backscattered Electron Yields. *J. Microsc.*, 147(1):51–64, 1987.
- [18] R. Shimizu and Z.-J. Ding. Monte Carlo modelling of electron-solid interactions. *Rep. Prog. Phys.*, 55(4):487–531, 1992.
- [19] A. Dubus, J.-C. Dehaes, J.-P. Ganachaud, A. Hafni, and M. Cailler. Monte Carlo evaluation of the influence of the interaction cross sections on the secondary-electron-emission yields from polycrystalline aluminum targets. *Phys. Rev. B*, 47:11056–11073, 1993.
- [20] R. Renoud, F. Mady, C. Attard, J. Bigarré, and J.-P. Ganachaud. Secondary electron emission of an insulating target induced by a well-focused electron beam — Monte Carlo simulation study. *Phys. Status Solidi A*, 201:2119–2133, 2004.
- [21] M. E. Woods, B. J. Hopkins, G. F. Matthews, G. M. McCracken, P. M. Sewell, and H. Fehring. An investigation of the secondary-electron emission of carbon samples exposed to a hydrogen plasma. *J. Phys. D*, 20(9):1136, 1987.
- [22] J. M. Pedgley and G. M. McCracken. Plasma sheath properties calculated using measured secondary electron emission coefficients. *Plasma Phys. Contr. F.*, 35(3):397, 1993.
- [23] A. Y. Pigarov, S. I. Krasheninnikov, T. K. Soboleva, and T. D. Rognlien. Dust-particle transport in tokamak edge plasmas. *Phys. Plasmas*, 12(12):122508, 2005.
- [24] J. D. Martin, M. Bacharis, M. Coppins, G. F. Counsell, and J. E. Allen. Modelling dust transport in tokamaks. *Europhys. Lett.*, 83:65001, 2008.
- [25] J. E. Allen. Probe theory — The orbital motion approach. *Phys. Scr.*, 45(5):497, 1992.
- [26] V. N. Tsytovich. Dust plasma crystals, drops, and clouds. *Phys. Usp.*, 40(1):53–94, 1997.
- [27] R. D. Smirnov, A. Y. Pigarov, M. Rosenberg, S. I. Krasheninnikov, and D. A. Mendis. Modelling of dynamics and transport of carbon dust particles in tokamaks. *Plasma Phys. Contr. F.*, 49:347–371, 2007.
- [28] M. Bacharis, M. Coppins, and J. E. Allen. Dust in tokamaks: An overview of the physical model of the dust in tokamaks code. *Phys. Plasmas*, 17(4), 2010.
- [29] M. Bacharis, M. Coppins, W. Fundamenski, and J. E. Allen. Modelling of tungsten and beryllium dust in ITER. *Plasma Phys. Contr. F.*, 54(8):085010, 2012.
- [30] A. V. Filippov and I. N. Derbenev. Microparticle charge screening in non-equilibrium plasmas with two types of positive ions. *Contrib. Plasma Phys.*, 49(10):769–780, 2009.
- [31] J. P. Gunn. Evidence for strong secondary electron emission in the tokamak scrape-off layer. *Plasma Phys. Contr. F.*, 54(8):085007, 2012.
- [32] J. Liu, L. Chen, A. Mao, G. Sun, and P. Duan. Charging, movement and lifetime characteristics of dust in magnetic fusion devices. *Vacuum*, 88(1):177–181, 2013.
- [33] E. J. Sternglass. Theory of secondary electron emission under electron bombardment. Scientific Paper 6-94410-2-P9, Westinghouse Research Laboratories, Pittsburgh 35, 1957.
- [34] B. T. Draine and E. E. Salpeter. On the physics of dust grains in hot gas. *Astrophys. J.*, 231(1):77–94, 1979.
- [35] V.W. Chow, D.A. Mendis, and M. Rosenberg. Role of grain size and particle velocity distribution in secondary electron emission in space plasmas. *J. Geophys. Res.*, 98(17):19065–19076, 1993.
- [36] I. Richterová, J. Pavlů, Z. Němeček, and J. Šafránková. Model of secondary emission and its application on the charging of gold dust grains. *Phys. Rev. B*, 74(23):235430, 2006a.
- [37] N. Meyer-Vernet. “Flip-flop” of electric potential of dust grain in space. *Astron. Astrophys.*, 105(1):98–106, 1982.
- [38] V. W. Chow, D. A. Mendis, and M. Rosenberg. Secondary emission from small dust grains at high electron

- energies. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 22(2):179–186, 1994.
- [39] J. Svestka, I. Cermak, and E. Grün. Electric charging and electrostatic fragmentation of dust particles in laboratory. *Adv. Sp. Res.*, 13:199–202, 1993.
- [40] M. Horanyi. Charged Dust Dynamics in the Solar System. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 34:383–418, 1996.
- [41] I. Čermák, E. Grün, and J. Švestka. New results in studies of electric charging of dust particles. *Adv. Sp. Res.*, 15(10):59–64, 1995.
- [42] J. Pavlů, I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, and I. Čermák. Interaction between single dust grains and ions or electrons: Laboratory measurements and their consequences for the dust dynamics. *Faraday Discuss.*, 137:139–155, 2008.
- [43] X. Wang, M. Horányi, and S. Robertson. Investigation of dust transport on the lunar surface in a laboratory plasma with an electron beam. *J. Geophys. Res.*, 115(A14):11102, 2010.
- [44] R. Pánek, O. Bilyková, V. Fuchs, M. Hron, P. Chráška, P. Pavlo, J. Stöckel, J. Urban, V. Weinzettl, J. Zajac, and F. Žáček. Reinstallation of the COMPASS-D tokamak in IPP ASCR. *Czech. J. Phys.*, 56:B125–B137, 2006.
- [45] Z. Nemecek, J. Pavlu, J. Safrankova, M. Beranek, I. Richterova, J. Vaverka, and I. Mann. Lunar dust grain charging by electron impact: Dependence of the surface potential on the grain size. *Astrophys. J.*, 738(1):14, 2011.
- [46] I. Richterová, Z. Němeček, M. Beránek, J. Šafránková, and J. Pavlů. Secondary emission from non-spherical dust grains with rough surfaces: Application to lunar dust. *Astrophys. J.*, 761(2):108, 2012.
- [47] M. Jerab, J. Vaverka, M. Vysinka, Z. Nemecek, and J. Safrankova. Relation of charging history to field ion emission from gold and carbon dust. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 38(4):798–802, 2010.
- [48] I. Richterova, M. Beranek, J. Pavlu, Z. Nemecek, and J. Safrankova. Electrons scattered inside small dust grains of various materials. *Phys. Rev. B*, 81(7):075406, 2010.
- [49] E. C. Whipple. Potentials of surfaces in space. *Rep. Prog. Phys.*, 44:1197–1250, 1981.
- [50] I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, and J. Pavlů. A model of secondary emission from dust grains and its comparison with experiment. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 32(2):617–622, 2004.
- [51] I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, J. Pavlů, and M. Beránek. Secondary emission from glass grains: Comparison of the model and experiment. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 35(2):286–291, 2007.
- [52] I. Richterová, J. Pavlů, Z. Němeček, and J. Šafránková. An application of the dust grain charging model to determination of secondary electron spectra. *Eur. Phys. J. D*, 48(3):375–381, 2008.
- [53] J. D. Martin, M. Coppins, and G. F. Counsell. Motion and lifetime of dust grains in a tokamak plasma. *J. Nucl. Mater.*, 337-339:114–118, 2005.
- [54] M. Rosenberg, R. D. Smirnov, and A. Y. Pigarov. On thermal radiation from heated metallic dust grains. *J. Phys. D*, 41(1):015202, 2008.

příloha A7

Pavlů, J., Beránek, M., Vaverka, J., Šafránková, J., Němeček, Z., Richterová, I., Secondary electron emission from Martian soil simulant. *odesláno do J. Geophys. Res.*

Secondary electron emission from Martian soil simulant

J. Pavlů, M. Beránek, J. Vaverka, J. Šafránková, Z. Němeček, and I. Richterová

Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Department of Surface and Plasma Science, Prague, Czech Republic.

Abstract. In the recent years, growing interest in dust charging physics is connected with several lander missions running on or planned to the Moon, Mars, and Mercury for a near future. In support of these missions, laboratory simulations are a potential tool to optimize *in situ* exploration and measurements. In the paper, we have investigated electrical properties of a Martian soil simulant (JSC Mars-1) using the dust charging experiment when a single dust grain is trapped in a vacuum chamber and its secondary electron emission is studied. The exposure of the grain to the electron beam revealed that the grain surface potential is low and generally determined by a mean atomic number of the grain material at a low-energy range (< 1 keV), whereas it can reach a limit of the field ion emission being irradiated by more energetic electrons. A comparison of model and experimental results reveals an influence of the grain shape and size predominantly in the range of higher (> 2 keV) electron energies.

1. Introduction

Mars as well as the Moon, Mercury, and other solar system objects (e.g., asteroids, satellites) are covered by a layer of granular material—dust which is called regolith. Being charged (e.g., by the solar wind and UV radiation in the case of the Moon, and by winds and triboelectricity in the case of Mars), dust grains can levitate, transport across long distances, interact with another grain or with other surfaces (e.g., meteorites, surface of landers, rovers, drills, and sampling devices). Massive dust clouds that may rise as high as 60 km above Martian surface and surround the entire planet for long periods of time were reported by many authors [e.g., Gierasch and Goody, 1973; Conrath, 1975].

The intense dust devils and dust storms are believed to generate large electrostatic fields that significantly influence geophysical and geochemical processes at the surface or in the atmosphere of the planet. The storms are expected to lead to triboelectric charging of the dust that generates large electric fields (similarly as dust devils generate electric fields exceeding 100 kV/m at the Earth [Freier, 1960; Stow, 1969; Crozier, 1964; Farrell et al., 2004]). Since the electrical breakdown of the Mars atmosphere is 20 kV/m (in comparison to 3000 kV/m for Earth [Melnik and Parrot, 1998]), electrification of wind-blown sand and dust could trigger electrical discharges. The electrostatic charge of particles can enhance saltation [Kok and Renno, 2006, 2008] that can result to the formation of new geological features [Shinbrot et al., 2006].

Recent studies suggest that large electric fields produce energetic electrons and these electron avalanches can activate chemical reactions such as the formation of hydrogen peroxide and the dissociation of methane, and thus alter the composition of the Martian atmosphere [Atreya et al., 2006; Farrell et al., 2006; Kok and Renno, 2009; Jackson et al., 2010]. Moreover, the Martian atmosphere is tenuous (about 4.5–6 Torr), and it permits a creation of glow discharges [Hintze et al., 2006] that can lead to charging [Krauss et al., 2003] as well as to degradation of possible organic materials [Snyder et al., 2008]. In robotic and human missions to Mars, charged dust can adhere to equipment and temporarily disrupt its operation (e.g., by covering

solar panels) or cause a permanent damage [e.g., Agui and Nakagawa, 2005; Hyatt et al., 2007; Calle et al., 2011].

The dominant charging processes at the Mars surface are the triboelectric charging during wind-driven saltation, lift-off processes involving inter-particle collisions or separations, and photoionization by UV radiation [Stow, 1969; Sickafoose et al., 2001; Gross et al., 2001; Gross, 2003; Krauss et al., 2003]. In the absence of direct measurements, the researchers have used laboratory simulation experiments and numerical models that are crucial to optimize *in situ* exploration and measurements. Many studies have been directed to the electrostatic charging of Martian regolith simulant. The effective work function of regolith was determined by contact charging the simulant with various materials [Gross et al., 2001; Sternovsky et al., 2002; Sharma et al., 2008]. Laboratory experiments examined the electrostatic discharges that are created by mixing the simulant with other materials [Krauss et al., 2006] and that are developed during a flow through the wind tunnel [Merrison et al., 2004]. On the other hand, effects of triboelectric charging due to fine grain (< 150 μm) movement under simulated martian conditions have been reported by Anderson et al. [2009]. Forward et al. [2009a, b] presented the experiments on this charging of regolith simulant and confirmed that smaller particles tend to charge negatively and larger particles charge positively, which provides a mechanism for the charge separation that creates electric fields in Martian dust events (similarly as in a numerical model of Kok and Renno [2009]).

From this very brief survey it follows that electrical charging of individual dust grains is an important process because it affects the grain sticking to surfaces and to each other, and influences the grain surface chemistry by the flow of ions and electrons. Although the triboelectric effect and photoemission were identified as dominant processes charging the dust of a Martian origin, secondary electron emission (SEE) can play a role under specific circumstances [El-Taibany and Wadati, 2007]. The electrons accelerated during dust storm events result in the secondary emission from dust grains and their influence should be taken into account for self-consistent description of the electric discharges. Moreover, there are another sources of energetic electrons in the Martian environment. Fluxes of suprathermal electrons (of the order of hundred eV) in the regions with a strong crustal magnetization were found at the altitudes of ≈ 150 km [Dubinin et al., 2008]. Lundin et al. [2006] registered an electron acceleration above Mars near the local midnight and

found that the electron energy flux is sufficient to cause even weak to moderately strong auroras. Electron densities in the Martian ionosphere increase substantially during solar flares in response to the increased solar irradiation [Lollo *et al.*, 2012]. Thus, the electrons accelerated at the magnetospheric boundaries or solar energetic particles [e.g., *McKenma-Lawlor et al.*, 2005; *Ulusen et al.*, 2012; *Sheel et al.*, 2012] penetrate to low altitudes along the magnetic cusps and can interact with the dust lifted to these altitudes.

Since secondary emission properties of the Martian dust were not determined yet, we have performed the present study. A further motivation to this investigation is that a regolith simulant JSC Mars-1 can be considered as a typical prototype of a class of the interplanetary dust and the results and conclusions drawn from our laboratory experiments can be applied on such grains. Many of above mentioned studies used JSC Mars-1 which reproduces most of the known properties (spectral characteristics, mineralogy, chemical composition, grain size, density, porosity and magnetic properties) of the dust on Mars. It is composed of weathered volcanic ash grains < 1 mm in diameter which contain about 43.5% of SiO₂ [Allen *et al.*, 1998a, b].

In this study, we focus on the secondary electron emission from small (in the range of 1–10 μm) JSC Mars-1 grains, similarly as the fine atmospheric dust on Mars, which has a diameter of around 2–4 μm [Pollack *et al.*, 1995]. We compare experimental investigations with the results of numerical simulations that include both spherical and non-spherical grains.

2. Experimental Set-up

The experimental apparatus is based on trapping of a single dust grain in an electrodynamic quadrupole and its influencing by mono-energetic ion and/or electron beams. The present experiment uses the electron beam tunable in the range of 60 eV–10 keV. The electrodynamic quadrupole together with the dust reservoir are placed inside an ultra-high vacuum (10⁻⁶ Pa) chamber. A levitated grain is irradiated by a 635 nm diode laser light modulated by 10 kHz to reduce a noise. The laser light scattered by the grain is collected by a simple lens system and the magnified image of grain motion is projected onto the entrance fiber optics of an image intensifier. The intensifier output is optically coupled to a PIN diode serving as a position sensitive 2D detector. Signals from the PIN diode are amplified by narrow band lock-in amplifiers prior to the coordinates of the light spot are determined. These coordinates are used to control the motion of the particle by a damping system. The current charge-to-mass ratio, Q/m is calculated from the measured particle secular frequency, f_z , the value of the quadrupole supply voltage, V_{ac} and its frequency, f_{ac} . According to Čermák [1994], the Q/m ratio is given by

$$\frac{Q}{m} = \pi^2 r_0 \frac{f_{ac} \cdot f_z}{V_{ac}} \cdot c(f_z/f_{ac}) \quad (1)$$

where r_0 stands for the inner radius of the middle quadrupole electrode and c is a correction function (close to unity) which reflects the f_z/f_{ac} ratio and actual field geometry inside the trap. In order to ensure the stability of the trapped particle, the information on the Q/m ratio is used to control the frequency of the quadrupole voltage.

The grain oscillation frequency is the only measurable quantity and we have developed several techniques to determine the grain size, mass, charge, capacitance, and other parameters. The details of the experiment as well as the description of these techniques could be found in Čermák [1994]; Žilavý *et al.* [1998]; Pavlů *et al.* [2004]; Pavlů *et al.* [2008]; Němeček *et al.* [2011].

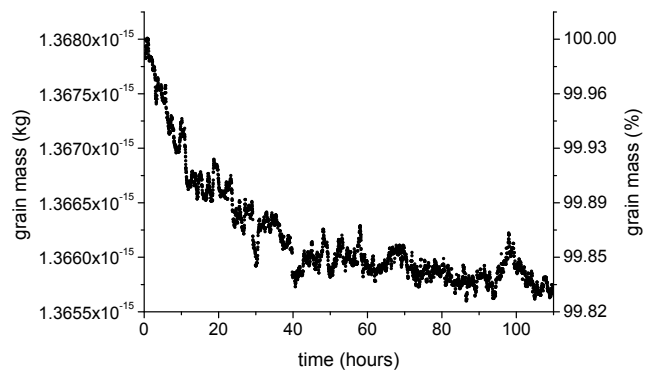


Figure 1. Mass evolution of a grain over five days in the UHV vessel.

3. Results and Discussion

We investigate the secondary electron emission from the JSC Mars-1 simulant. Since small grains used in this study were made by grinding of large pieces, we have applied the EDX technique and check the elemental composition of several grains. We have found approximately the same composition as Allen *et al.* [1998b] with negligible deviations among individual grains.

The description of our investigations is divided into several parts. First of them is devoted to a possible change of the dust grain mass in the experiment, the second one describes the measurements of the grain effective charge and the grain surface potentials are discussed in the third subsection. The last two parts deal with model calculations that represent a principal support for an interpretation of experimental results.

3.1. Mass Changes of Grains

Allen *et al.* [1998b] reported a notable portion of a volatile content in the Martian soil simulant. They found up to 20% of the mass loss after heating to 600 °C and attributed it to water and sulphur dioxide evaporation. Since we would like to attribute the observed changes of the Q/m ratio to variations of the grain charge, a change of the grain mass in

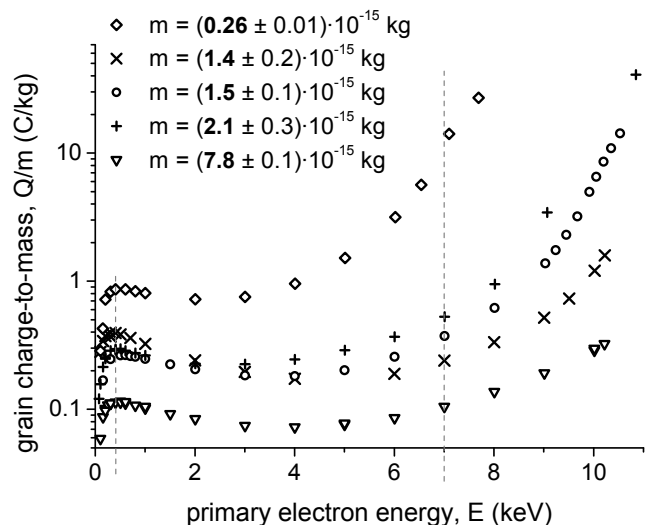


Figure 2. The Q/m ratio as a function of the primary beam energy for JSC Mars-1 grains of various masses.

course of the experiment should be negligible. For this reason, we discuss possible long-term changes of the grain mass through the experiment first.

A grain released from a reservoir was preliminary charged by the electron beam during its free fall, consequently trapped in the quadrupole and the equilibrium values of Q/m were recorded. A determination of the grain mass is based on the observation of stepwise changes of the Q/m ratio that can be ascribed to grain charging in steps of integral numbers of the elementary charge (such technique is called the method of elementary charge [Žilavý *et al.*, 1998]). The relative accuracy of this method is $\approx 10^{-3}$.

In order to check the grain mass changes through our investigations, we kept the container with grains in the vacuum system (with the pressure of $\approx 10^{-6}$ Pa) at the room temperature for 10 days. After it, one grain was trapped and heated by the red laser beam to the temperature $\approx 70^\circ\text{C}$ (see Beránek *et al.* [2010] for discussion of the grain temperature).

A mass of the grain was determined by the aforementioned method of the elementary charge and the evolution of the Q/m ratio was recorded for next 5 days. Fig. 1 shows these data after recalculation into the grain mass. We should note that the grain was charged by about 500 electrons in course of these measurements. The change of the charge by one elementary charge thus would appear as a stepwise jump (up or down) of the grain mass by $\approx 0.2\%$ in Fig. 1. Since the figure shows about exponential decay of the grain mass in course of the whole experiment and the total Q/m change is lower than this value, the observed decrease should be ascribed to the decrease of the grain mass. We can conclude that approximately two days are needed for setting of an equilibrium state and that the mass changes are negligible even within these two days. We think that there is no contradiction between our and Allen *et al.* [1998b] results because the heating used in Allen *et al.* [1998b] can lead to changes of the structure and, for example, the crystalline water can be released [Seiferlin *et al.*, 2008].

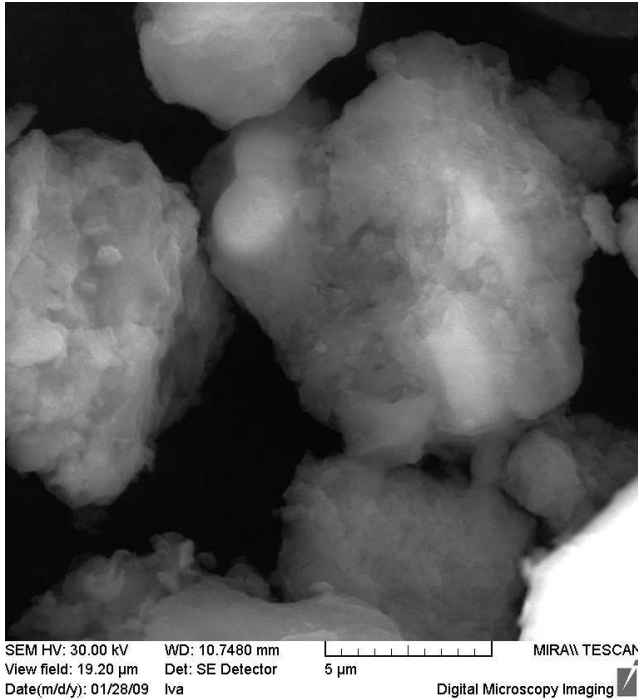


Figure 3. SEM image of Mars Soil Simulant (JSC Mars-1) grains used in the experiment.

3.2. Dust Charging by Electrons

As a next step, we present the measurements of the grain charging by the electron beam. A trapped grain was bombarded by the electron beam of a particular energy. The values of Q/m were recorded for ten minutes at each level of the electron beam energy from the range of 60 eV–10 keV. Ten minutes guarantee a sufficient time for setting of the equilibrium charge. The electron beam current was stabilized and the corresponding current density was of the order 0.1 A/m^2 . The charging procedure was repeated with new grains to receive a representative set of Q/m ratios for a further processing. We should note that the secondary emission

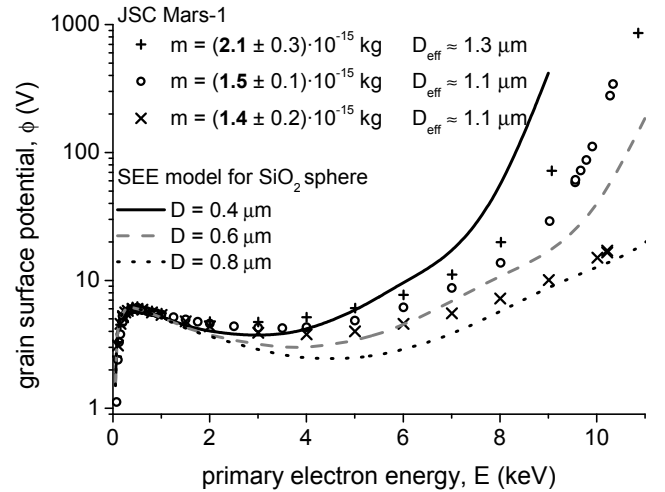


Figure 4. Surface potentials as a function of the primary electron energy for the selected grains from Fig. 2 together with the results calculated according to the Richterová *et al.* [2007] model for glass spheres. The diameters of JSC Mars-1 grains are at the top part of the figure.

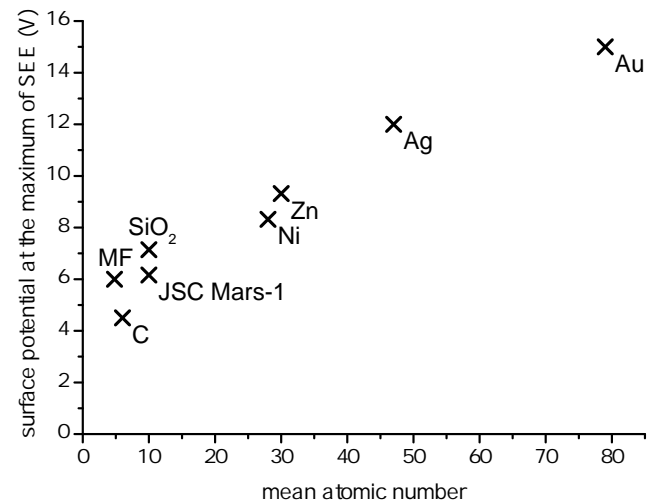


Figure 5. The surface potential at the maximum of the secondary electron emission, ϕ_{max} , for different kinds of grain materials as a function of the (mean) atomic number, Z . MF stands for the melamine formaldehyde resin grains. All data except JSC Mars-1 are taken from Pavlů *et al.* [2008].

yield was larger than unity in the whole energy range, thus the grains were charged positively.

The results of charging of several dust grains are shown in Fig. 2 where the Q/m ratios are plotted as a function of the primary electron energy, E . Note that this energy is larger than the beam energy due to acceleration of the beam electrons in the electric field caused by the grain charge. The investigated grains differ by their masses that are given in the figure caption. All charging characteristics exhibit generally the same trend—an initial rise of the grain charge with the beam energy in the low-energy range (up to 0.3 keV), a slightly decreasing plateau between 0.3 and 4 keV, and a new rise of the grain charge for higher (> 4 keV) energies. Let us discuss the low-energy part because the charging characteristics of different grains are nearly self-similar up to ≈ 1 keV.

The equilibrium charge is given by a balance of incoming (beam) and outgoing (backscattered and secondary) electron currents. Both these currents are proportional to the beam current for a non-charged grain but the number of outgoing electrons is further reduced by the grain potential, ϕ . The previous experiments and simulations of the interaction between the dust and electron beam [Pavlů *et al.*, 2008] show that the grain surface potential does not depend on its mass when the grain size is much larger than the penetration depth of primary electrons. For this reason, the lowest profile in Fig. 2 belongs to the heaviest grain and vice versa.

Pavlů *et al.* [2008] have also shown that the grains are charged to a surface potential that is given exclusively by their material properties in the low-energy range. Assuming a spherical shape of grains, the Q/m ratio would scale with the grain mass as $m^{-2/3}$ because Q/m is proportional to square of the grain diameter, D and the grain mass rises as D^3 . Since the quantitative analysis of the data in Fig. 2 is roughly consistent with this scaling law, we will apply a spherical approximation of the irregular shape of individual grains (see smaller grains in the SEM photo in Fig. 3) in the first step.

Although the secondary electron emission yield would decrease with the increasing primary energy in the kiloelectronvolt range [Sternglass, 1957], one can note a rapid increase of the grain charge in Fig. 2. However, the above statement about the scaling law is not held for higher primary energies. For example, the profile denoted by “+” in Fig. 2 belongs to a heavier grain than that plotted by “x” and its equilibrium Q/m ratio is lower in the low-energy range. On the other hand, the Q/m ratio for the heavier grain rapidly rises and for energies above 4 keV it is larger than that for the lightweight grain. According to Richteroová *et al.* [2007], this enhancement would be caused by increased numbers of backscattered electrons and this rise would be more pronounced for smaller (lightweight) grains. In the next sections, we will try to show that this effect is probably connected with an irregular shape of a particular grain. As a working hypothesis, we suggest that if the grain (or a part of it) is highly elongated, the primary electrons can penetrate through and their charges do not compensate the charge of leaving secondary electrons.

The above mentioned decrease of the secondary electron emission yield in the kiloelectronvolt range can be observed for large dust grains (above $\approx 10 \mu\text{m}$, [e.g., Vaverka *et al.*, 2013]) and such grains are charged negatively. It means that a sign of the grain charge is size-dependent but this dependence is opposite than that expected for triboelectric charging [Forward *et al.*, 2009b].

3.3. Grain Surface Potential

The rise of the grain charge leads to an increase of the grain surface potential. The proportionality constant between the charge and potential is the grain capacitance that can be determined by a special technique [Pavlů *et al.*, 2004].

This procedure is complicated and it was applied only to one of samples because we can expect, in accord with Pavlů *et al.* [2004], that only material properties play a significant role in the low-energy range (up to ≈ 1 keV) and the surface potential of all grains would be the same.

The surface potentials determined by this way for three grains from Fig. 2 are plotted in Fig. 4 by the same symbols as a function of the primary electron energy. As it could be expected, the potentials are approximately equal up to ≈ 2 keV of the primary energy. The study of Pavlů *et al.* [2008] suggests that a best parameter that determines the maximum grain surface potential in the low-energy range of primary electrons (the grain potential at the peak of the secondary emission yield) is a mean atomic number, Z of the grain material. As it can be seen in Fig. 5, JSC Mars-1 fits rather well to this dependence in spite of its complicated chemical composition and unknown structure.

Although nearly identical at low energies, surface potentials of individual grains in Fig. 4 strongly differ in the high-energy range. In order to elucidate the reason for a rise of the grain surface potential with the increasing energy of primary electrons, we added surface potential profiles of several glass grains calculated by the Richteroová *et al.* [2010] model into Fig. 4 for the comparison.

The model traces a primary electron path inside the grain and provides a description of the secondary emission process for spherical grains. It was successfully applied for an interpretation of the experimental data measured in a broad energy range on spherical samples of different materials ranging from gold, glass to the lunar simulant [Richteroová *et al.*, 2006, 2007; Němeček *et al.*, 2011]. Here, we are showing the model results for SiO_2 spheres [Richteroová *et al.*, 2007] because SiO_2 is a principal constituent of the investigated simulant. A comparison shows that grains from the Martian simulant behave approximately as SiO_2 spheres of a smaller (approx. by a factor of 0.5) size.

Another interesting difference between the model and experiment is that the model surface potential at a given primary energy monotonically increases with decreasing grain diameter, D . Since the dimensions of the grains trapped in the experiment are unknown, we have calculated an effective grain diameter, D_{eff} assuming its spherical shape and mass density equal to $\approx 1910 \text{ kg/m}^3$ (computed according to Allen *et al.* [1998b]). Even a very brief inspection of Fig. 4 shows that a smaller grain (“x”) exhibits a lower surface potential than larger one (“+”). This observation is not surprising, we have already commented an analogous

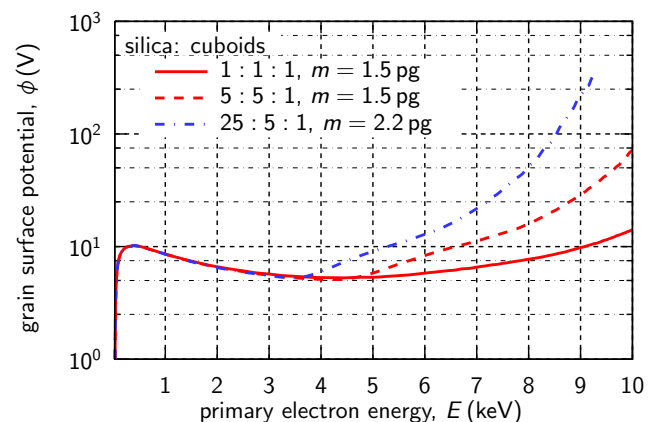


Figure 6. Surface potentials of cuboids from SiO_2 calculated according to Richteroová *et al.* [2012]. See text for a detailed description.

effect in the description of Fig. 2 and attributed it to a non-spherical shape of the grain.

3.4. Influence of the Grain Shape

The model calculations in *Richterová et al.* [2010] are based on an assumption of the spherical symmetry, thus it doesn't allow us to check directly the hypothesis of a non-spherical shape of the grain. For this reason, we have changed the co-ordinate system used in the model and applied a new modification that includes a non-spherical shape of grains (see *Richterová et al.* [2012] for a detail description). Fig. 6 presents calculated potentials of cuboids from SiO₂. The masses of cuboids were chosen to approximately match the masses of the grains in Fig. 4. One can note that the model even quantitatively reproduces the measured potentials if the ratio of cuboid edges is chosen properly. The resulting grain surface potential is determined rather by the grain shape than by its mass as it immediately follows from a comparison of two red profiles in Fig. 6. Both profiles belong to grains of the same mass and they differ by the ratios of cuboid edges that are given in the figure caption. The profile plotted in blue belongs to a heavier grain but its surface potential is much larger because this grain possesses a form of a thin flake.

Grains of such forms can be produced by primary collisions of large bodies and they can be present in the interplanetary space or on surfaces of bodies without the atmosphere like a Moon. On the other hand, the frequent mutual collisions of the dust grains lifted from the Mars surface occurring during storms would shape them.

3.5. Significance of Secondary Electron Energy Spectrum

Fig. 6 suggests that the surface potential of an irregularly shaped grain is determined mainly by its smallest dimension. However, another equally important parameter is the energy spectrum of secondary electrons. This spectrum is often divided into two parts. A low-energy part is attributed to so-called true secondary electrons, whereas the high-energy tail represents a contribution of backscattered primary electrons to the outgoing current. Although a breakpoint of 50 eV is frequently used to distinguish these two populations, this division is not exact. There is a (negligible) portion of primary electrons slowed down below 50 eV prior to their escape from the grain and several grain electrons can reach this threshold due to collision cascades [e.g., *Sickafus*, 1977; *Ding et al.*, 2001].

The energy spectrum of secondary electrons is often described by the Maxwellian distribution with a temperature T_M that depends on the target material but *Draine and Salpeter* [1979] argued that this approximation underestimates the contribution of backscattered electrons and suggested a modified functional form. The free parameter of this function, T_D has approximately the same meaning as the temperature in the Maxwellian distribution. A comparison of the Maxwellian and Draine and Salpeter distributions is shown in Fig. 7 together with experimental points derived from measurements on a 1 μm SiO₂ sphere. These points were obtained from measurements of the surface potential profile similar to that described in the previous section under assumptions of the validity of the *Richterová et al.* [2012] model. One can note that neither Maxwell (red) nor Draine and Salpeter (blue) distributions match the data in the full energy range. Our fits suggest that the Maxwell distribution provides a very good description at low energies of secondary electrons, whereas the Draine and Salpeter distribution seems to show a better approximation of the whole spectrum.

Sickafus [1977] suggested a simple power-law form of the energy spectrum of backscattered electrons from metals:

$$f(\varepsilon) = \frac{A}{\varepsilon^\mu} \quad (2)$$

where ε denotes the energy of secondary electrons, μ is the Sickafus index, and A is an arbitrary constant scaling the spectrum. A and μ are constants for a particular material at a given primary energy. Note that *Sickafus* [1977] found μ to be typically ≈ 1 ; *Greenwood et al.* [1994] measured experimentally the parameters A and μ with an incident beam of 20 keV for 32 various elements and found that the values of μ fell within the extremes of 0.5 and 1.5.

However, the mentioned measurements used planar samples, thus they cannot reflect a possible change of the energy spectrum when the electrons are emitted from a highly curved surface like a grain. Moreover, such measurements were never done for compounds or blends of different elements.

Our estimation shown in Fig. 7 by the grey dashed line reveals that this description can be applied on the glass spheres. The best fit to the experimental points above $E_{se} = 50$ eV leads to $A = 0.158$ and $\mu \approx 0.6$. We should note that although the Sickafus form provides the best approximation of the energetic tail of secondary electrons, we have used the Draine and Salpeter distribution for calculations shown in Fig. 7 because we were intended to describe the grain surface potential in a broad range from 7 to 400 eV. The measurements in Fig. 7 were done on SiO₂ spheres but the result (effective temperature of the distribution, T_D) was applied on JSC Mars-1 in Fig. 6 because there is no possibility to have JSC Mars-1 grains of a defined shape. We believe that the difference between secondary emissions from JSC and from pure SiO₂ would be small, since SiO₂ is a principal component of the JSC Mars-1 samples.

3.6. Discussion

The present paper deals with a complex investigation of the secondary electron emission but it is only one of numerous processes charging the dust grains in real Martian conditions. *Yair* [2012] note that while triboelectric charging is considered the best candidate for electrification of dust on Mars, other processes may be of potential importance. The secondary electron emission requires impacts of energetic (> 100 eV) electrons that are not present in a relatively dense Martian atmosphere under quiet conditions. However, severe dust storms [*Cantor et al.*, 2001] or weaker but more frequent dust devils [e.g., *Thomas and Gierasch*, 1985] lift the dust from the surface. The collisions of the grains inside

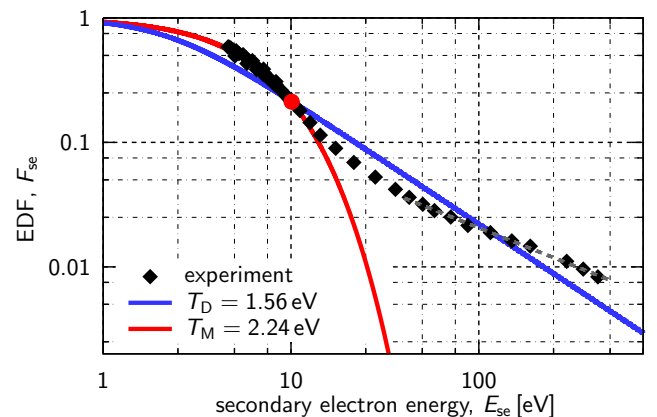


Figure 7. The electron distribution of secondary electrons. Points – experimental data; red curve – the Maxwellian fit to a low-energy part; blue line – the best fit to all experimental data by the Draine and Salpeter distribution; grey dashed line – the fit to experimental points with $E_{se} > 50$ eV by the power-law form.

such events lead to their charging. Laboratory experiments have shown that the average charge carried by a grain can be as large as $\approx 10^4$ elementary charges [Eden and Vonnegut, 1973; Sternovsky et al., 2002; Krauss et al., 2003]. The small grains tend to be charged negatively, whereas the larger ones positively [Forward et al., 2009a, b]. The competition of the uplifting and gravity forces leads to a charge separation and creation of a large electric field inside the dust cloud. Based on *in situ* observations in the Nevada desert, Farrell et al. [2004] concluded that the voltages can be possibly in excess of 0.5 MV. Such voltages would lead to electrical discharges—lightnings that are frequently observed on the Earth and their presence on the Mars was inferred from observations of the radio-emissions during a storm [Ruf et al., 2009]. On the other hand, Gurnett et al. [2010] searched for impulsive radio signals caused by lightnings in the data of MAR-SIS (Mars-Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding) onboard the Mars Express mission and they reported negative results.

The lightning is accompanied with (or, probably, initiated by, according to Gurevich et al. [2004]) the beams of runaway electrons with energies in the kiloelectron-voltage range. The initiation of the runaway avalanche need a seed population of energetic electrons that is expected to be generated by cosmic rays on the Earth. On the Mars, solar energetic particles (SEPs, Lillis et al. [2012]) can serve as an additional source. Consequently, we can expect electrons with energies sufficient for the secondary electron emission within the dust clouds. Our investigations show that the secondary electron emission would charge small grains positively and thus, it would compete with the triboelectric charging that tends to charge them negatively. This effect would lead to the decrease of the grain charges and to the decrease of the electric field within the cloud. The secondary electron emission produces low-energy electrons from the grain surface that can be captured by the positively charged large grains with the same effect on the electric field within the cloud. A self-consistent description should take into account the ionization of the atmosphere caused by energetic electrons. The resulting products (low-energy electrons and ions) again decrease the large-scale electric field by decreasing and/or shielding of dust grain charges.

All these processes act inside dust clouds produced by volcanic eruptions on the Earth and the lightnings are regularly observed within these clouds. It means that the production of runaway electrons is sufficient for their ignition. However, the mean free path for collisions of energetic electrons with atoms that is necessary for a development of runaway avalanches is two orders of magnitude larger in the rare field Martian atmosphere, thus the collisions of energetic electrons with dust grains (and, consequently, the secondary electron emission) would play a much more important role.

It is hard to put down a conclusion without a quantitative model but it is possible that the above described processes can stabilize the electric field within dust clouds to a value insufficient for the runaway breakdown [Milikh and Roussel-Dupre, 2010]. It can explain the lack of radio signals from lightnings reported by Gurnett et al. [2010]. Nevertheless, such model should include a proper description of the secondary electron emission because a majority of the present models does not take into account the effects caused by finite dimensions of the grains investigated in the present paper (see discussion in Vaverka et al. [2013]).

The results of our investigations are of interest for grains lifted to high altitudes or for the grains in the space where a significant portion of energetic electrons can be found and thus the secondary electron emission becomes a significant charging process. Such regions were found for example on the Martian nightside near strong crustal magnetic sources [Brain et al., 2006] during passages of strong space weather events.

The sharp rise of the grain potential with the energy of primary electrons suggests that the electric field intensity at

the grain surface can reach a limit of the ion field emission, especially if the grain is small or exhibits a highly curved surface. The resulting field evaporation (well below the melting temperature) can even lead to a fast grain destruction. We have reached this limit for several investigated grains (not shown in the paper) but we are leaving this very complex effect for a further study. We only note that the field evaporation limit was reached by the electron bombardment. Until present, similar fields resulted from an intensive ion bombardment [e.g., Jeřáb et al., 2010], only.

4. Summary and Conclusion

We have performed a series of measurements of electron charging on JSC Mars-1 grains. The results can be summarized as it follows:

(1) The determination of the volatile content has shown that a significant part of previously determined volatile content is well bonded at low temperatures and can be released only by a moderate heating.

(2) The charging of dust grains by electrons revealed a significant rise of the grain charge if the energy of primary electrons exceeds ≈ 4 keV. The density of energetic electrons is negligible near the Mars surface during quiet times but it would be significantly increased within the dust devils and/or storms.

(3) Re-calculation of the grain charge into the surface potential and a comparison of the results with the Monte Carlo model of the secondary emission from grains has shown the principal importance of the grain shape for its potential and resulting equilibrium charge. This conclusion is significant because dust grains in the space are spherical only exceptionally and any deviation from the spherical shape leads to increase of the grain surface potential. We would like to point out that these calculations are important for an interpretation of our experimental results and for an estimation of the secondary electron emission from dust grains in a general sense but such effects would be probably weak on Mars. The Martian dust grains collide each with another during dust storms and these collisions shape the irregular grains.

(4) Generally used Maxwellian approximation of the energy spectrum of secondary electrons cannot be applied for the dust grains from SiO₂ or similar (e.g., JSC Mars-1) materials. The Draine and Salpeter [Draine and Salpeter, 1979] distribution provides a better approximation in a broad range of energies, whereas the Sickafus distribution [Sickafus, 1977] with $\mu \approx 0.5$ is appropriate for the description of a contribution of backscattered electrons (above 50 eV).

(5) The models of electric circuits within the Martian dust clouds should include a description of the secondary electron emission that should reflect the effects of finite dimensions of dust grains.

Acknowledgments. The authors would like to thank their friends from Center for Integrated Plasma Studies, University of Boulder (CO, USA) for providing them with the Martian simulant samples. This work was supported partly by the Research plan MSM 0021620860 financed by the Ministry of Education of the Czech Republic, partly supported by the Czech Grant Agency under Contract 209/11/1412, and partly funded by the Grant Agency of Charles University (GAUK 1410213).

References

Agui, J., and M. Nakagawa (2005), Dust on the Moon and Mars, in *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit — Meeting Papers*, pp. 7411–7418.

- Allen, C. C., K. M. Jager, R. V. Morris, D. J. Lindstrom, M. M. Lindstrom, and J. P. Lockwood (1998a), *JSC Mars-1: A Martian Soil Simulant*, vol. 206, chap. 53, pp. 469–476, ASCE, doi:10.1061/40339(206)54.
- Allen, C. C., K. M. Jager, R. V. Morris, D. J. Lindstrom, M. M. Lindstrom, and J. P. Lockwood (1998b), Martian soil simulant available for scientific, educational study, *EOS Trans. AGU*, *79*, 4–405, doi:10.1029/98EO00309.
- Anderson, R. C., et al. (2009), Particle transport and distribution on the Mars Science Laboratory mission: Effects of triboelectric charging, *Icarus*, *204*, 545–557, doi:10.1016/j.icarus.2009.07.006.
- Atreya, S. K., et al. (2006), Oxidant Enhancement in Martian Dust Devils and Storms: Implications for Life and Habitability, *Astrobiology*, *6*, 439–450, doi:10.1089/ast.2006.6.439.
- Beránek, M., M. Vyšínka, J. Pavlů, I. Richterová, Z. Němeček, and J. Šafránková (2010), Dust as a gas carrier, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, *38*(4), 886–891, doi:10.1109/TPS.2009.2038219.
- Brain, D. A., J. S. Halekas, L. M. Peticolas, R. P. Lin, J. G. Luhmann, D. L. Mitchell, G. T. Delory, S. W. Bougher, M. H. Acuna, and H. Reme (2006), *Geophys. Res. Lett.*, *33*, 1, L01201, doi:10.1029/2005GL024782.
- Calle, C. I., C. R. Buhler, M. R. Johansen, M. D. Hogue, and S. J. Snyder (2011), Active dust control and mitigation technology for lunar and Martian exploration, *Acta Astronaut.*, *69*, 11–12, 1082–1088, doi:10.1016/j.actaastro.2011.06.010.
- Cantor, B. A., P. B. James, M. Caplinger and M. J. Wolff (2001), Martian dust storms: 1999 Mars Orbiter Camera observations, *J. Geophys. Res.*, *106*, 23653–23687.
- Čermák, I. (1994), Laboruntersuchung elektrischer Aufladung kleiner Staubeilchen, Ph.D. thesis, Naturwissenschaftlich-Mathematischen Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg.
- Conrath, B. J. (1975), Thermal structure of the Martian atmosphere during the dissipation of the dust storm of 1971, *Icarus*, *24*, 1, 36–46.
- Crozier, W. D. (1964), The Electrical Field of a New Mexico Dust Devil, *J. Geophys. Res.*, *69*, 5427–5429, doi:10.1029/JZ069i024p05427.
- Ding, Z. J., X. D. Tang, and R. Shimizu (2001), Monte Carlo study of secondary electron emission, *J. Appl. Phys.*, *89*, 718–726.
- Draine, B., and E. Salpeter (1979), On the physics of dust grains in hot gas, *Astrophys. J.*, *231*(1), 77–94.
- Dubinin, E., M. Fraenz, J. Woch, J. Winnigham, R. Frahm, R. Lundin, and S. Barabash (2008), Suprathermal electron fluxes on the nightside of Mars: ASPERA-3 observations, *Planet. Space Sci.*, *56*(6), 846–851, doi:10.1016/j.pss.2007.12.010.
- Eden, H. F. and B. Vonnegut (1973), Electrical breakdown caused by dust motion in low-pressure atmospheres – considerations for MARS, *Science*, *180*, 4089, 962–963, doi:10.1126/science.180.4089.962.
- El-Taibany, W. F., and M. Wadati (2007), Sagdeev potential analysis for positively charged dust grains in nonthermal dusty plasma near Mars, *Phys. Plasmas*, *14*(10), 103,703, doi:10.1063/1.2784764.
- Farrell, W. M., M. L. Kaiser, W. S. Kurth, M. D. Desch, D. A. Gurnett, G. B. Hospodarsky, and R. J. MacDowall (2004), Remote sensing of possible plasma density bubbles in the inner Jovian dayside magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *109*, A09S14, doi:10.1029/2003JA010130.
- Farrell, W. M., G. T. Delory, and S. K. Atreya (2006), Martian dust storms as a possible sink of atmospheric methane, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L21203, doi:10.1029/2006GL027210.
- Forward, K. M., D. J. Lacks, and R. M. Sankaran (2009a), Charge segregation depends on particle size in triboelectrically charged granular materials, *Phys. Rev. Lett.*, *102*(2), 028001, doi:10.1103/PhysRevLett.102.028001.
- Forward, K. M., D. J. Lacks, and R. M. Sankaran (2009b), Particle-size dependent bipolar charging of Martian regolith simulant, *Geophys. Res. Lett.*, *36*, 13,201, doi:10.1029/2009GL038589.
- Freier, G. D. (1960), The Electric Field of a Large Dust Devil, *J. Geophys. Res.*, *65*, 3504, doi:10.1029/JZ065i010p03504.
- Gierasch, J. P. and R. M. Goody (1973), A model of a Martian great dust storm, *J. Atmos. Sci.*, *30*, 2, 169–179.
- Greenwood, J. C., M. Prutton, and R. H. Roberts (1994), Atomic-number dependence of the secondary-electron cascade from solids, *Phys. Rev. B*, *49*(18), 12,485–12,495, doi:10.1103/PhysRevB.49.12485.
- Gross, F. B. (2003), JSC Mars-1 martian regolith simulant particle-charging experiments in the presence of AC and DC corona fields, *J. Electrostat.*, *58*(1–2), 147–156, doi:10.1016/S0304-3886(02)00206-1.
- Gross, F. B., S. B. Grek, C. I. Calle, and R. U. Lee (2001), JSC Mars-1 martian regolith simulant particle charging experiments in a low pressure environment, *J. Electrostat.*, *53*(4), 257–266, doi:10.1016/S0304-3886(01)00152-8.
- Gurevich, A. V., Yu. V. Medvedev, and K. P. Zybin (2004), New type discharge generated in thunderclouds by joint action of runaway breakdown and extensive atmospheric shower, *Phys. Lett. A*, *329*, 4–5, 348–361, doi:10.1016/j.physleta.2004.06.099.
- Gurnett, D. A., D. D. Morgan, L. J. Granroth, B. A. Cantor, W. M. Farrell, and J. R. Espley (2010), Non-detection of impulsive radio signals from lightning in Martian dust storms using the radar receiver on the Mars Express spacecraft, *Geophys. Res. Lett.*, *37*, L17802, doi:10.1029/2010GL044368.
- Hintze, P. E., C. R. Buhler, L. M. Calle, C. I. Calle, S. Triggwell, J. W. Starnes, and A. C. Schuergen (2006), Degradation of Organics in a Glow Discharge Under Martian Conditions, in *37th Annual Lunar and Planetary Science Conference, Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, vol. 37, edited by S. Mackwell and E. Stansbery, pp. 2098–2099.
- Hyatt, M., P. Greenberg, V. Pines, A. Chait, W. Farrell, T. Stubbs, and J. Feighery (2007), Lunar and martian dust: Evaluation and mitigation, in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit — Meeting Papers*, vol. 6, pp. 4246–4260.
- Jackson, T. L., W. M. Farrell, G. T. Delory, and J. Nithianandam (2010), Martian dust devil electron avalanche process and associated electrochemistry, *J. Geophys. Res.*, *115*(E5), E05006, doi:10.1029/2009JE003396.
- Jeráb, M., J. Vaverka, M. Vyšínka, Z. Němeček, and J. Šafránková (2010), Relation of charging history to field ion emission from gold and carbon dust, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, *38*(4), 798–802, doi:10.1109/TPS.2009.2036014.
- Kok, J. F., and N. O. Renno (2006), Enhancement of the emission of mineral dust aerosols by electric forces, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L19S10, doi:10.1029/2006GL026284.
- Kok, J. F., and N. O. Renno (2008), Electrostatics in wind-blown sand, *Phys. Rev. Lett.*, *100*(1), 014501, doi:10.1103/PhysRevLett.100.014501.
- Kok, J. F., and N. O. Renno (2009), Electrification of wind-blown sand on Mars and its implications for atmospheric chemistry, *Geophys. Res. Lett.*, *36*(5), L05,202, doi:10.1029/2008GL036691.
- Krauss, C. E., M. Horányi, and S. Robertson (2003), Experimental evidence for electrostatic discharging of dust near the surface of Mars, *New J. Phys.*, *5*(1), 70.1–70.9, doi:10.1088/1367-2630/5/1/370.
- Krauss, C. E., M. Horányi, and S. Robertson (2006), Modeling the formation of electrostatic discharges on Mars, *J. Geophys. Res.*, *111*, E02001, doi:10.1029/2004JE002313.
- Lillis, R. J., D. A. Brain, G. T. Delory, D. L. Mitchell, J. G. Luhmann, and R. P. Lin (2012), Evidence for superthermal secondary electrons produced by SEP ionization in the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *117*, E03004, doi:10.1029/2011JE003932.
- Lollo, A., P. Withers, K. Fallows, Z. Girazian, M. Matta, and P. C. Chamberlin (2012), Numerical simulations of the ionosphere of Mars during a solar flare, *J. Geophys. Res.*, *117*, A05314, doi:10.1029/2011JA017399.
- Lundin, R., et al. (2006), Plasma Acceleration Above Martian Magnetic Anomalies, *Science*, *311*(5763), 980–983, doi:10.1126/science.1122071.
- McKenna-Lawlor, S. M. P., et al. (2005), Predictions of energetic particle radiation in the close Martian environment, *J. Geophys. Res.*, *110*, A03102, doi:10.1029/2004JA010587.
- Melnik, O., and M. Parrot (1998), Electrostatic discharge in Martian dust storms, *J. Geophys. Res.*, *103*, 29,107–29,118, doi:10.1029/98JA01954.
- Merrison, J., J. Jensen, K. Kinch, R. Mugford, and P. Nørnberg (2004), The electrical properties of Mars analogue dust, *Planet. Space Sci.*, *52*, 279–290, doi:10.1016/j.pss.2003.11.003.

- Milikh, G. and R. Roussel-Dupre (2010), Runaway breakdown and electrical discharges in thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, *115*, A00E60, doi:10.1029/2009JA014818.
- Němeček, Z., J. Pavlů, J. Šafránková, M. Beránek, I. Richterová, J. Vaverka, and I. Mann (2011), Lunar dust grain charging by electron impact: Dependence of the surface potential on the grain size, *Astrophys. J.*, *738*(1), 14, doi:10.1088/0004-637X/738/1/14.
- Pavlů, J., A. Velyhan, I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, I. Čermák, and P. Žilavý (2004), Mass-loss rate for MF resin microspheres, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, *32*(2), 704–708, doi:10.1109/TPS.2004.826120.
- Pavlů, J., I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, and I. Čermák (2008), Interaction between single dust grains and ions or electrons: laboratory measurements and their consequences for the dust dynamics, *Faraday Discuss.*, *137*, 139–155, doi:10.1039/b702843a.
- Pollack, J. B., M. E. Ockert-Bell, and M. K. Shepard (1995), Viking Lander image analysis of Martian atmospheric dust, *J. Geophys. Res.*, *100*(E3), 5235–5250, doi:10.1029/94JE02640.
- Richterová, I., J. Pavlů, Z. Němeček, and J. Šafránková (2006), Model of secondary emission and its application on the charging of gold dust grains, *Phys. Rev. B*, *74*(23), 235430, doi:10.1103/PhysRevB.74.235430.
- Richterová, I., Z. Němeček, J. Šafránková, J. Pavlů, and M. Beránek (2007), Secondary emission from glass grains: Comparison of the model and experiment, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, *35*(2), 286–291, doi:10.1109/TPS.2007.892131.
- Richterová, I., M. Beránek, J. Pavlů, Z. Němeček, and J. Šafránková (2010), Electrons scattered inside small dust grains of various materials, *Phys. Rev. B*, *81*(7), 075406, doi:10.1103/PhysRevB.81.075406.
- Richterová, I., Z. Němeček, M. Beránek, J. Šafránková, and J. Pavlů (2012), Secondary emission from non-spherical dust grains with rough surfaces: Application to lunar dust, *Astrophys. J.*, *761*(2), 108, doi:10.1088/0004-637X/761/2/108.
- Ruf, C., N. O. Renno, J. F. Kok, E. Bandelier, M. J. Sander, S. Gross, L. Skjerve, and B. Cantor (2009), Emission of non-thermal microwave radiation by a Martian dust storm, *Geophys. Res. Lett.*, *36*, L13202, doi:10.1029/2009GL038715.
- Seiferlin, K., P. Ehrenfreund, J. Garry, K. Gunderson, E. Hütter, G. Kargl, A. Maturilli, and J. P. Merrison (2008), Simulating Martian regolith in the laboratory, *Planet. Space Sci.*, *56*(15), 2009–2025, doi:10.1016/j.pss.2008.09.017.
- Sharma, R., D. Clark, P. Srirama, and M. Mazumder (2008), Tribocharging characteristics of the Mars dust simulant (JSC Mars-1), *IEEE T. Ind. Appl.*, *44*(1), 32–39, doi:10.1109/TIA.2007.912761.
- Sheel, V., S. A. Haider, P. Withers, K. Kozarev, I. Jun, S. Kang, G. Gronoff, and C. S. Wedlund (2012), *J. Geophys. Res.*, *117*, A05312, doi:10.1029/2011JA017455.
- Shinbrot, T., K. Lamarche, and B. J. Glasser (2006), Triboelectrification and Razorbacks: Geophysical Patterns Produced in Dry Grains, *Physical Review Letters*, *96*(17), 178,002, doi:10.1103/PhysRevLett.96.178002.
- Sickafoose, A. A., J. E. Colwell, M. Horányi, and S. Robertson (2001), Experimental investigations on photoelectric and triboelectric charging of dust, *J. Geophys. Res.*, *106*(A5), 8343–8356, doi:10.1029/2000JA000364.
- Sickafoose, E. N. (1977), Linearized secondary-electron cascades from the surfaces of metals. i. clean surfaces of homogeneous specimens, *Phys. Rev. B*, *16*(4), 1436–1447, doi:10.1103/PhysRevB.16.1436.
- Snyder, S. J., P. E. Hintze, J. L. McFall, C. R. Buhler, J. S. Clements, and C. I. Calle (2008), Triboelectric charging of dust and its relation to organic degradation on Mars, in *Proceedings of the ESA Annual Meeting on Electrostatics*, edited by A. Seaver, p. F2, Electrostatics Society of America (ESA).
- Sternglass, E. (1957), Theory of secondary electron emission under electron bombardment, *Scientific Paper 6-94410-2-P9*, Westinghouse Research Laboratories, Pittsburgh 35.
- Sternovsky, Z., S. Robertson, A. Sickafoose, J. Colwell, and M. Horányi (2002), Contact charging of lunar and Martian dust simulants, *J. Geophys. Res.*, *107*(E11), 5105, doi:10.1029/2002JE001897.
- Stow, C. D. (1969), Dust and sand storm electrification, *Weather*, *24*, 134–140.
- Thomas, P., and P. J. Gierasch (1985), Dust devils on Mars, *Science*, *230*, 4722, 175–177, doi:10.1126/science.230.4722.175.
- Ulusen, D., D. A. Brain, J. G. Luhmann, and D. L. Mitchell (2012), Investigation of Marsionospheric response to solar energetic particle events, *J. Geophys. Res.*, *117*, A12306, doi:10.1029/2012JA017671.
- Vaverka, J., I. Richterová, J. Pavlů, J. Šafránková, and Z. Němeček (2013), Numerical Calculation of an Equilibrium Dust Grain Potential in Lunar Environment, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, *41*(4), 740–744, doi:10.1109/TPS.2012.2226757.
- Yair, Y. (2012), New results on planetary lightning, *Adv. Space Res.*, *50*, 3, 293–310, doi:10.1016/j.asr.2012.04.013.
- Žilavý, P., Z. Sternovský, I. Čermák, Z. Němeček, and J. Šafránková (1998), Surface potential of small particles charged by the medium-energy electron beam, *Vacuum*, *50*(1–2), 139–142.

J. Pavlů, M. Beránek, J. Vaverka, J. Šafránková, Z. Němeček, and I. Richterová, Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Department of Surface and Plasma Science, V Holešovičkách 2, 180 00 Prague, Czech Republic.