

**INAUGURAL – DISSERTATION**  
**zur**  
**Erlangung der Doktorwürde**  
**der**  
**Naturwissenschaftlich – Mathematischen**  
**Gesamtfakultät**  
**der Ruprecht – Karls – Universität**  
**Heidelberg**

vorgelegt von

**Diplom-Physiker Uwe Beckmann**  
**aus Halberstadt, Deutschland**

Tag der mündlichen Prüfung: 30 April 2008



---

# **Dynamik von Staubteilchen in Saturns E-Ring**

---

**Gutachter:**

**Prof. Dr. Eberhard Grün**

**Prof. Dr. Frank Spahn**



# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die dynamische Entwicklung von Staubteilchen in der äußeren Magnetosphäre des Saturns, den E-Ring, analysiert. Dabei wird ein dynamisches Modell benutzt, welches sowohl die Gravitation des Saturns und seiner größeren Monde berücksichtigt, als auch der Einfluss des umgebenden Plasmas durch Plasmareibung, Sputtering und Aufladung des Teilchens, der Einfluss des rotierenden Magnetfelds und der Strahlungsdruck der Sonne.

Die Ladung des Teilchens wird durch zeitlich variierende Ladungsflüsse beschrieben. In diesem Modell gibt es Materialparameter die durch den Vergleich mit den gemessenen Staubteilchenpotentialen durch den Staubanalysator CDA der Cassini-Sonde bestimmt wurden.

Messungen der Cassini-Sonde fanden ebenfalls heraus, dass der Südpol des Eismondes Enceladus geologisch aktiv ist. Diese Staubfontänen sind die Hauptquelle der Teilchen des E-Rings. Aus Simulationen von Staubteilchen, die an der Oberfläche des Eismondes an den detektierten Staubfontänen gestartet werden, kann die minimale Startgeschwindigkeit der Teilchen bestimmt werden, um ein E-Ring-Teilchen zu werden. Die Startgeschwindigkeit der Teilchen steht in direktem Zusammenhang mit der Ringdicke in der Umgebung des Quellmondes. Die durch diese Simulationen bestimmte Ringdicke von 4000km stimmt sehr gut mit der gemessenen Ringdicke des Staubdetektors überein.

Die Langzeitsimulationen der Dynamik der Staubteilchen zeigen, dass Staubteilchen die am Enceladus gestartet wurden den E-Ring bevölkern können. Dabei ist die dynamische Entwicklung der Teilchen stark von dem Potentialverlauf abhängig. Anhand der Langzeitsimulationen von tausenden individuellen Teilchen kann ein globales Modell des E-Rings aufgestellt werden. Aus diesem Modell kann eine Einschlagsrate auf ein In-situ Instrument abgeleitet werden.

## Abstract

This thesis covers the dynamical evolution of dust in the outer Saturnian magnetosphere, the region of the large E ring. For the dynamical evolution a model is used, which considers the gravitation of Saturn, including the quadrupole moment due to Saturn's oblateness, the gravitation of Saturn's large moons embedded in the E ring, the influence of the surrounding plasma as charging of the grains and sputtering, the Lorentz force due to Saturn's rotating magnetic field, and the radiation pressure caused by the sun.

In this model, the charge of the grain is characterised by time dependent charge currents. The material parameters are derived from the comparison with measurements of the grain potential by the dust analyser onboard the spacecraft Cassini.

Further measurements done by various scientific instruments of Cassini discover a geologically active south pole on the icy moon Enceladus. These dust plumes are determined as the main source of fresh E ring particles. Dynamical simulations of dust grains launched at the position of the detected plumes determined the minimal ejection speed of the particles necessary to become ring particles. The ejection speed is directly related to the ring thickness near Enceladus' orbit.

Long time evolution of dust dynamics showed, that dust particles launched from Enceladus populate the E ring. Thereby the dynamical evolution is strongly affected by the radial dependence of the potential. A global model of the E ring could be derived from the time evolution of thousands of individual particles. This model is used to predict impact rates of an in situ detector flying through the E ring.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Kosmischer Staub . . . . .	1
1.2	Das Saturnsystem . . . . .	3
1.2.1	Der E-Ring . . . . .	6
1.3	Die Cassini-Mission . . . . .	8
1.4	Der Cassini-Staubdetektor CDA . . . . .	10
1.4.1	Hochratendetektor HRD . . . . .	11
1.4.2	Staubanalysator DA . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Die elektrische Ladung eines Staubteilchens</b>	<b>15</b>
2.1	Aufladung im Plasma . . . . .	15
2.1.1	Elektronen- und Ionen-Ladungströme . . . . .	16
2.1.2	Sekundärelektronenstrom . . . . .	17
2.1.3	Der Photoionisationsstrom . . . . .	17
2.2	Plasmaumgebung des Saturns . . . . .	18
2.2.1	Modelle der Plasmaumgebung des Saturns . . . . .	20
2.3	Das Potential eines Teilchens im E-Ring . . . . .	21
2.3.1	Modellrechnungen . . . . .	21
2.3.2	In-situ-Messungen von Staubteilchenladungen . . . . .	26
<b>3</b>	<b>Dynamik der E-Ring-Teilchen</b>	<b>29</b>
3.1	Störkräfte . . . . .	29
3.1.1	Bahnstörung aufgrund des nichtsphärischen Gravitationsfelds . . . . .	30
3.1.2	Bahnentwicklung aufgrund elektromagnetischer Störkräfte . . . . .	32
3.1.3	Bahnentwicklung aufgrund variierendem elektrostatischen Potentials . . . . .	33
3.1.4	Bahnstörungen aufgrund der Strahlung der Sonne . . . . .	34
3.2	Bahnstörungen durch Plasmareibung . . . . .	36
3.3	Sputtering . . . . .	37
3.4	Bilanz der Störkräfte . . . . .	38
<b>4</b>	<b>Enceladus als Staubquelle des E-Rings</b>	<b>41</b>
4.1	Entdeckung des Eisvulkanismus auf Enceladus . . . . .	41
4.2	Einspeisung von Südpolteilchen in den E-Ring . . . . .	42
4.2.1	Abhängigkeit der Bahnneigung von der Startgeschwindigkeit . . . . .	45
4.2.2	Numerische Bestimmung der Fluchtgeschwindigkeit . . . . .	48
4.2.3	Ortsabhängigkeit der effektiven Fluchtgeschwindigkeit . . . . .	49
4.3	Vertikale Struktur des E-Rings . . . . .	55
4.3.1	Vergleich mit in-situ-Messungen . . . . .	55
4.3.2	Vergleich mit dem vertikalen Helligkeitsprofil . . . . .	58

<b>5</b>	<b>Struktur des E-Rings</b>	<b>63</b>
5.1	Numerisches Modell . . . . .	63
5.2	Dynamische Entwicklung eines Ringteilchens . . . . .	65
5.3	Lebensdauer der E-Ring-Teilchen . . . . .	70
5.4	Orbitalelementeverteilung des E-Rings . . . . .	72
5.4.1	Vergleich des E-Ring-Modells mit optischen und in-situ-Daten . . . . .	74
<b>6</b>	<b>Stromteilchen</b>	<b>81</b>
<b>7</b>	<b>Staub um Rhea</b>	<b>85</b>
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>87</b>
<b>A</b>	<b>Ableitung der Beschleunigung eines Staubteilchens aufgrund der Gravitation von Saturn</b>	<b>89</b>
<b>B</b>	<b>Das Magnetfeld des Saturns</b>	<b>91</b>
<b>C</b>	<b>Parameter der vom DA detektierten Teilchen mit Ladungssignal</b>	<b>93</b>

# 1 Einleitung

## 1.1 Kosmischer Staub

In dieser Arbeit wird die Dynamik und Entwicklung der Staubteilchen des Saturnsystems eingehend untersucht. Als Staubteilchen bezeichnet man üblicherweise die mikroskopischen Festkörperteilchen, welche überall im Sonnensystem als auch im interstellarem Raum zu finden sind. Trotz ihrer Winzigkeit sind kosmische Staubteilchen sowohl für die Sternentstehung als auch für die Ausbildung von Planetensystemen von großer Bedeutung, da der kosmische Staub den größten Teil der kondensierten Materie des Universums darstellt.

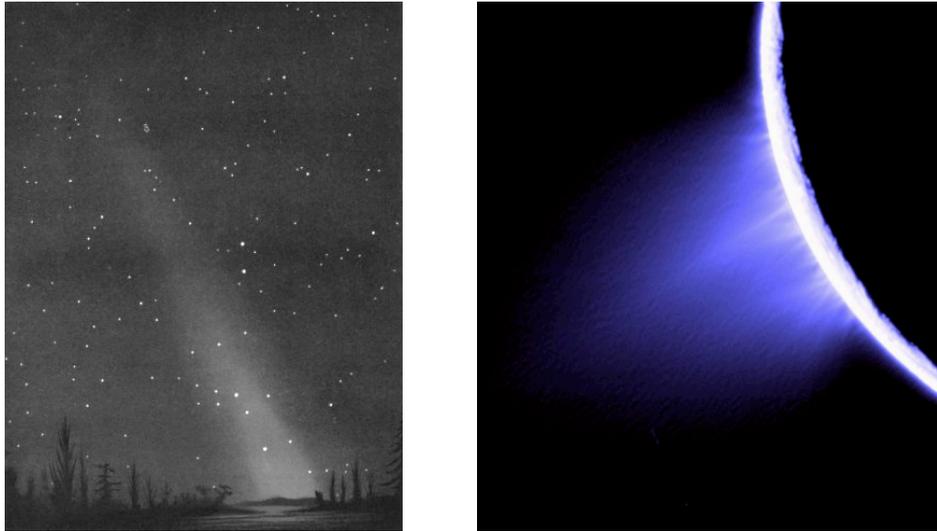
Die Ausgangsmaterialien des kosmischen Staubs werden sowohl in den äußeren Hüllen von Roten Riesensternen als auch durch Supernoven von alten Sternen produziert. Beim Abkühlen des ausgestoßenen Gases kommt es zu Molekülbildung und Staubaggregation. Der kosmische Staub kann somit als Asche der Sterne aufgefaßt werden. Er ist jedoch auch von großer Bedeutung für die Entstehung junger Sterne, da der gravitative Kollaps der Molekülwolken zu Kernen von jungen Sternen aufgrund der Absorption der Strahlung durch die eingebetteten Staubteilchen und die hierdurch bewirkte Aufheizung der Wolke verlangsamt wird. Dies ist die Voraussetzung für die Bildung von sonnenähnlichen Sternen, welche überwiegend unsere Galaxis bevölkern. Dagegen führt der Kollaps von staubfreien Gaswolken zur Entstehung von kurzlebigen Riesensternen.

Die in den kollabierenden Wolkenfragmenten eingebetteten Staubteilchen sind gleichzeitig das Ausgangsmaterial für die Bildung von Planeten in der protoplanetaren Scheibe um den jungen Stern. Innerhalb der für astronomische Objekte sehr kurzen Zeit von einer Million Jahren bildeten sich aus dem anfänglich mikrometergroßen Staub alle makroskopischen Körper unseres Sonnensystems (DOMINIK & Mitarb., 2007). Einige dieser primordialen Staubteilchen wurden in das Eis der Körper des Kuipergürtels eingefroren und sind damit prinzipiell auch heute noch nachweisbar.

Die Entwicklung des kosmischen Staubs ist somit ein Kreisprozeß: am Ende des Sternenlebens werden sowohl das Gas als auch die Staubteilchen gebildet, welche das Ausgangsmaterial für die Entstehung neuer Sterne und der sie umkreisenden makroskopischen Körper darstellen.

In der interplanetaren Umgebung der Erde sind drei Arten von kosmischen Staub nachweisbar:

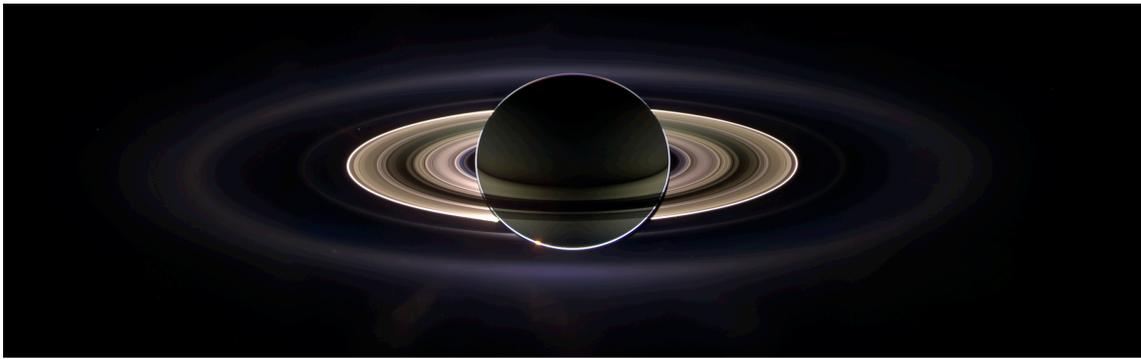
**Interstellarer Staub (Interstellar Dust – ISD)** Gegenwärtig passiert das Sonnensystem das Gas-Staub-Gemisch der Lokalen Interstellaren Wolke (Local Interstellar Cloud – LIC) mit einer Geschwindigkeit von ungefähr  $26 \text{ km s}^{-1}$ . Die in das Gas der LIC eingebetteten Interstellaren Staubteilchen wurden erstmals direkt mit dem Ulysses-Staubsensor nachgewiesen (GRÜN & Mitarb., 1993). Die beobachtete Flußrichtung dieser Staubteilchen stimmte gut mit der Flußrichtung des Gases der LIC von  $252^\circ$  Länge und  $5.2^\circ$  ek-



**Abbildung 1.1:** Erscheinungsformen des kosmischen Staubs. **Links:** Die Streuung des Sonnenlichts an interplanetaren Staubteilchen verursacht das auf der Erde beobachtbare Zodiakallicht, welches hier in einer Zeichnung von Étienne Léopold Trouvelot aus dem Jahr 1876 gezeigt wird. Das Zodiakallicht ist das älteste dem Menschen bekannte Staubphänomen. **Rechts:** Die Staubfontänen des Eismondes Enceladus speisen Saturns diffusen E-Ring mit frischen Ringteilchen. **Quellen:** Wikipedia (2007) (rechts); NASA, JPL (2007) (links)

liptischer Breite überein. Wahrscheinlich ähnelt die elementare Zusammensetzung der Staubteilchen des präsolaren Nebels der Zusammensetzung des interstellaren Staubes. Deshalb ist die Bestimmung der elementaren Zusammensetzung dieser Staubteilchen von großer Bedeutung für das Verständnis der Planetenentstehung. Bemerkenswerterweise weicht die Größenverteilung der durch Ulysses nachgewiesenen Interstellaren Teilchen von der Staubgrößenverteilung des Interstellaren Mediums (MATHIS & Mitarb., 1977), welche aus astronomischen Infrarotbeobachtungen abgeleitet wurde, ab (LANDGRAF, 2000). Das Fehlen von Interstellaren Staubteilchen  $< 0.3 \mu\text{m}$  innerhalb des Sonnensystems wurde von LANDGRAF & Mitarb. (2000) durch deren Ablenkung durch das magnetische Dipolfeld der Sonne erklärt. Dieser Effekt wurde sowohl durch die Cassini-Messungen innerhalb der Erdbahn als auch durch neu ausgewertete Galileo-Messungen bestätigt (ALTOBELLI & Mitarb., 2003; ALTOBELLI & Mitarb., 2005).

**Interplanetarer Staub (Interplanetary Dust Particles – IDP)** Im Gegensatz zu interstellarem Staub bewegen sich diese Teilchen überwiegend auf elliptischen Bahnen mit geringer Neigung zur Ekliptik um die Sonne. Sie bilden die Zodiakalwolke (Abb. 1.1), welche sowohl durch das Infrarot-Satellitenteleskop IRAS (REACH, 1988; REACH, 1991; REACH, 1992; DERMOTT & Mitarb., 1991) als auch mittels Staubsensoren auf Satelliten (GRÜN & Mitarb., 1997; KEMPF & Mitarb., 2004; HILLIER & Mitarb., 2007) intensiv untersucht wurde. Quellen dieser Staubpopulation innerhalb der Jupiterbahn sind kurzperiodische Kometen vom Jupiter-Typ und kollidierende Asteroiden (DERMOTT & Mitarb., 1991; LIOU & Mitarb., 1995), aber auch Staubfontainen auf vulkanisch aktiven Monden wie beispielsweise der Schwefelvulkanismus des Jupitermondes Io (GRÜN & Mitarb., 1996; POSTBERG & Mitarb., 2006; SPENCER & Mitarb., 2007). Über Quellen des interplanetaren Staubs außerhalb der Jupiterbahn ist nur wenig bekannt. Vor Cas-



**Abbildung 1.2:** Der Saturn und seine Ringe aufgenommen von der Raumsonde Cassini, die zu diesem Zeitpunkt in Saturns Schatten war. In dieser Konfiguration sieht man überwiegend vorwärts gestreutes Licht, wodurch optisch dünne Ringe aus kleinen Teilchen heller als optisch dichte Ringe aus großen Teilchen erscheinen. Gut zu erkennen sind (von außen nach innen) der E-, G- und F-Ring, wobei der F-Ring der hellste Ring ist. Der A-Ring ist dunkler als die Cassini-Teilung, während Teile des B-Rings sogar tiefschwarz erscheinen. Abschließend ist der C- und D-Ring zu erkennen. **Quelle:** NASA, JPL (2006)

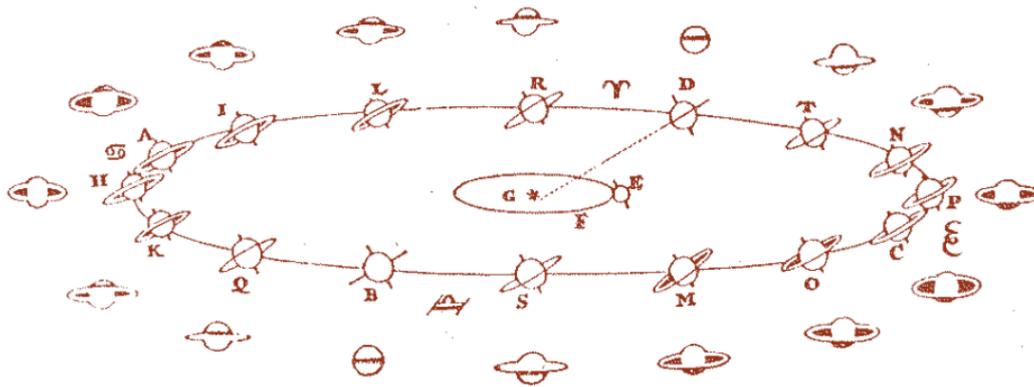
sini führten nur die Staubsensoren auf den Pioneer-Satelliten Messungen im äußeren Sonnensystem aus (HUMES, 1980), deren Aussagekraft mit großer Wahrscheinlichkeit durch systematische Instrumenteneffekte stark beeinträchtigt sind (DIKAREV & GRÜN, 2002). Die Anzahl der durch den Cassini-Staubdetektor zwischen Jupiter und Saturn registrierten Einschläge interplanetarer Teilchen waren ausreichend (ALTOBELLI & Mitarb., 2007), um die Schlußfolgerungen von LANDGRAF & Mitarb. (2002) bezüglich der äußeren Quellen des interplanetaren Staubs zu bekräftigen.

**Planetarer Staub** Planetarer Staub ist sowohl das Material der Staubringe um Planeten als auch der ihre Monde einhüllenden Staubwolken. Diese Staubart wird im jeweiligen planetaren System produziert. Die wichtigsten staubproduzierenden Prozesse sind die Erosion von Mondoberflächen und großen Ringkörpern durch Hochgeschwindigkeitseinschläge größerer Staubteilchen (KRIVOV & Mitarb., 2003; SREMČEVIĆ & Mitarb., 2003) – der sogenannte Impaktor-Ejekta-Prozeß – als auch Vulkanausbrüche auf geologisch aktiven Monden wie beispielsweise Enceladus (SPAHN & Mitarb., 2006b) (Abb. 1.1) und Triton (SMITH & Mitarb., 1989). Der planetare Staub des Saturnsystems ist der Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit.

Jede dieser Staubsorten wurde von den Staubsensoren auf der Ulysses-, Galileo- und Cassini-Sonde nachgewiesen (GRÜN & Mitarb., 1993; GRÜN & Mitarb., 1995b; GRÜN & Mitarb., 1995a).

## 1.2 Das Saturnsystem

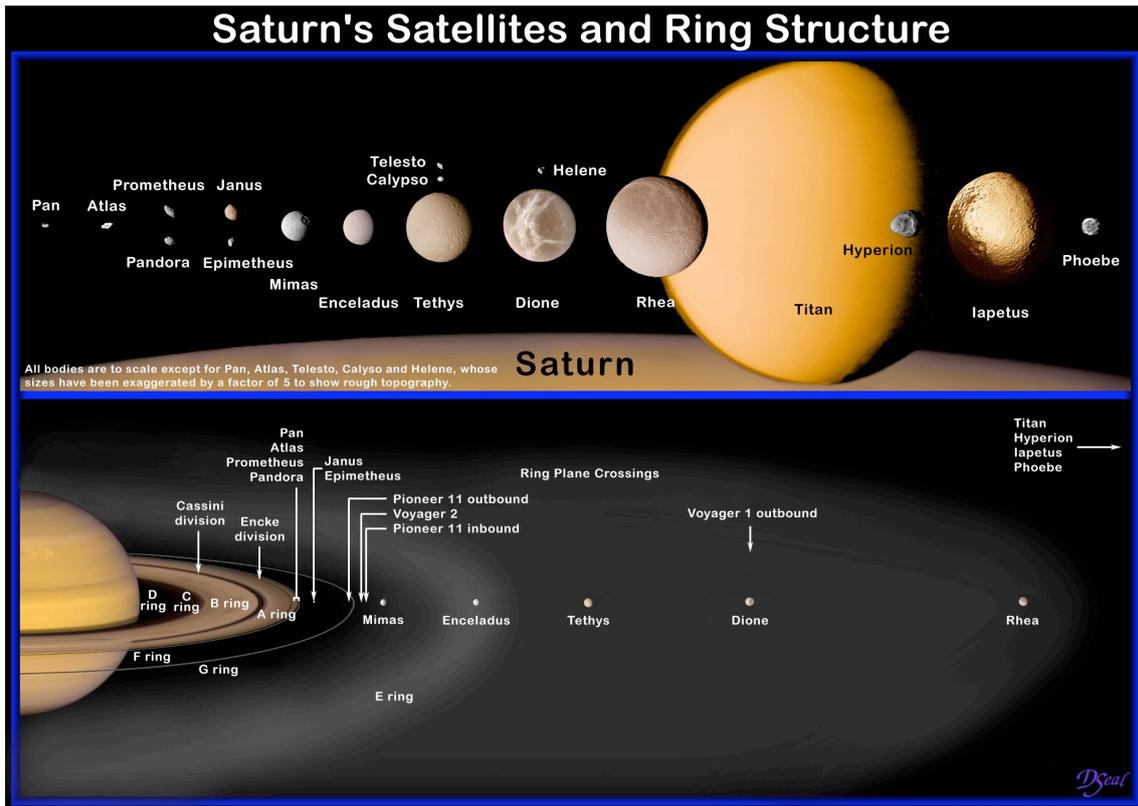
In dieser Arbeit wird hauptsächlich die Dynamik des äußeren Staubrings des Saturns untersucht. Dieser Riesen-Gasplanet ist für sein ausgeprägtes Ringsystem berühmt. Entdeckt wurde das Hauptringsystem 1610 von GALILEO GALILEI, der dieses jedoch für zwei Monde gehalten hat. Die wahre Natur der GALILEO-Entdeckung wurde von CHRISTIAAN HUYGENS



**Abbildung 1.3:** CHRISTIAAN HUYGENS' Deutung der frühen teleskopischen Beobachtungen des Saturns durch einen Ring in seinem 1659 erschienenem Buch "Systema Saturnium". Die äußeren Bilder zeigen die teleskopischen Abbilder des Saturns im Verlauf eines Saturnjahres. Die unterschiedliche Sichtbarkeit des Ringes wird auf die Neigung der Rotationsachsen des Saturns zurückgeführt. Die Sichtbarkeit der Ringe wird durch den Winkel zwischen der Ringebene des Saturns und der Ekliptik bestimmt: ist die Ringebene parallel zur Ekliptik (Phasen B und D), ist das Ringsystem nicht beobachtbar, dagegen sind die Ringe zum Zeitpunkt des maximalen Winkelabstands besonders gut sichtbar (Phasen A und C).

aufgeklärt. In seinem 1659 erschienenem Buch "Systema Saturnium" erklärt er das periodische Verschwinden und Wiederkehren der Strukturen durch ein bezüglich der Bahnebene der Erde geneigten Ring (Abb. 1.3). Er ist auch der Entdecker des planetengroßen Saturnmonds Titan. Der italienisch-französische Astronom GIOVANNI DOMENICO CASSINI entdeckte 1675 die heute nach ihm benannte Teilung zwischen dem A- und B-Ring und vermutete, daß die Ringe aus kleinen einzelnen Partikeln bestehen. Heute kennen wir sieben Saturnringe, die sich in ihrer Zusammensetzung und Dynamik teilweise erheblich unterscheiden. Die Bezeichnung der Ringe erfolgt durch Buchstaben, welche in der Reihenfolge der Entdeckung zugeordnet wurden. Der A-, B-, C- und D-Ring bilden das optisch dominierende Hauptringsystem, dessen bemerkenswert geringe vertikale Dicke von ungefähr 100 m durch die zahlreichen Stöße zwischen den Ringkörpern eingestellt wird. Dagegen spielen Stöße zwischen den Teilchen der äußeren diffusen Ringe für deren Dynamik keine Rolle. Aufgrund ihrer geringen optischen Tiefe sind diese Ringe nur unter bestimmten geometrischen Voraussetzungen astronomisch beobachtbar. CUZZI & Mitarb. (2002) geben eine umfassende Einführung in das Themengebiet, die allerdings auf dem Erkenntnisstand bevor Cassini beruht. Neueste Ergebnisse werden übersichtsweise von SPAHN (2007) vorgestellt. Die wichtigsten Eigenschaften der Ringe sind in der Tabelle 1.2 zusammengefasst.

Der Gasriese Saturn ist der zweitgrößte Planet in unserem Sonnensystem. Er trägt den Namen des römischen Gottes Saturn, dem Vater des Jupiters. Aufgrund seiner schnellen Rotation entspricht seine Form, wie die aller Gasplaneten, einem abgeflachten Rotationsellipsoid. Aus diesem Grund ist sein Gravitationsfeld nicht kugelsymmetrisch, sondern hat ein starkes Quadrupolmoment  $J_2$  (CAMPBELL & ANDERSON, 1989). Der innere Gesteinskern trägt eine Schicht aus metallischem Wasserstoff umgeben von einer dicken Gasatmosphäre, welche aus 93,2% Wasserstoff und 6,7% Helium besteht (CONRATH & Mitarb., 1984). Die middle-



**Abbildung 1.4:** Übersicht des Saturnsystems. Im oberen Bild sind einige Saturnmonde im Größenvergleich gezeigt. Das untere Bild zeigt die Ausdehnungen der Saturnringe und die Positionen der eingebetteten Monde.

**Tabelle 1.1:** Eigenschaften und Daten des Saturns

mittlerer Radius ( $R_S$ )	60.330 km
Masse ( $M_{Sat}$ )	$5,68 \cdot 10^{26}$ kg
mittlerer Abstand zur Sonne	9,6 AU
Umlaufzeit um die Sonne	29,5 Jahre
Eigenrotation	10,8 Stunden
Neigung der Rotationsachse	$26,7^\circ$
magnetische Feldstärke	$21,5 \mu T$

re Dichte des Planeten, etwas kleiner als die des Wassers, ist die geringste aller Planeten des Sonnensystems. Ähnlich wie Jupiter zeigt die obere Saturnatmosphäre Sturmbänder und einen periodisch wiederkehrenden Riesenzyclon, den "Great White Spot". Bemerkenswert ist das nahezu dipolartige Magnetfeld des Planeten, dessen Symmetrieachse weniger als  $1^\circ$  gegenüber der Rotationsachse geneigt ist (CONNERNEY, 1993). Diese Eigenschaft zusammen mit dem starken  $J_2$ -Moment des planetaren Gravitationsfelds ist von großer Bedeutung für die Struktur und Dynamik der diffusen Staubringe. Einige Werte des Saturns sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst.

**Tabelle 1.2:** Die Ringe des Saturn-Systems

	Grenzen				Dicke		optische Tiefe
	(km)	(R <sub>S</sub> )	(km)	(R <sub>S</sub> )	(km)		
D-Ring <sup>1</sup>	66970	1.11	74510	1.23	0.1	0.1	10 <sup>-5</sup>
C-Ring <sup>1</sup>	74510	1.23	92000	1.52	0.1	0.1	10 <sup>-1</sup>
B-Ring <sup>1</sup>	92000	1.52	117580	1.95	0.1	0.1	1.5
A-Ring <sup>1</sup>	122170	2.02	136780	2.27	0.1	0.1	5 · 10 <sup>-1</sup>
F-Ring <sup>2</sup>	140180	2.32	140270	2.32	6.5	6.5	10 <sup>-1</sup>
G-Ring <sup>3</sup>	165000	2.73	176000	2.92	280	280	10 <sup>-6</sup>
E-Ring <sup>1</sup>	189870	3.15	256900	4.26	9000	9000	3 · 10 <sup>-6</sup>
	256900	4.25	420000	6.96	9000	17000	3 · 10 <sup>-6</sup>

<sup>1</sup>(CUZZI & Mitarb., 1984)<sup>2</sup>(BOSH & Mitarb., 2002)<sup>3</sup>(LISSAUER & FRENCH, 2000)**Tabelle 1.3:** Physikalische Eigenschaften und Orbitalparameter ausgewählter Saturnmonde

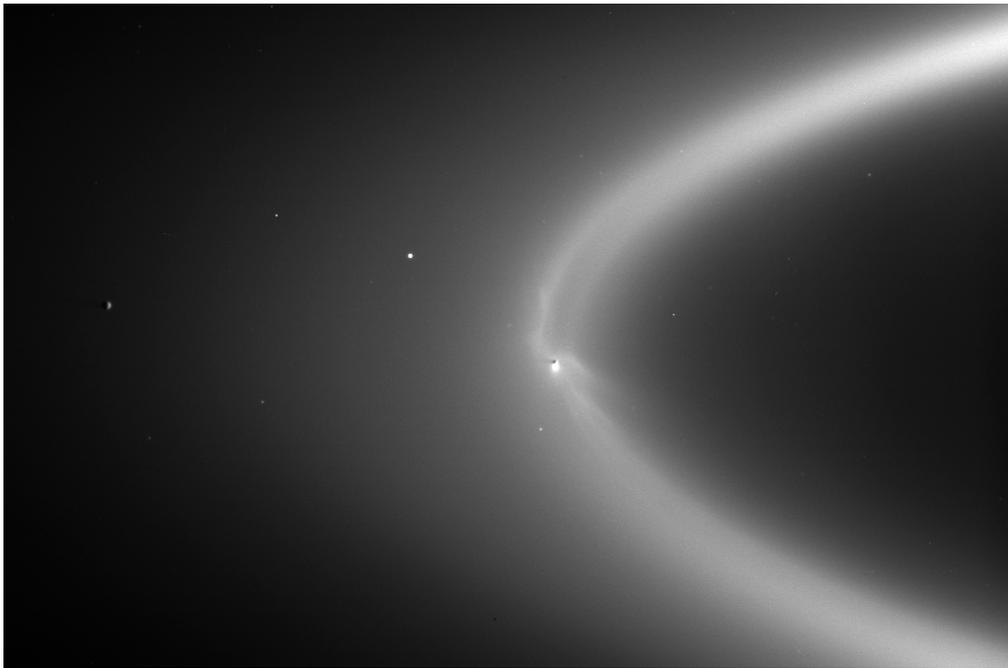
	a <sup>1</sup>		e <sup>1</sup>	i <sup>1</sup>	Umlaufzeit	Masse <sup>2</sup>	Radius <sup>3</sup>	Hill-Radius
	(km)	(R <sub>S</sub> )						
Mimas	186038	3.08	0.022	1.53	0.947	3.750 · 10 <sup>19</sup>	199	521
Enceladus	238410	3.95	0.004	0.02	1.374	1.080 · 10 <sup>20</sup>	252	950
Tethys	294974	4.89	0.001	1.09	1.892	6.176 · 10 <sup>20</sup>	536	2102
Dione	377647	6.26	0.002	0.02	2.740	1.096 · 10 <sup>21</sup>	562	3259
Rhea	527231	8.74	0.001	0.35	4.520	2.307 · 10 <sup>21</sup>	764	5831
Titan	1222265	20.26	0.029	0.33	15.954	1.345 · 10 <sup>23</sup>	2575	52419

<sup>1</sup>(MURRAY & DERMOTT, 1999)<sup>2</sup>(SEIDELMANN & Mitarb., 2002)<sup>3</sup>(ROATSCH & Mitarb., 2006)

Neben den Ringen besitzt der Saturn ein ausgeprägtes Mondsystem. Während die kleinsten Monde nur wenige Kilometer messen, ist die Masse des größten Saturnmondes Titan mit einem Durchmesser von 5150km ausreichend, um eine Atmosphäre zu binden. Die Eismonde Mimas, Enceladus, Tethys, Dione und Rhea sind im diffusen E-Ring eingebettet. Die Eigenschaften der für diese Arbeit wichtigen Monde sind in Tabelle 1.3 aufgeführt.

## 1.2.1 Der E-Ring

Diese Arbeit behandelt überwiegend die Dynamik des E-Rings, welcher der größte bekannte planetare Ring des Sonnensystems ist. Der optisch dünne E-Ring wurde 1966 von FEIBELMAN entdeckt. Selbst an seiner dichtesten Stelle findet man höchstens ein Ringteilchen pro Kubikmeter, weshalb Stöße zwischen Ringteilchen für die Dynamik des Rings bedeutungslos sind. Das an den Hauptringen reflektierte Sonnenlicht überstrahlt fast immer den optisch dünnen E-Ring. Optische Aufnahmen des Rings sind nur möglich, falls sich der Beobachter entweder im Kernschatten des Saturns oder direkt in der Ringebene befindet. Seit seiner Entdeckung wurde der Ring während jedes Durchgangs der Erde durch die Saturn-Ringebene beobach-



**Abbildung 1.5:** Cassini-Aufnahme des E-Rings. Enceladus befindet sich in der Mitte des Staubtorus. Die von dem Mond ausgehenden “Staubfäden” werden durch die Eisvulkane in der Südpol-Umgebung erzeugt. Links von Enceladus ist der Eismond Tethys zu erkennen. Das Bild wurde aus einer Entfernung von ungefähr  $2.1 \cdot 10^6$  km  $15^\circ$  oberhalb der Ringebene aufgenommen. **Quelle:** NASA/JPL/SCI PIA08321

tet (BAUM & Mitarb., 1981; NICHOLSON & Mitarb., 1996; DE PATER & Mitarb., 1996; DE PATER & Mitarb., 2004). Des weiteren zeichneten die Raumsonden Pioneer 11, Voyager 1 und Voyager 2 Bilder des Rings während ihrer Vorbeiflüge am Saturn auf. In den optischen Aufnahmen erstreckt sich der Ring zwischen  $3R_S$  und  $7R_S$  und umfaßt somit die Bahnen der Eismonde Mimas ( $r_M \sim 3.07R_S$ ), Enceladus ( $r_E \sim 3.95R_S$ ), Tethys ( $r_T \sim 4.88R_S$ ) und Dione ( $r_D \sim 6.25R_S$ ). Zwischen der Mimas- und Enceladus-Bahn ist die Halbwertsdicke des Rings 9000 km; außerhalb der Enceladus-Bahn wächst die Halbwertsdicke auf ungefähr  $15000 \text{ km}^1$  am äußeren Rand des Ringes an (DE PATER & Mitarb., 2004). Die starke Zunahme der Ringdicke mit dem radialen Abstand erfordert eine relative breite Inklinationsverteilung zumindest der optische Tiefe dominierenden Ringteilchen. Dieses Phänomen stellte sich als die größte Herausforderung an die dynamische Modellierung des E-Rings heraus. Keines der vor der Cassini-Mission publizierten Modelle konnte das vertikale Ringprofil befriedigend reproduzieren.

Die dichteste Stelle im Ring ist nahe der Enceladus-Bahn, weshalb der Mond schon frühzeitig als Hauptquelle der Staubteilchen vorgeschlagen wurde. Die Einspeisung frischen Staubs in den Ring ist in Abb. 1.5 deutlich zu erkennen. wiesen DE PATER & Mitarb. anhand des Helligkeitsprofils nach, daß auch der Mond Tethys eine Quelle von Ringteilchen ist. Wahrscheinlich tragen alle Ringmonde zur Auffrischung des Rings bei (JUHÁSZ & HORÁNYI, 2002; SPAHN & Mitarb., 2006a).

<sup>1</sup>nach BAUM & Mitarb. (1981; 1984) beträgt die maximale Halbwertsdicke des Rings sogar  $\sim 40000 \text{ km}$

Bemerkenswert ist die ungewöhnliche “blaue” Farbe des Rings, welche auf eine enge Größenverteilung der Ringteilchen deutet. Nicholson & Mitarb. (NICHOLSON & Mitarb., 1996) schlußfolgerten, daß deren Größenverteilung ihr Maximum zwischen  $0.3\mu\text{m}$  und  $3\mu\text{m}$  haben muß. Dies ist erstaunlich, da die Größenverteilung hauptsächlich durch die Eigenschaften der Staubquelle bestimmt wird. Die Reservoirs der vor Cassini bekannten “roten” planetaren Staubringe (siehe beispielsweise BURNS & Mitarb. (1984)) werden mit Teilchen aufgefrischt, die durch Einschläge schneller interplanetarer oder interstellarer Staubteilchen auf die Oberflächen von Ringmonden erzeugt werden. Dieser sogenannte *Impaktor–Ejekta–Prozeß* zeichnet sich durch eine breite Größenverteilung aus. Die Ursache des engen Größenspektrums des E-Rings muß daher entweder eine besondere Eigenschaft der Staubquelle sein oder durch die Ringteilchendynamik verursacht werden. HORÁNYI & Mitarb. (1992) zeigten, daß dynamische Selektionsmechanismen tatsächlich eine enge Größenverteilung bewirken können. Die eigentliche Ursache der blauen Ringfarbe wurde im Jahr 2005 durch Messungen des Neutralgasspektrometers, der UV-Kamera und des Staubdetektors während eines dichten Vorbeiflugs der Cassini–Raumsonde am Enceladus entdeckt (WAITE & Mitarb., 2006; HANSEN & Mitarb., 2006; SPAHN & Mitarb., 2006b): Eisevulkane am Südpol speisen bis zu 5 mal mehr Staubteilchen als der Impaktor–Ejekta–Prozeß in den Ring (SPAHN & Mitarb. (SPAHN & Mitarb., 2006b), siehe auch Abb. 1.5 und Abb. 1.1 rechts). Interessanterweise berichteten kürzlich DE PATER & Mitarb. (2006) über die Entdeckung eines “blauen” Uranus–Rings, dessen radiales Helligkeitsprofil wie der E-Ring am Bahnabstand eines eingebetteten Mondes sein Maximum hat.

SHOWALTER & Mitarb. (1991) fassten alle zu diesem Zeitpunkt verfügbaren Daten zu einem konsistenten empirischen Ring-Modell zusammen. In ihrem axialsymmetrischen Modell wird die radiale Abhängigkeit der Flächendichte<sup>2</sup>  $n_{\perp}$  durch ein Paar von Potenzgesetzen beschrieben: zwischen dem inneren Rand und der Enceladus–Bahn skaliert die Flächendichte mit dem Abstand wie  $n_{\perp}(r) \sim r^{15}$ , während sie außerhalb der Enceladus-Bahn wie  $n_{\perp}(r) \sim r^{-7}$  abfällt. Die vertikale Ringstruktur wurde durch ein Gauss–Profil approximiert, dessen Breite  $\sigma$  vom radialen Abstand wie

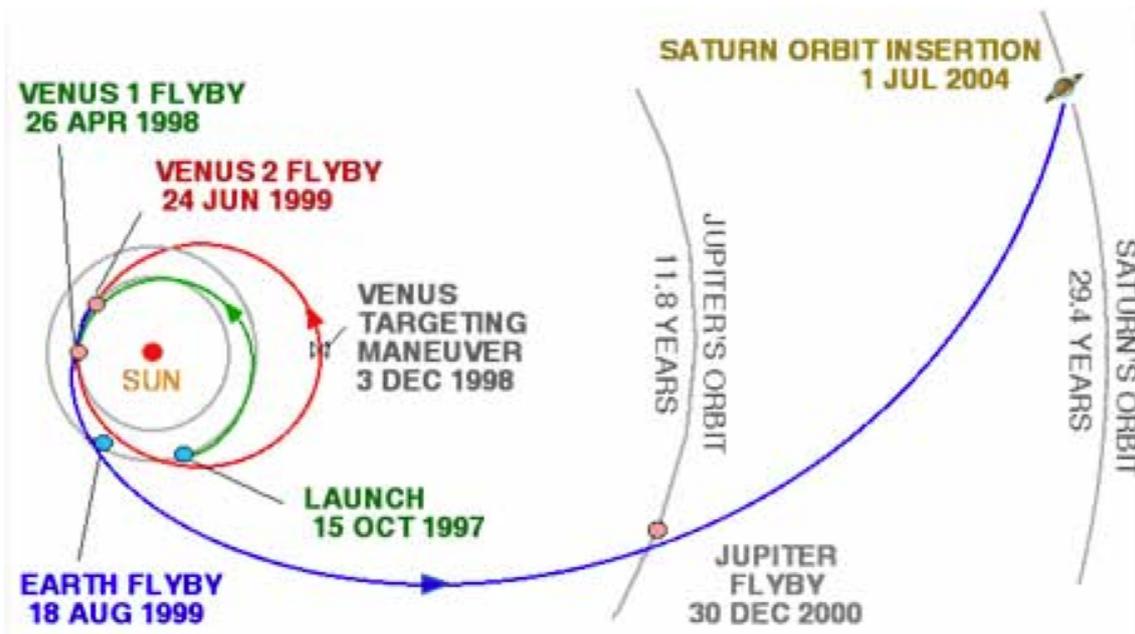
$$\sigma(r) = \sigma(3R_S) \left( \frac{\sigma(8R_S)}{\sigma(3R_S)} \right)^{(r-3R_S)/5R_S} \quad (1.1)$$

abhängt, wobei  $\sigma(3R_S) \sim 2500\text{km}$  und  $\sigma(8R_S) \sim 15900\text{km}$  sind.

### 1.3 Die Cassini-Mission

Das wissenschaftliche Ziel der gemeinsamen NASA/ESA–Mission Cassini–Huygens ist die Erforschung des Saturnsystems (MATSON & Mitarb., 2002). Die NASA-Raumsonde Cassini wird voraussichtlich bis zum Jahr 2010 das Saturnsystem mit 12 Instrumenten erforschen. Die von der europäischen Raumfahrtagentur ESA gebaute Atmosphärensonde Huygens untersuchte die chemische Zusammensetzung sowie die physikalische Struktur der Titanatmosphäre, während sie am 14. Januar 2005 an einem Fallschirm die dichte Gashülle des Mondes durchquerte (LEBRETON & Mitarb., 2005). Insbesondere gelang zum ersten mal Bilder der

<sup>2</sup>Die Flächendichte ist die vertikal integrierte Staubanzahldichte, d.h.  $n_{\perp}(r) = \int n(r,z) dz$ . Für optisch dünne Systeme ist  $n_{\perp}$  direkt zur optischen Tiefe proportional.



**Abbildung 1.6:** Trajektorie der Cassini-Raumsonde im interplanetaren Raum. **Quelle:** NASA/JPL (2005)

Titanoberfläche zur Erde zu übertragen.

Cassini–Huygens wurde am 15. Oktober 1997 gestartet. Abb. 1.6 zeigt die Reise der Raumsonde durch das Sonnensystem zum Saturn. Da die Schubkraft der Titan 4-Rakete für einen direkten Flug zum Saturn nicht ausreicht, führte die Raumsonde dichte Vorbeiflüge an der Venus (26. April 1998 und 24. Juni 1999), Erde (18. August 1999) und am Jupiter (30. Dezember 2000) aus. Während des Vorbeiflugs am Jupiter wurden zum ersten Mal gemeinsame Messungen zweier Raumsonden im äußeren Sonnensystem durchgeführt. Am 1. Juli 2004 schwenkte Cassini–Huygens erfolgreich in ihre Umlaufbahn um den Saturn ein.

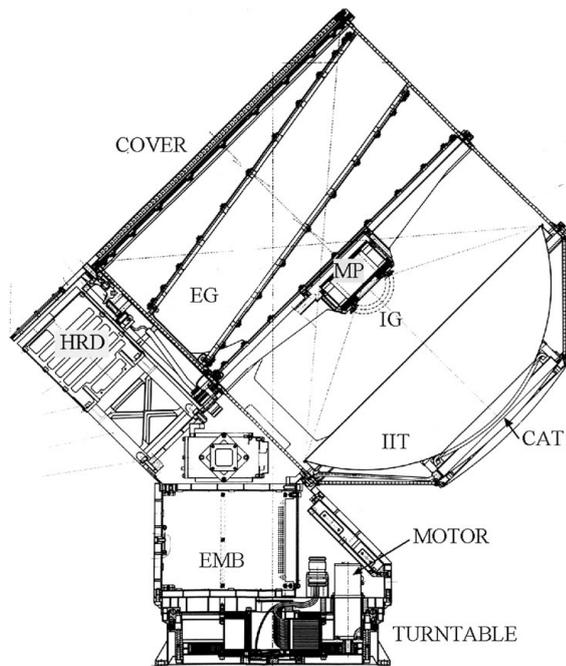
Nachdem das Saturnsystem durch die Raumsonden Pioneer 11, Voyager 1 und Voyager 2 während deren sehr kurzen Vorbeiflügen am Planeten studiert wurde, war die Planung einer langfristigen Mission zum detaillierten Studiums des Systems der nächste logische Schritt. Ursprünglich wurde eine 4-jährige Mission zur Erforschung des Saturns, seines Ringsystems, der Magnetosphäre, des Mondes Titan sowie der Eismonde geplant. Kürzlich beschloß die NASA die sehr erfolgreiche Mission um zwei weitere Jahre zu verlängern. Das Ziel der Mission ist nicht nur das Studium der Einzelsysteme sondern insbesondere die Erforschung der Wechselwirkung zwischen den Systemen. Das Studium des “Systemcharakters” erfordert eine besonders vielseitige und technisch anspruchsvolle Instrumentierung. Diese Forderung erklärt auch die ungewöhnliche Größe der Sonde. Cassini ist mit 12 Instrumenten bestückt, welche wiederum häufig aus unabhängigen Teilinstrumenten bestehen. Die Instrumente können grob in zwei Gruppen unterteilt werden: Instrumente zur Fernerkundung (remote sensing instruments) und in-situ-Detektoren (Tabelle 1.4).

**Tabelle 1.4:** Instrumente auf der Cassini-Sonde. Aufgeführt werden der Instrumentenname, die am Bau und am Betrieb des Instruments beteiligten Länder sowie eine kurze Beschreibung der wissenschaftlichen Aufgaben.

Instrumente	beteiligte Länder	Aufgaben
In-situ-Instrumente		
Cassini Plasma Spectrometer (CAPS)	USA, Fin., F., Ung., Nor., UK	in-situ-Untersuchung sowie Spektroskopie des Plasmas
Cosmic Dust Analyser (CDA)	D., Cz., F., Nor., UK, USA, ESA	in-situ-Analyse kosmischer Staubteilchen
Magnetometer (MAG)	UK, ESA, D., I., USA	hochpräzise Magnetfeldmessungen
Ion and Neutral Mass Spectrometer (INMS)	USA, D.	spektroskopische Analysen geladener und neutraler Gasteilchen
Magnetospheric Imaging Instrument (MIMI)	USA, F., D.	globale Untersuchung der Saturnmagnetosphäre und der Wechselwirkung mit dem Sonnenwind
Radio and Plasma Wave Science (RPWS)	USA, Ö., F., S., UK, ESA	Messung des elektrischen und magnetischen Feldes sowie der Elektronendichte und Temperatur des Plasmas
Fernerkundungsinstrumente		
Cassini Radar (RADAR)	USA, F., I., UK	Radarbeobachtungen der Oberfläche Titans und der Eismonde
Composite Infrared Spectrometer (CIRS)	USA, Ö, F., D., I., UK	Infrarotspektroskopie des Saturns, seiner Monde und Ringe zur Bestimmung der Temperatur und Zusammensetzung
Imaging Science Subsystem (ISS)	USA, F., D., UK	Multispektrale Kamera zur Beobachtung des Saturns, seiner Monde und Ringe
Radio Science Instrument (RSS)	USA, I.	Atmosphären- und Ring-Struktur-Analyse, sowie Messung von Gravitationsfeldern
Ultraviolet Imaging Spectrograph (UVIS)	USA, F., D., UK	Ultraviolette Spektralanalyse der Atmosphäre und Ringe
Visible and Infrared Mapping Spectrometer (VIMS)	USA, F., I., UK	Abbildung des Spektrums im optischen und infraroten Wellenlängenbereich zur Untersuchung von Oberflächen, Atmosphären und Ringen.

## 1.4 Der Cassini-Staubdetektor CDA

Da diese Arbeit auf den Untersuchungen der Staubumgebung des Saturns mittels des Cassini-Staubdetektors CDA aufbaut, soll dieses Instrument im Folgendem kurz beschrieben werden.

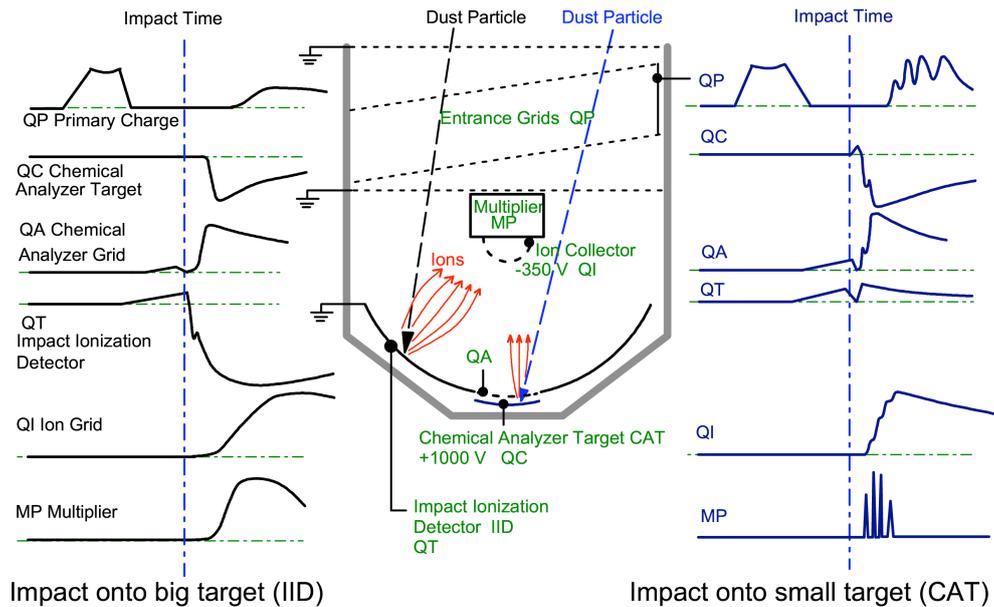


**Abbildung 1.7:** Der Cassini-Staubdetektor CDA. **Links:** Zustand des Instruments vor der Integration in die Raumsonde. **Rechts:** Schnitt durch das Instrument (EG – Eintrittsgitter, IG – Ionengitter, EMB – Elektronikbox, IIT – Einschlagstarget des Einschlagsionisationsdetektors IID, CAT – Einschlagstarget des Massenspektrometers CA). **Quelle:** SRAMA & Mitarb. (2004).

Der *Cosmic Dust Analyser* (CDA) (SRAMA & Mitarb., 2004) auf der Raumsonde Cassini untersucht die physikalischen und mineralogischen Eigenschaften von Staubteilchen. Er besteht aus zwei unabhängigen Instrumenten: dem Hochratendetektor HRD (*High Rate Detector*) und dem Staubanalysator DA (*Dust Analyser*).

### 1.4.1 Hochratendetektor HRD

Aufgrund der notwendigen komplexen Verarbeitung der Impaktionisationssignale kann der DA höchstens einen Einschlag pro Sekunde registrieren. Da die Einschlagsraten im dichten Kern des E-Rings bis zu drei Größenordnungen höher sind, wurde die CDA-Instrumentierung durch einen Hochratendetektor ergänzt, der bis zu 10000 Einschläge pro Sekunde nachweisen kann. Das Funktionsprinzip des HRDs beruht auf der durch einen Staubeinschlag bewirkten kurzzeitigen Depolarisation dünner Polyvinylidenfluorid-Folien (PVDF). Der hierdurch erzeugte kurze Ladungspuls hängt sowohl von der Masse als auch von der Geschwindigkeit des Teilchens ab, wodurch bei bekannter Geschwindigkeit eine grobe Bestimmung der Staubmasse möglich ist (SIMPSON & TUZZOLINO, 1985). Der HRD besteht aus 2 unabhängigen Foliensensoren: einer  $28\mu\text{m}$ -dicken  $50\text{cm}^2$ -Folie (M-Sensor) und einer  $6\mu\text{m}$ -dicken  $10\text{cm}^2$ -Folie (m-Sensor). Angaben zur Sensorkalibration findet man in SRAMA & Mitarb. (2004) und in KEMPF & Mitarb. (2007).



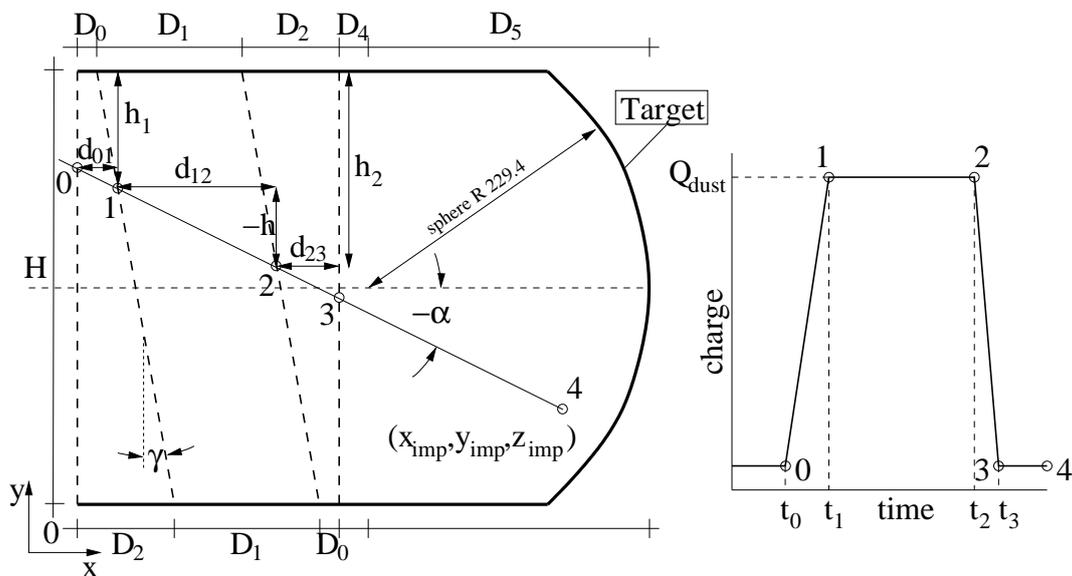
**Abbildung 1.8:** Schematische Darstellung des CDA–Aufbaus (**mittlere Abb.**) sowie typischer Datensätze für einen Einschlag auf das äußere Target IIT (**linke Abb.**) sowie auf das innere Target CAT (**rechte Abb.**). **Quelle:** SRAMA & Mitarb. (2004).

## 1.4.2 Staubanalysator DA

Der DA ist für Teilcheneinschläge in einem großem Geschwindigkeits- ( $1 \dots 100 \text{ km s}^{-1}$ ) und Massenbereich ( $5 \cdot 10^{-18} \dots 10^{-12} \text{ kg}$  bei  $v_d \approx 20 \text{ km s}^{-1}$ ) empfindlich und bestimmt die Geschwindigkeit, Masse, elektrostatische Ladung und die elementare Zusammensetzung der einschlagenden Teilchen. Dies wird durch die Kombination von drei Instrumenten ermöglicht: dem Einschlagsionisationsdetektor IID (*Impact Ionisation Detector*), dem Massenspektrometer CA (*Chemical Analyser*) und dem Ladungsdetektor QP. Abb. 1.7 zeigt das Instrument vor der Integration in die Raumsonde gemeinsam mit einer technischen Darstellung des inneren Aufbaus des Sensors.

### Einschlagsionisationsdetektor IID

Der IID ist eng mit den Staubsensoren der Galileo- und Ulysses-Raumsonden verwandt (GRÜN & Mitarb., 1992a; GRÜN & Mitarb., 1992b) und besteht aus einem hemisphärischen Target und einem Ionengittersystem, welches sich vor dem Multiplier des Massenspektrometers CA befindet. Ein Hochgeschwindigkeitseinschlag auf das Target erzeugt eine Mischung aus Plasma, neutralem Gas sowie mikroskopischen Bruchstücken sowohl des Staubteilchens als auch des Targetmaterials. Das Funktionsprinzip des IID beruht auf der Analyse der zeitlichen Entwicklung sowie der Menge des Einschlagsplasmas, dessen Bestandteile nach der Trennung des Plasmas im elektrischen Feld zwischen dem Target und dem Ionengitter an mehreren Elektroden gesammelt und nachfolgend verstärkt werden (QI: positive Ionen, QC und QT: Elektro-



**Abbildung 1.9:** Der Ladungssensor QP ist aus 4 Gittern (0...3) aufgebaut, welche vor dem IID im Eintrittstubus des CDA montiert sind. Die beiden inneren Gitter ( $8.99^\circ$  bezüglich der Instrumentennormale geneigt montiert) sind mit einem Ladungsverstärker verbunden, während die äußeren geerdeten Gitter gemeinsam mit dem Eintrittstubus einen Faraday-Käfig für die Meßgitter bilden. Staubteilchen durchfliegen das QP-System entlang einer geraden Trajektorie, bevor sie auf das Target aufschlagen. Befindet sich das geladene Teilchen innerhalb des QP-Systems ( $t_0 \leq t \leq t_3$ ), induziert es seine Ladung auf die Meßgitter. Das induzierte Signal wächst linear, solange sich das Teilchen dem Gitter 1 nähert ( $t_0 \leq t < t_1$ ). Solange sich das Teilchen zwischen den Meßgittern 1 und 2 befindet ( $t_1 \leq t < t_2$ ), ist das konstante induzierte Signal direkt zur Staubladung proportional. Nach Passieren des Meßgitters 2 fällt das Signal linear bis das Teilchen das QP-System verläßt ( $t_2 \leq t < t_3$ ). Die rechte Abbildung zeigt den zeitlichen Verlauf des hierdurch erzeugten QP-Ladungssignals. Die zeitliche Dauer des Signals als auch der zeitliche Abstand zum Zeitpunkt des Einschlags ( $t_4$ ) erlauben eine verlässliche Bestimmung der Einschlagsgeschwindigkeit des geladenen Teilchens. **Quelle:** KEMPF & Mitarb. (2004).

nen). Abb. 1.8 zeigt typische Meßsignale von Staubeinschlägen. Experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, daß die Zeit zum Erreichen der maximalen Plasmaladung an den Elektroden ausschließlich eine Funktion der Einschlagsgeschwindigkeit ist (EICHORN, 1978), während die Menge des erzeugten Plasmas sowohl von der Einschlagsgeschwindigkeit als auch von der Teilchenmasse abhängt. Die entsprechenden Kalibrationsfunktionen zur Bestimmung der Einschlagsgeschwindigkeit und Staubmasse wurden für den IID von SRAMA (2000) mittels Einschlagsexperimenten im Heidelberger Staubbeschleuniger ermittelt. Die Integration des Flugzeitmassenspektrometers CA in den IID erforderte es, daß Einschlagstarget aufzuspalten. Das innere Target CAT (*Chemical Analyser Target*) besteht aus Rhodium und ist zugleich Bestandteil des CA, während das äußere aus Gold bestehende Target IIT (*Impact Ionisation Target*) ausschließlicher Bestandteil des IID ist. Die sensitive Fläche des IID ist  $0.1\text{m}^2$ , während das Winkelgesichtsfeld des Detektors  $\pm 45^\circ$  beträgt.

### Flugzeitmassenspektrometer CA

Das in den IID integrierte Flugzeitmassenspektrometer ist eine wesentliche Neuerung des CDA gegenüber seinen Vorgängern, da zum ersten Mal ein Instrument zur Analyse der elementaren

Zusammensetzung von Staubteilchen mit einer relativ großen empfindlichen Fläche von  $70\text{cm}^2$  zur Verfügung steht. Das Spektrometer bestimmt die Masse der einfach positiv geladenen Ionen des Einschlagsplasmas anhand deren Flugzeit vom Einschlagstarget CAT zum Multiplier in der Mitte des Detektors. Hierzu werden die Ionen in einem starken elektrischen Feld zwischen dem CAT und einem 3 mm über dem Target angebrachten Gitter beschleunigt. Da die übertragene kinetische Energie unabhängig von der Ionenmasse ist, ist die Flugzeit der Ionen ein direktes Maß für deren Masse.

Die Massenauflösung des Spektrometers ist mit  $m/\Delta m \sim 20$  für leichtere Elemente wie Kohlenstoff und  $m/\Delta m \sim 40$  für schwerere Elemente zwar relativ gering. Sie ist jedoch ausreichend, um die mineralogische Natur der detektierten Staubteilchen einzugrenzen.

### **Staubladungssensor QP**

Der Sensor QP zur Bestimmung der elektrostatischen Ladung der Staubteilchen ist ein weitere wichtige Neuerung des CDA (AUER & Mitarb., 2002). Das System besteht aus 4 großflächigen Gittern, welche im Eintrittstubus vor dem IID montiert sind. Abb. 1.9 erläutert die Funktionsweise des Sensors. Neben der Bestimmung der Staubladung ist auch eine simultane Messung der Staubgeschwindigkeit und des Eintrittswinkels in den CDA möglich.

In dieser Arbeit wird die Dynamik der Staubteilchen des äußeren Saturnrings mittels numerischer Modelle detailliert untersucht. Hierzu werden Grundannahmen bisheriger theoretischer Modelle, wie beispielsweise die Abhängigkeit der elektrostatischen Staubladung vom Planetenabstand, anhand neuester Cassini-Daten überprüft und gegebenenfalls verbessert. Die Dynamik diffuser Staubringe ist sehr komplex und umfaßt Methoden und Konzepte aus vielen Gebieten der Physik, Geophysik und Himmelsmechanik, welche in den ersten zwei Kapiteln eingeführt werden. Die Aufladung von Staubteilchen aufgrund ihrer Wechselwirkung mit dünnen Plasmen wird im Kapitel 2 diskutiert, während die auf das Staubteilchen einwirkenden Kräfte im darauffolgenden Kapitel 3 eingeführt werden. Im Kapitel 4 wird die dynamische Entwicklung der jungen Ringteilchen in der Umgebung der Hauptquelle des E-Rings – dem Eismond Enceladus – untersucht. Insbesondere wird der Einfluß des Startorts der Staubteilchen auf der Mondoberfläche auf die Entwicklung der Staubteilchen betrachtet. Die Langzeitentwicklung der Ringteilchen wird mittels numerischer Modelle im Kapitel 5 analysiert. In Kapitel 6 wird auf die Entwicklung eines “normalen” Ringteilchens in ein durch elektromagnetische Kräfte dominiertes sogenanntes Stromteilchen eingegangen. Eine Stabilitätsanalyse von den Mond Rhea umkreisenden Staubteilchen wird in Kapitel 7 vorgestellt. Im abschließendem Kapitel 8 wird noch einmal eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit gegeben.

## 2 Die elektrische Ladung eines Staubteilchens

Im Saturnsystem bewirkt sowohl das Umgebungsplasma als auch die solare UV-Strahlung eine elektrostatische Aufladung der Staubteilchen, weshalb die Bewegung dieser Teilchen erheblich durch das planetare Magnetfeld beeinflusst wird. Aufgrund der großen Bedeutung elektromagnetischer Kräfte für die Dynamik der Ringteilchen wird sowohl der Aufladungsprozeß als solcher als auch die Abhängigkeit des elektrostatischen Potentials der Teilchen vom Abstand zum Planeten im folgendem diskutiert.

### 2.1 Aufladung im Plasma

In einem Plasma eingebettete oder ionisierender Strahlung ausgesetzte Festkörper tragen elektrische Ladungen. Die Änderung der elektrostatischen Ladung  $Q_d$  ist durch die Summe der Ströme  $J_j$  gegeben:

$$\frac{d}{dt}Q_d(\phi_d) = \sum_j J_j(\phi_d) \quad (2.1)$$

(HORANYI, 1996). Hier ist  $\phi_d$  das elektrische Potential des Teilchens. In der Saturnumgebung tragen im wesentlichen der Strom von Plasmaelektronen  $J_e$  und Plasmaionen  $J_I$  auf die Teilchenoberfläche sowie die Emissionsströme aufgrund der Photoionisation  $J_v$  und aufgrund der Sekundärelektronenerzeugung  $J_{sec}$  zur Teilchenladung bei. Die Ströme hängen sowohl von den Plasmaeigenschaften als auch von den Materialparametern des Teilchens ab. Der Gesamtstrom auf den Festkörper

$$J = J_e + J_I + J_v + J_{sec} \quad (2.2)$$

verschwindet im elektrostatischen Gleichgewicht. Das elektrostatische Gleichgewichtspotential  $\phi_d^{(g)}$  ist für größere Teilchen unabhängig von der Teilchengröße und ist nur eine Funktion der Plasmaeigenschaften und des Teilchenmaterials (KIMURA & MANN, 1998).

Für kugelförmige Staubteilchen, welche viel kleiner als die DEBYE-Länge des Umgebungsplasmas sind, gilt

$$Q_d = 4\pi\epsilon_0 r_d \phi_d, \quad (2.3)$$

wobei  $r_d$  der Radius des Teilchens und  $\epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12} \text{AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$  die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ist. Hiermit kann nun die typische Zeitskala  $\tau \sim Q_d / \sum J_j$  zum Erreichen des elektrostatischen Gleichgewichts abgeschätzt werden. Da  $J_j \sim r_d^2$  und  $Q_d \sim r_d$ , folgt  $\tau \sim r_d^{-1}$ . Dies bedeutet, daß große Teilchen schneller das elektrostatische Gleichgewicht mit

ihrer Umgebung erreichen.

Im Folgendem wird die Abhängigkeit der Ladungströme von den Plasmaparametern im einzelnen diskutiert.

### 2.1.1 Elektronen- und Ionen-Ladungströme

Kollidierende Elektronen und Ionen des Umgebungsplasmas können auf der Oberfläche des Teilchens haften bleiben und hierdurch eine negative oder positive Aufladung des Körpers bewirken. Dieser Vorgang entspricht einem Ladungsstrom mit der Polarität des betrachteten Ladungsträgers. Unter der Annahme einer MAXWELL–BOLTZMANN–Verteilung für die Geschwindigkeiten der betrachteten Plasmakomponente sowie einer gegenüber der thermischen Geschwindigkeit vernachlässigbaren Geschwindigkeit des Teilchens findet man:

$$J_{e,i} = J_{e,i}^0 \begin{cases} 1 - \chi_{e,i} & \text{für } \chi_{e,i} \leq 0 \\ e^{-\chi_{e,i}} & \text{für } \chi_{e,i} > 0 \end{cases} \quad (2.4)$$

mit

$$J_{e,i}^0 = \mp e_0 \pi r_d^2 n_{e,i} \bar{v}_{e,i} \quad (2.5)$$

und

$$\chi_{e,i} = \mp \frac{e_0 \Phi_d}{k_B T_{e,i}} \quad (2.6)$$

(WHIPPLE, 1981; JURAC & Mitarb., 1995; HORANYI, 1996). Hier ist  $e_0 = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{C}$  die Elementarladung,  $k_B = 1,3807 \cdot 10^{-23} \text{JK}^{-1}$  die BOLTZMANN–Konstante,  $n_{e,i}$  die Anzahl-dichte,  $T_{e,i}$  die Temperatur,  $m_{e,i}$  die Masse sowie

$$\bar{v}_{e,i} = \sqrt{\frac{8k_B T_{e,i}}{\pi m_{e,i}}} \quad (2.7)$$

die thermische Geschwindigkeit der betrachteten Plasmaspezies.

Für schwere Ionen überschreitet die Relativgeschwindigkeit  $v_P$  des Teilchens zum Plasma häufig die thermische Geschwindigkeit  $\bar{v}_{e,i}$  dieser Spezies. Im Regime großer MACHzahlen  $M = v_P/\bar{v}_{e,i}$  ist die Beziehung (2.4) nicht mehr gültig. Für allgemeine MACHzahlen findet man, daß

$$J_i = \frac{J_i^0}{2} \begin{cases} \frac{\sqrt{\pi}}{M} (M^2 + \frac{1}{2} - \chi_{e,i}) \operatorname{erf}(M) + e^{-M^2} & \text{für } \chi_{e,i} \leq 0 \\ \frac{\sqrt{\pi}}{2M} (M^2 + \frac{1}{2} - \chi_{e,i}) (\operatorname{erf}(M + \sqrt{\chi_{e,i}}) + \operatorname{erf}(M - \sqrt{\chi_{e,i}})) + \\ + \frac{1}{2} \left( \left( \frac{\sqrt{\chi_{e,i}}}{M} + 1 \right) e^{-(M - \sqrt{\chi_{e,i}})^2} - \left( \frac{\sqrt{\chi_{e,i}}}{M} - 1 \right) e^{-(M + \sqrt{\chi_{e,i}})^2} \right) & \text{für } \chi_{e,i} > 0. \end{cases} \quad (2.8)$$

## 2.1.2 Sekundärelektronenstrom

Energetische Einschläge von Plasmapartikeln können zur Emission eines oder mehrerer Elektronen führen. Der Fluß der entweichenden Sekundärelektronen entspricht einem positiven Ladungsstrom. Die Effizienz der Sekundärelektronenproduktion  $\delta$  ist eine komplizierte Funktion der Materialeigenschaften als auch der Energieverteilung des Plasmas. Sie zeigt allerdings ein ausgeprägtes Maximum  $\delta_M$  bei dem optimalen Wert  $E_M$  der Energie des Umgebungsplasmas (STERNGLASS, 1954). Für ein Plasma, dessen Geschwindigkeitsverteilung durch die MAXWELL-BOLTZMANN-Verteilung beschrieben wird, ist dann der Ladungsstrom aufgrund der Produktion von Sekundärelektronen in einer guten Näherung

$$J_s = -3.7\delta_M J_e^0 e^{-\chi_e} \begin{cases} F_5(E_M/4k_B T_e) & \text{für } \chi_e > 0 \\ F_{5,B}(E_M/4k_B T_e)(1 - \chi_s)e^{\chi_s} & \text{für } \chi_e \leq 0. \end{cases} \quad (2.9)$$

Hier sind  $B = \sqrt{4e_0\phi_d/E_M}$ ,  $\chi_s = -e_0\phi_d/k_B T_s$  und  $kT_s$  ist die mittlere Energie der Sekundärelektronen, welche typischerweise zwischen 1 eV und 5 eV liegt (HORANYI, 1996). In dieser Arbeit wird eine mittlere Energie von  $kT_s = 2\text{eV}$  angenommen. Weiterhin gilt, daß

$$F_{n,B}(x) = x^2 \int_B^\infty y^n e^{-(xy^2+y)} dy \quad (2.10)$$

sowie  $F_n(x) = F_{n,0}(x)$  (MEYER-VERNET, 1982; HORANYI, 1996).

## 2.1.3 Der Photoionisationsstrom

Die Absorption von energetischen Photonen hauptsächlich der UV-Strahlung der Sonne kann die Emission von Photoelektronen aus der Oberfläche des beleuchteten Teilchens bewirken. Der hierdurch verursachte positive Ladungsstrom berechnet sich in einer guten Näherung als

$$J_v = J_v^0 \begin{cases} 1 & \text{für } \chi_v < 0 \\ e^{-\chi_v} & \text{für } \chi_v \geq 0, \end{cases} \quad (2.11)$$

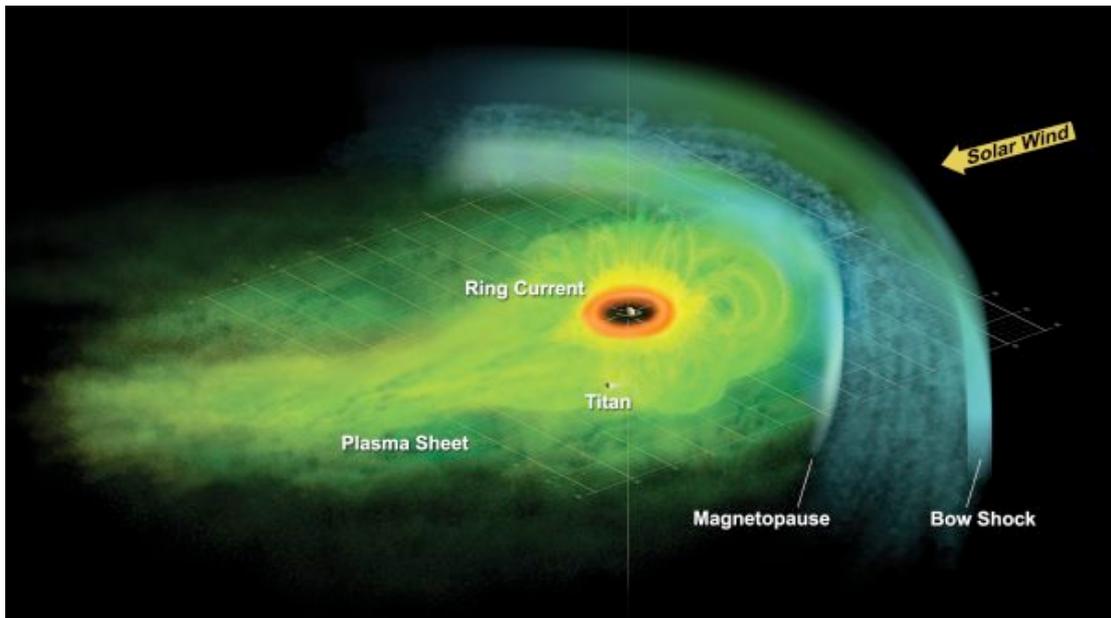
(HORANYI, 1996), wobei

$$\chi_v = e_0\phi_d/k_B T_v \quad (2.12)$$

und  $k_B T_v \approx 1\text{eV} \dots 3\text{eV}$  die mittlere Energie der Photoelektronen ist. In der Saturnumgebung beträgt der Photostrom

$$J_v^0 = e_0\pi r_d^2 \kappa 2.7 \cdot 10^{12} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (2.13)$$

Dieser Fluss ist positiv, da die Elektronen vom Teilchen emittiert werden. Der Materialparameter  $\kappa$  charakterisiert die Effizienz der Photoemission, welche für dielektrische Materialien wie beispielsweise Wassereis ungefähr 0.1 ist (FEUERBACHER & FITTON, 1971).

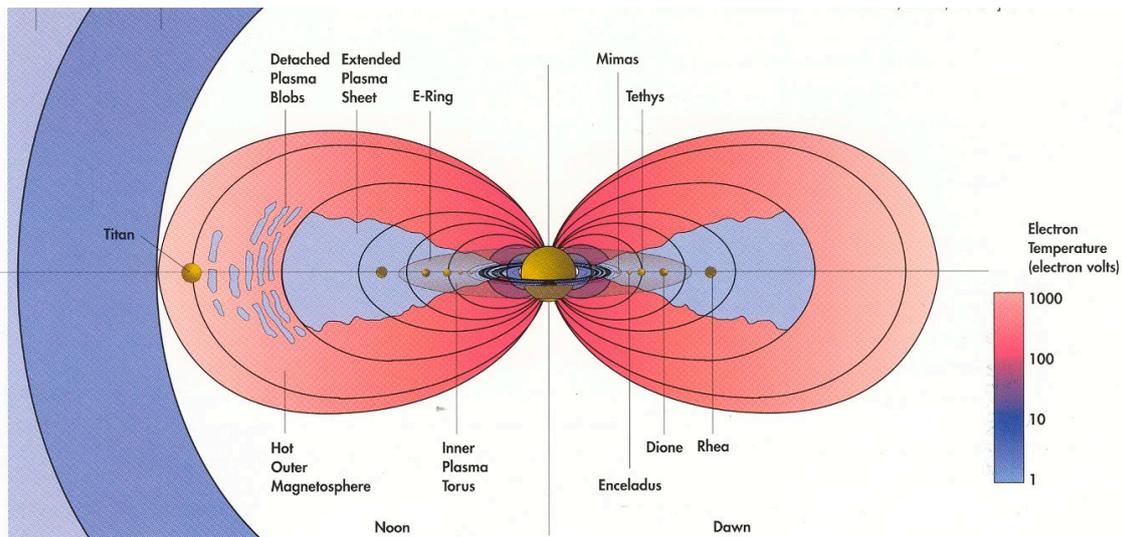


**Abbildung 2.1:** Künstlerische Darstellung der Verteilung des Plasmas innerhalb der Saturnmagnetosphäre basierend auf Messungen der Cassini-Plasmakamera MIMI. Der rote Ring ist ein Torus neutralen Gases, in dessen Inneren sich der Planet befindet. Außerhalb dieser Region verteilen sich hochenergetische Ionen innerhalb einer relativ dünnen Schicht, dem *plasma sheet*, die sich auf der Nachtseite zu einem langen Plasmaschweif ausdünnen. Auf der Tagseite bildet die Magnetopause (MP) die innere Grenzschicht und die Stoßfront (BS) die äußere Grenzschicht zwischen der Magnetosphäre und dem Sonnenwindplasma. **Quelle:** NASA/JPL/JHUAPL

## 2.2 Plasmaumgebung des Saturns

Das Saturnsystem zeichnet sich durch eine komplexe Magnetosphäre aus. Das starke Magnetfeld des Planeten bildet ein Hindernis für den Fluß des Sonnenwindplasmas, wodurch sich eine Stoßfront, der “bow shock”, in Sonnenrichtung ausbildet. Da der magnetische Druck des Sonnenwinds zeitlich variabel ist, schwankt der Abstand der Stoßfront zum Planeten ungefähr zwischen  $15R_S$  und  $40R_S$ . Abb. 2.2 zeigt eine schematische Darstellung der Saturnmagnetosphäre, anhand derer einige wichtige Begriffe eingeführt werden.

Das Plasma im inneren Saturnsystem besteht überwiegend aus Elektronen und einfach geladenen positiven Ionen. Messungen der Plasmainstrumente während der Vorbeiflüge von Voyager 1 und 2 sowie Pioneer 11 am Saturn ergaben, daß die Plasmaelektronen zwei verschiedenen Populationen bilden, die sich aufgrund ihres unterschiedlichen Entstehungsprozesses sowohl bezüglich der Temperatur als auch der Dichte unterscheiden. Die Elektronen der mehrere hundert eV heißen Population werden in der Saturnaurora und den oberen Atmosphärenschichten des Saturns produziert. Ihre mittlere freie Weglänge ist von der Größenordnung des Saturnsystems, weshalb sie durch die wesentlich kälteren Plasmaspezies kaum beeinflusst werden. Die Elektronen der kalten Population (typische Temperaturen von einigen eV) werden durch Photoionisation, Elektronen-Einschlags-Ionisation, Ladungsaustausch oder Dissotiation durch Elektronen von Wassermolekülen des Neutralgases in der Plasmasphäre gebildet (RICHARDSON & SITTNER, 1990). Dieser Prozeß erzeugt auch die Protonen und die Moleküle  $H_2O^+$ ,  $HO^+$ ,  $O^+$ , welche aufgrund ihrer vergleichbaren Masse häufig zur Population der Wasser-



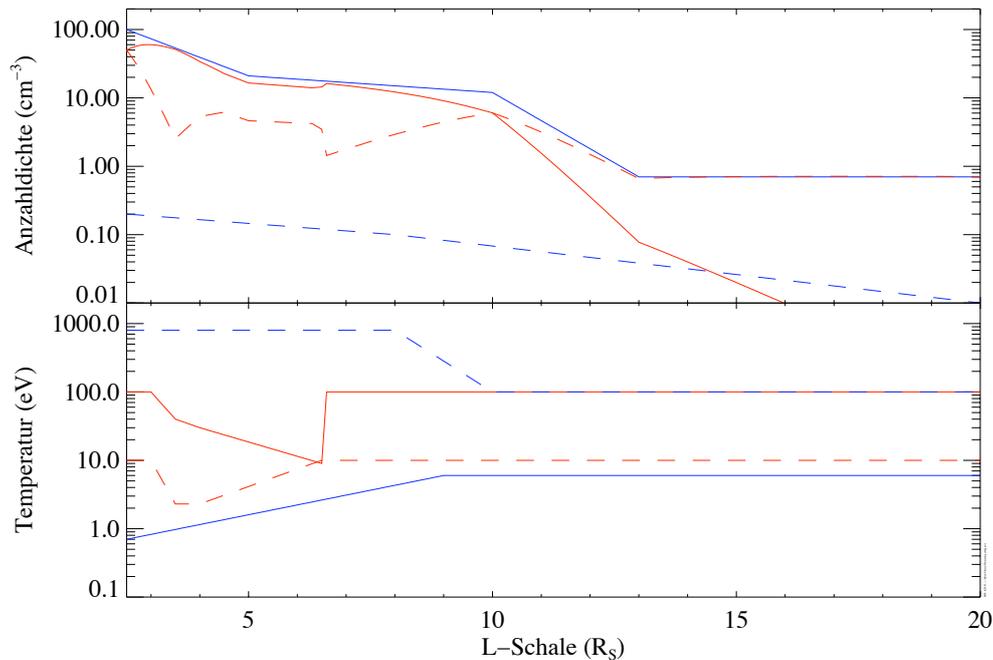
**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung der Saturnmagnetosphäre. Die Magnetosphäre ist ein Hindernis für den Fluß des Sonnenwindplasmas (aus der Richtung der Sonne), weshalb sich auf der Tagseite eine Stoßfront (blau) außerhalb der Titanbahn ausbildet. Innerhalb der Magnetosphäre dominiert das nahezu dipolartige Magnetfeld des Saturns (schwarze Linien). Da die Plasmaspezies um die planetaren Feldlinien gyrieren, sind wesentliche Plasmaeigenschaften wie Temperatur und Dichte entlang einer Feldlinie in erster Näherung konstant. Diese Flächen konstanter Plasmaeigenschaften werden als L-Schalen bezeichnet, wobei diese generell unter der Annahme eines perfekten planetaren Dipolfelds definiert werden. Somit ist der Abstand eines Punkts auf einer L-Schale (welche in Vielfachen des Planetenradius angegeben wird) zum Planeten durch  $r = L \cos^2(\lambda)$  gegeben, wobei  $\lambda$  die magnetische Breite ist (WALKER & RUSSELL, 1995). In der Symmetrieebene entspricht L dem Abstand zum Planeten. Die Temperatur der Plasmaelektronen ist farbkodiert dargestellt. Die Elektronen der heißen Population erfüllen die gesamte Magnetosphäre, während die kalten Elektronen nur in der inneren Magnetosphäre, in welche der E-Ring sowie die größeren Eismonde eingebettet sind, in wesentlicher Zahl zu finden sind. **Quelle:** NASA/JPL 2004

gruppenionen zusammengefaßt werden. Die Ionen koppeln unmittelbar nach ihrer Entstehung an das rotierende planetare Magnetfeld, weshalb die schwereren Wasserradikale eine große Energie als die leichten Protonen erhalten und aufgrund dessen heißer als die Protonen sind (DELAMERE & Mitarb., 2007). Die Entstehung der im dichtesten Teil des Plasmatorus beobachteten Hydroniumionen ( $\text{H}_3\text{O}^+$ ) können durch diesen Prozess zumindest nicht in dieser Menge produziert werden, da der Wirkungsquerschnitt für das Einfangen eines Protons durch  $\text{H}_2\text{O}^+$  oder  $\text{H}_2\text{O}$  hier nicht ausreichend ist. Eine mögliche Quelle von  $\text{H}_3\text{O}^+$  ist jedoch das durch Hochgeschwindigkeitseinschläge von Staubteilchen auf die Oberflächen von Eismonden erzeugte Einschlagsplasma.

In der Saturnumgebung sind die folgenden Plasmaspezies für die Aufladung der Staubteilchen relevant:

**kalte Elektronenpopulation:** Aufladung des Teilchens durch den negativen Elektronenladungsstrom (CE) entsprechend Gl. (2.4) und den positiven Sekundärelektronenstrom (SCE) entsprechend Gl. (2.9),

**heiße Elektronenpopulation:** Aufladung des Teilchens durch den negativen Elektronen-



**Abbildung 2.3:** Anzahldichten (oben) und Temperaturen (unten) der für die Teilchenaufladung wichtigen Plasmaspezies als Funktion der L-Schale. Blau markiert die Plasmaelektronen (durchgezogen: kalte Population, gestrichelt: heiße Population); rot markiert positive Ionen (durchgezogen: Wassergruppenionen, gestrichelt: Protonen). Die hier gezeigten Daten beruhen auf dem in dieser Arbeit benutzten synthetischen Plasmamodel (siehe Abs. 2.2).

ladungsstrom (HE) entsprechend Gl. (2.4) und den positiven Sekundärelektronenstrom (SHE) entsprechend Gl. (2.9),

**positiv geladene Wassergruppenionen:** Aufladung des Teilchens durch den positiven Ionenladungsstrom (O) entsprechend Gl. (2.8). In den Rechnungen wird als atomare Masse der Wassergruppenionen die des Sauerstoffatoms verwendet.

**Protonen:** Aufladung des Teilchens durch den positiven Ionenladungsstrom (P) entsprechend Gl. (2.8).

## 2.2.1 Modelle der Plasmaumgebung des Saturns

Die Berechnung des Gleichgewichtspotentials mittels der Glg. (2.1)–(2.13) setzt die Kenntnis der Dichten und Temperaturen der für die Aufladung wesentlichen Plasmakomponenten voraus. Das erste umfassende Modell der Plasmaumgebung des Saturns wurde von RICHARDSON (1995) veröffentlicht. Es beruht vorrangig auf den Daten der Plasmainstrumente der Raumsonden Voyager 1 und 2 und wurde erfolgreich für zahlreiche Modellrechnungen genutzt.

Allerdings weichen die von den Cassini-Plasmainstrumenten gemessenen Parameter teilweise erheblich vom RICHARDSON-Modell ab. Beispielsweise differieren die vom Plasmadetektor CAPS und der RPWS–Langmuir–Probe während des Einschwenkens der Raumsonde in den Saturn-Orbit gemessenen Temperaturen und Dichten sowohl der Elektronen als auch der Was-

sergruppenionen gegenüber den Voyager-Daten (SITTLER & Mitarb., 2005; WAHLUND & Mitarb., 2005; YOUNG & Mitarb., 2005; GURNETT & Mitarb., 2005). Auch die vom Cassini-Staubdetektor gemessenen elektrostatischen Potentiale von E-Ring-Teilchen stehen im Widerspruch zu Modellrechnungen auf Grundlage des RICHARDSON-Modells (KEMPF & Mitarb., 2006).

Leider wurde bisher kein verbessertes Plasma-Modell publiziert<sup>1</sup>. Aus diesem Grund beruhen die Modellrechnungen dieser Arbeit auf einem synthetischen Plasma-Modell, welches die sowohl von CDA als auch von der Langmuir-Probe gemessenen Potentiale gut reproduziert. Die Elektronendichten der kalten Population basieren auf den Messungen der Langmuir-Probe (WAHLUND & Mitarb., 2005), die Elektronendichten der heißen Population und die Elektronentemperaturen beruhen auf CAPS-Messungen (YOUNG & Mitarb., 2005). Aufgrund der elektrischen Neutralität des Plasmas entspricht die Anzahldichte der (positiven) Ionen der Elektronenanzahldichte. Aus diesem Grund ist die Kenntnis der relativen Anteile der Ionenspezies ausreichend, welche auf Grundlage von CAPS-Plasmamessungen (SITTLER & Mitarb., 2005) bestimmt wurden. Aus dieser Arbeit wurden auch die Ionentemperaturen entnommen. Ein weiterer wichtiger Parameter ist der Korotationsfaktor, welcher angibt, wie gut das Plasma der Rotation des planetaren Magnetfelds folgt. Mangels besserer Daten wurde dieser dem RICHARDSON-Modell entnommen. Abb. 2.3 zeigt die die Plasmaparameter des resultierenden Modells als Funktion des L-Faktors.

## 2.3 Das Potential eines Teilchens im E-Ring

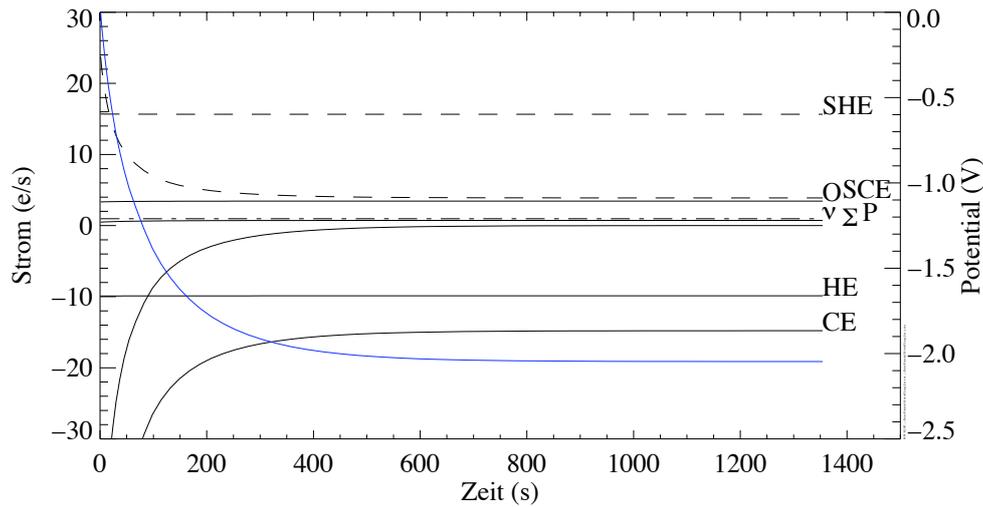
Für größere Staubteilchen dürfen die Abweichungen vom elektrostatischen Gleichgewicht vernachlässigt werden, da die typische Zeit zum Erreichen des Gleichgewichts erheblich kürzer als die typische Zeitskala der Variation der Plasmaparameter (sowohl aufgrund der Teilchenbewegung als auch aufgrund der Fluktuation der Plasmaparameter selbst) ist. Unter diesen Voraussetzungen darf die Staubladung  $Q_d$  aus dem ortsabhängigem Gleichgewichtspotential  $\phi_d$ , welches unabhängig von der Teilchengröße ist, mittels Gl. (2.3) bestimmt werden. Hierdurch werden Simulationsrechnungen der Ringteilchendynamik erheblich vereinfacht. Allerdings muß darauf hingewiesen werden, daß bei der Untersuchung einiger wichtiger Prozesse wie beispielsweise der Einspeisung von ungeladenen Staubteilchen in den Ring das vollständige zeitabhängige Problem (2.1) gelöst werden muß.

### 2.3.1 Modellrechnungen

Zum Bestimmen des Gleichgewichtspotentials  $\phi_d^{(g)}$  löst man Gl. (2.1) für den Fall des verschwindenden Gesamtstroms, wobei die Plasmaparameter aus dem vorgestellten Plasmamodell entnommen werden. Das resultierende Problem entspricht dem Finden der Wurzel einer nicht-linearen Funktion. Obwohl das Problem grundsätzlich numerisch lösbar ist, ist es häufig einfacher und schneller, die zeitliche Entwicklung von  $\phi_d$  zu  $\phi_d^{(g)}$  numerisch zu verfolgen, d.h. Gl. (2.3) numerisch zu integrieren.

---

<sup>1</sup>Kürzlich wurde ein verbessertes Modell von SITTLER & Mitarb. (2007) angekündigt, welches jedoch für diese Arbeit nicht mehr berücksichtigt werden konnte.

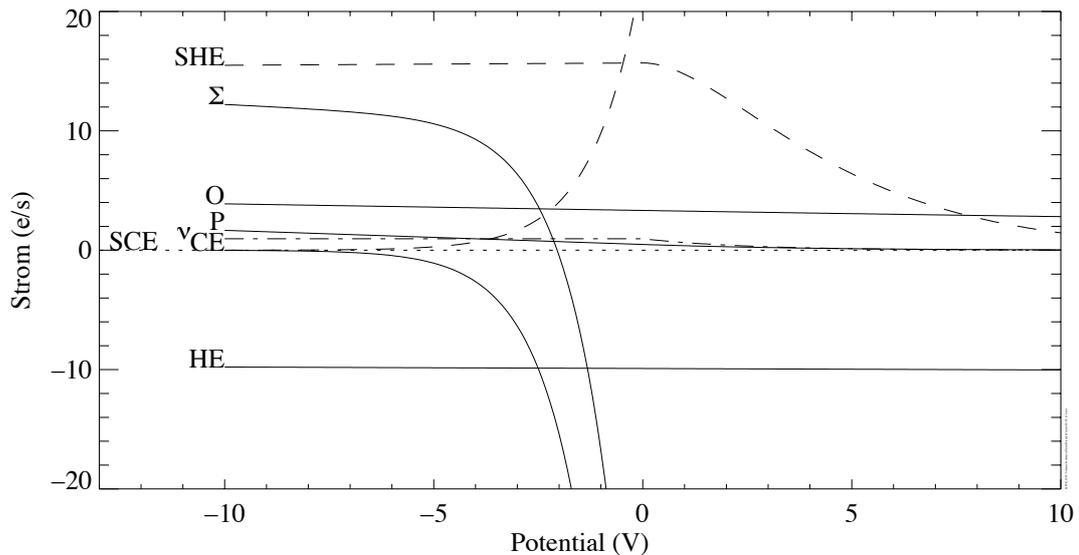


**Abbildung 2.4:** Zeitliche Entwicklung der Ladungsströme (schwarz) und des Potentials (blau) eines  $1\ \mu\text{m}$ -großen Staubteilchens in der Nähe der Enceladus-Bahn. Gezeigt sind die Elektronen-Ladungsströme der kalten (CE) und heißen (HE) Population, die von diesen Strömen erzeugten Sekundärelektronen-Ströme (SCE, SHE), die Ionen-Ladungsströme der Protonen (P) und Wasser-radikale (O), sowie der Photostrom ( $v$ ). Der Gesamtstrom  $\Sigma$  verschwindet asymptotisch, während das Potential  $\phi_d$  gegen seinen Gleichgewichtswert  $\phi_d^{(g)} \sim -2\ \text{V}$  konvergiert; das elektrostatische Gleichgewicht wird nach ungefähr 600 s erreicht. Hier wird das Potential im wesentlichen durch den positiven Sekundärelektronenstrom aufgrund der heißen Elektronenspezies und dem negativen Ladungsstrom aufgrund der kalten Elektronenpopulation eingestellt. Der Photoelektronenstrom ist nur von geringer Bedeutung, weshalb der planetare Schatten das Potential eines Teilchens in der Nähe der Enceladus-Bahn nicht beeinflusst.

### Zeitliche Entwicklung des Potentials

Zuerst soll beispielhaft die zeitliche Entwicklung der Ladung an einem festen Abstand zum Saturn diskutiert werden. Abb. 2.4 zeigt die Entwicklung des Potentials eines  $1\ \mu\text{m}$ -Teilchens in der Nähe der Enceladus-Bahn. Das Gleichgewichtspotential von  $\sim -2\ \text{V}$  stimmt gut mit den Messungen der Langmuir-Probe überein (WAHLUND & Mitarb., 2005). Nach ungefähr 600 s hat das ursprünglich ungeladene Teilchen das elektrostatische Gleichgewicht mit seiner Umgebung eingestellt. Das bedeutet, daß die Annahme des elektrostatischen Gleichgewichts für Zeitskalen  $> 10\ \text{min}$  gerechtfertigt ist. Für schnellere Phänomene wie beispielsweise der Ausstoß von (ungeladenen) Plume-Teilchen muß dagegen die Ladungsgleichung simultan mit der Bewegungsgleichung gelöst werden.

Zu jedem Zeitpunkt des Ladungsprozesses wird die Stärke der Ladungsströme durch den momentanen Wert des Potentials bestimmt. Abb. 2.5 zeigt für das gleiche Szenario wie in Abb. 2.4 die Ströme als Funktion von  $\phi_d$ . Offensichtlich ist die Abhängigkeit von  $\phi_d$  umso stärker, je kälter die betrachtete Plasmaspezies ist. Insbesondere bleibt der Ladungsstrom der heißen Elektronen in guter Näherung konstant, da deren Temperatur höher als das Gleichgewichtspotential ist. Weiterhin wird deutlich, daß die Ionenspezies keinen großen Einfluß auf das Gleichgewichtspotential haben, da deren thermische Geschwindigkeit verglichen mit denen



**Abbildung 2.5:** Ladungsströme als Funktion des Potentials  $\phi_d$  auf ein  $1\ \mu\text{m}$ -Teilchen in der Nähe der Enceladus-Bahn. Die Darstellung ist wie in Abb. 2.4. Im elektrostatischen Gleichgewicht verschwindet der Gesamtstrom  $\Sigma$ . Da für den hier gezeigten Fall  $\Sigma$  fallend ist, ist der Gleichgewichtszustand stabil. Es ist jedoch auch möglich, daß  $\Sigma$  mehrere Wurzeln besitzt. In diesem Fall ist sowohl bistabiles Verhalten als auch die Koexistenz mehrerer Potentiale in einem Teilchenensemble möglich (MEYER-VERNET, 1982).

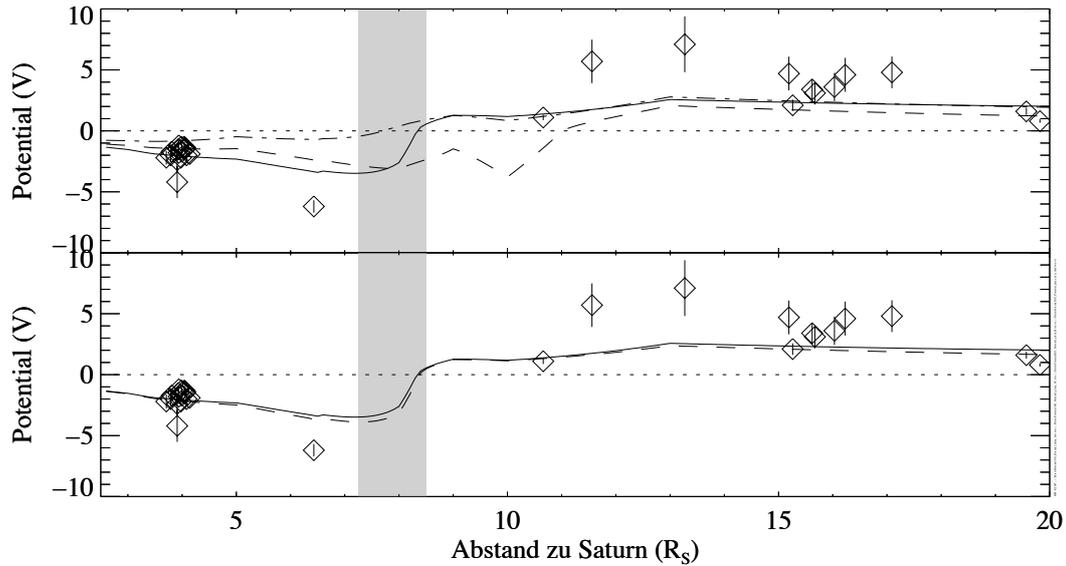
**Tabelle 2.1:** Sekundärelektronenparameter für Wassereis

Quelle	$\delta_m$	$E_m$ (eV)
MATSKEVICH & MIKHAILOVA (1960)	2,3	340
SUSZCYNKY & Mitarb. (1993)	3,2	406
CDA-Parameter	2,1	210

der Elektronenpopulation klein ist.

### Materialabhängigkeit des Potentials

Das Gleichgewichtspotential ist materialabhängig. Insbesondere zeigt der für die hier betrachteten Anwendungen wichtige Sekundärelektronenstrom eine starke Abhängigkeit vom Teilchenmaterial. Andererseits sind die Parameter  $\delta_M$  und  $E_M$  (siehe Abschnitt 2.1.2) besonders schwierig in Laborexperimenten zu bestimmen. Um die hieraus resultierende Unsicherheit des numerisch bestimmten Potentials charakterisieren zu können, wurden Modellrechnungen für alle für Wassereis bestimmten Datensätze (siehe Tabelle 2.1) untersucht. Die Materialparameter wurden aus Experimenten von auf planen Flächen aufgebrachtem reinen Wassereis gewonnen. Die Materialparameter für kleine Staubteilchen im interplanetaren Raum können aus verschiedenen Gründen davon abweichen; beispielsweise aufgrund leichter Verunreinigungen, Verformungen oder Freiräumen in den Teilchen. Für runde Teilchen müssen die für plane Flächen bestimmten Werte von  $\delta_M$  verdoppelt werden, da aufgrund ihrer gekrümmten Ober-



**Abbildung 2.6:** Gleichgewichtspotential  $\phi_d^{(g)}$  für Teilchen in der Symmetrieebene des E-Rings als Funktion des Abstands zum Planeten. CDA-Messungen des Potentials sind durch Rombensymbole markiert. **Oben:** Einfluß der Sekundärelektronenparameter auf  $\phi_d^{(g)}$ : durchgezogene Linie: bester Fit zu CDA-Messungen ( $\delta_M = 2,1$  und  $E_M = 210\text{eV}$ ), gebrochene Linie: MATSKEVICH & MIKHAILOVA (1960), Strich-Punkt-Linie: SUSZCYNKY & Mitarb. (1993). Die durch CDA-Messungen bestimmte Region des Polaritätswechsels des Potentials ist grau markiert. **Unten:** Einfluß des Planetenschattens auf  $\phi_d^{(g)}$  (im Schatten: gebrochene Linie, außerhalb des Schattens: durchgezogene Linie). Die Modellrechnungen wurden für die Sekundärelektronenparameter  $\delta_M = 2.1$  und  $E_M = 210\text{eV}$  ausgeführt.

fläche mehr Elektronen aus dem Teilcheninneren die Oberfläche erreichen können (DRAINE & SALPETER, 1979).

Der obere Teil von Abb. 2.6 vergleicht die Gleichgewichtspotentiale für die in Tabelle 2.1 angegebenen Materialparameter. Obwohl sowohl die Modellrechnung für die Parameter von MATSKEVICH & MIKHAILOVA (1960) als auch für die Parameter von SUSZCYNKY & Mitarb. (1993) innerhalb  $5R_S$  und außerhalb  $10R_S$  gut mit den CDA-Messungen von  $\phi_d$  gut übereinstimmen, weichen sie zwischen  $5R_S$  und  $10R_S$  teilweise erheblich voneinander ab. Die CDA-Messungen der Polarität der Staubleitung<sup>2</sup> ergaben, daß der Übergang von negativen zu positiven Ladungen ungefähr bei einem Abstand von  $8R_S$  erfolgt (siehe Abschnitt 2.3.2). Da die Modellrechnungen für beide Parametersätze diese Beobachtung nicht reproduzieren, wurde der Parameterraum innerhalb  $2 \leq \delta_M \leq 4$  und  $200\text{eV} \leq E_M \leq 500\text{eV}$  numerisch untersucht und die am besten die CDA-Ergebnisse reproduzierenden Werte mit  $\delta_M = 2.1$  und  $E_M = 210\text{eV}$  bestimmt. Diese Werte werden im Folgendem für alle weiteren Modellrechnungen benutzt (CDA-Parameter-Modell).

<sup>2</sup>Die Bestimmung der Polarität der Staubleitung erfordert ein wesentlich geringeres Signal-zu-Rauschverhältnis der QP-Signatur als die Bestimmung der Staubleitung selbst. Daher kann der radiale Abstand des Polaritätswechsels trotz sehr geringer absoluter Potentiale in dieser Umgebung sicher bestimmt werden (KEMPF & Mitarb., 2004). Siehe auch Abschnitt 2.3.2.

Die Abstandsabhängigkeit des Gleichgewichtspotentials kann somit wie folgt charakterisiert werden: im inneren E-Ring ist das Potential negativ und fällt mit dem Abstand zum Saturn, wobei  $\phi_d^{(g)}$  bei ungefähr  $7R_S$  ein lokales Minimum besitzt. Für große Abstände wächst das Potential stark an, wobei der Vorzeichenwechsel zwischen  $8R_S$  und  $9R_S$  erfolgt. Im äußeren E-Ring nimmt das Potential positive Werte zwischen zwei und drei Volt an.

## Einfluß des Planetenschattens

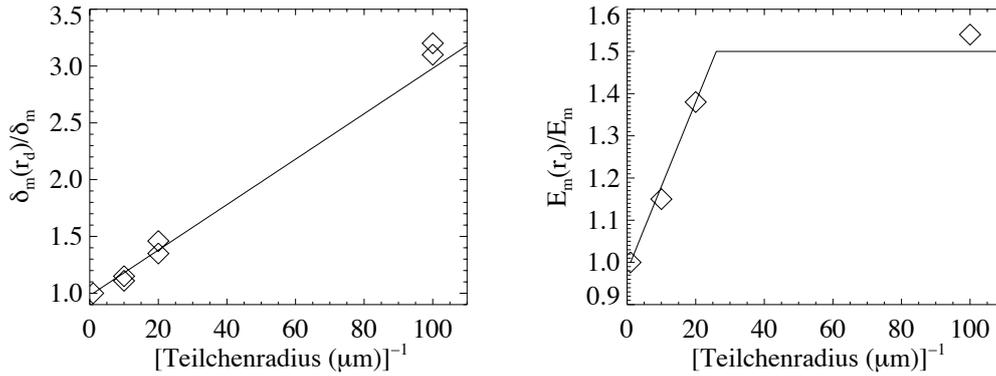
Nun soll der Einfluß des Photostroms auf das Potential in der Nähe des Planeten untersucht werden. Teilchen, welche einen Planeten auf engen Umlaufbahnen umkreisen, durchqueren periodisch den Planetenschatten, wodurch auch das Potential periodisch variiert. Die hierdurch mögliche *Schattenresonanz* ist ein wichtiger Baustein zum Verständnis der Dynamik des Jupiter-Gossamer-Rings (HAMILTON, 2003; HORÁNYI & BURNS, 1991). Der untere Teil von Abb. 2.6 vergleicht die Potentiale von E-Ring-Teilchen innerhalb und außerhalb des Planetenschattens. Da der Photostrom als einziger Ladungsstrom unabhängig vom Planetenabstand ist, ist der Potentialunterschied umso größer, je kleiner die absolute Plasmadichte wird. Die Modellrechnungen basierend auf dem synthetischen Plasmamodell zeigen jedoch nur sehr geringe Potentialunterschiede. Die Schattenresonanz ist für die E-Ring-Dynamik daher von geringer Bedeutung (KEMPF & Mitarb., 2006).

## Einfluß der Teilchengröße

Für hinreichend große Teilchen skalieren die Ladungsströme auf deren Oberflächen  $\sim r_d^2$ , woraus die Größenunabhängigkeit des Gleichgewichtspotentials folgt (siehe Abschnitt 2.1). Da für Submikrometerteilchen insbesondere die Sekundärelektronenparameter eine starke Abhängigkeit von der Teilchengröße aufweisen, ist letztlich auch deren Gleichgewichtspotential eine Funktion der Teilchengröße. Im weiteren Text werden Teilchen, deren Gleichgewichtspotential größenabhängig ist, als *mikroskopisch* bezeichnet; Teilchen mit größenunabhängigen Potential dagegen als *makroskopisch*.

Die Ursache der ausgeprägten Größenabhängigkeit der Plasmaladungsströme ist, daß energetische Elektronen und Ionen kleine Teilchen durchdringen können ohne absorbiert zu werden. Hieraus folgt einerseits, daß weniger Elektronen oder Ionen auf der Teilchenoberfläche haften bleiben und deshalb für kleine Teilchen  $J_{ei}$  schwächer als  $r_d^2$  wächst. Andererseits können Sekundärelektronen sowohl am Eintrittspunkt auf der Vorderseite als auch am Austrittspunkt auf der Rückseite des Teilchens erzeugt werden. Gleichzeitig sinkt die Reabsorption der emittierten Elektronen innerhalb des Teilchens, da die Weglänge zur Oberfläche des Teilchens mit sinkender Teilchengröße abnimmt. Dies bedeutet, daß die Effizienz der Sekundärelektronenproduktion mit sinkender Teilchengröße zunimmt. Diese Effekte werden beispielsweise von WATSON (1973) und WHIPPLE (1981) diskutiert. In experimentellen Studien der Größenabhängigkeit des Potentials sind die gegenläufigen Auswirkungen von  $r_d$  auf  $J_{ei}$  und  $J_s$  nur schwer zu trennen. Es ist allerdings in einer guten Näherung möglich, die Effekte durch einen größenabhängigen "effektiven" Sekundärelektronenstrom zusammenzufassen.

CHOW & Mitarb. (1993) untersuchten den Einfluß der Teilchengröße auf die Sekundärelektronenparameter für leitende und nichtleitende Materialien. Ihre Ergebnisse zeigten, daß die Sekundärelektronenemission für 10nm-Teilchen dreimal stärker als die (skalierte) Emission des



**Abbildung 2.7:** Größenabhängigkeit der Sekundärelektronenparameter  $\delta_M$  und  $E_M$  für mikroskopische Teilchen. Die Romben-Symbole markieren die von CHOW & Mitarb. (1993) bestimmten Parameter. Die durchgezogene Linie zeigt die in dieser Arbeit benutzte Näherung zur Bestimmung von  $\delta_M(r_d)$  und  $E_M(r_d)$ .

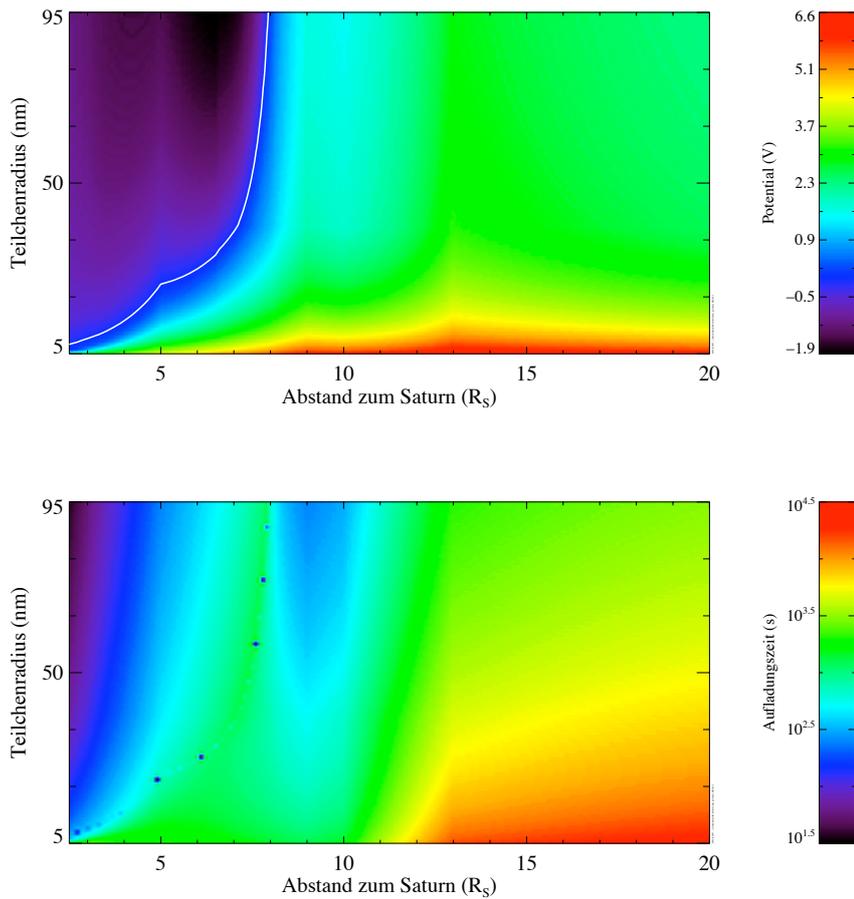
makroskopischen Falls ist. Daher wurde auf Grundlage dieser Messungen ein grobes Model für die Sekundärelektronenparameter  $\delta_M$  und  $E_M$  mikroskopischer Teilchen abgeleitet (Abb. 2.7).

Das Potential mikroskopischer Teilchen ist gegenüber dem Potential makroskopischer Körper deutlich erhöht (Abb. 2.8 oben). Insbesondere kann die Polarität der Staubleitung vom makroskopischen Fall verschieden sein (siehe Abb. 2.8 oben), was von großer Bedeutung für die Identifikation möglicher Quellen von sogenannten *Stromteilchen* ist: kleine, positiv geladene Teilchen werden außerhalb des Korotationsradius<sup>3</sup> durch das rotierende Magnetfeld des Saturns radial nach außen beschleunigt. Teilchen innerhalb eines engen  $Q_d/m_d$ -Intervalls überwinden die gravitative Anziehung des Planeten und werden in den interplanetaren Raum geschleudert (KEMPF & Mitarb., 2005). Obwohl dieser Mechanismus im Kapitel 6 eingehender diskutiert werden wird, soll hier schon auf einen wichtigen Aspekt hingewiesen werden. Teilchen  $< 10\text{ nm}$  können im äußeren E-Ring ein Potential von über  $+6\text{ V}$  erreichen. Die typische Zeit zum Erreichen des Gleichgewichtspotentials überschreitet jedoch 8 Stunden (siehe Abb. 2.8), während dessen die typisch  $50\text{ km s}^{-1}$ -schnellen Teilchen eine Strecke von mehr als  $8R_S$  zurücklegen. Offensichtlich können diese Teilchen nicht im elektrostatischem Gleichgewicht mit dem Umgebungsplasma sein. Aus diesem Grund kann die Beschleunigung der Stromteilchen nicht unabhängig von der Aufladung der Teilchen behandelt werden.

### 2.3.2 In-situ-Messungen von Staubleitungen

Seit dem Einschwenken der Cassini-Sonde in ihre Saturn-Umlaufbahn registrierte der CDA-Ladungsdetektor QP (siehe Abschnitt 2.1) einige Signaturen von großen geladenen E-Ring-Teilchen (Abb. 2.9), anhand derer die elektrostatische Ladung  $Q_d$  dieser Teilchen bestimmt werden konnte (KEMPF & Mitarb., 2006). Die wichtigsten Parameter dieser Teilchen sind in Tabelle C.1 zusammengefasst. Da aus den gleichzeitig gemessenen Einschlagsionisationssignalen des IID die Teilchengröße abgeleitet werden kann, erlaubt die Kenntnis von  $Q_d$  aufgrund

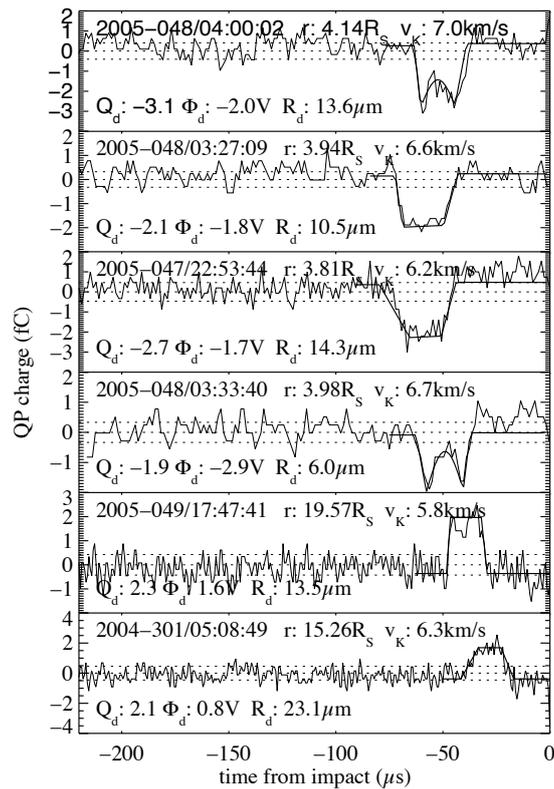
<sup>3</sup>Der Korotationsradius bezeichnet den radialen Abstand zum Planeten, bei welchem die Rotationsrate eines gravitativ gebundenen Körpers der Rotationsrate des planetaren Magnetfelds entspricht. Der Korotationsradius des Saturnsystems ist  $R_{cr} \sim 1,8R_S$ .



**Abbildung 2.8:** Abhängigkeit des Gleichgewichtspotentials (**oben**) und der typischen Aufladungszeit (**unten**) mikroskopischer Wassereisteilchen als Funktion der Teilchengröße und des radialen Abstands zum Saturn. Die weiße Linie in der oberen Abbildung markiert die Grenzlinie zwischen dem Parameterbereich korrespondierend mit negativen Potentialen (links) zum Bereich positiver Potentiale (**rechts**).

von Gl. (2.3) die Bestimmung des Gleichgewichtspotentials  $\phi_d$ .

Die Erkennung von Ladungssignaturen mit einem minimalen Signal-zu-Rauschverhältnis von 2 ist nur für größere Teilchen möglich, da das QP-Signal eine Rauschamplitude von mindestens  $0.5 \text{ fC}$  hat. Für  $|\phi_d| = 3 \text{ V}$  entspricht das einer minimalen detektierbaren Teilchengröße von  $3 \mu\text{m}$ , was erheblich größer als die typische Größe der E-Ring-Teilchen von  $0.7 \mu\text{m} \dots 1 \mu\text{m}$  ist. Dies erklärt, warum trotz der großen Zahl von registrierten Einschlägen von E-Ring-Teilchen nur eine relativ kleine Zahl von Ladungssignaturen nachgewiesen werden konnten. Allerdings kann man die Bedeutung dieser Messungen nicht unterschätzen, da diese sowohl eine direkte Überprüfung der theoretischen Aufladungsmodelle als auch eine indirekte Verifikation der Plasmamodelle erlauben. Das aus der QP-Messung in der Umgebung des Enceladus-Orbits abgeleitete Potential von  $\phi_d \sim -2 \text{ V}$  weicht deutlich von den bisher für Modellrechnungen angenommenen Potentialen ab. Dieses Ergebnis war der wesentliche Anstoß für die Erstellung des im vorigen Abschnitt diskutierten synthetischen Plasmamodells.



**Abbildung 2.9:** Einige Beispiele von Ladungssignaturen, welche durch größere, geladene E-Ring-Teilchen während ihres Durchflugs durch den QP-Gitterdetektor erzeugt wurden. Die gemessenen Teilchenparameter werden in Tabelle C.1 aufgelistet. Die durchgezogenen Linien zeigen die mittels des in KEMPF & Mitarb. (2004) publizierte TSCERNJAWSKI-Algorithmus rekonstruierten Signaturen. Die gestrichelten Linien markieren die Signalgrundlinie sowie die  $\pm\sigma$ -Intervalle. **Aus:** KEMPF & Mitarb. (2006)

# 3 Dynamik der E-Ring-Teilchen

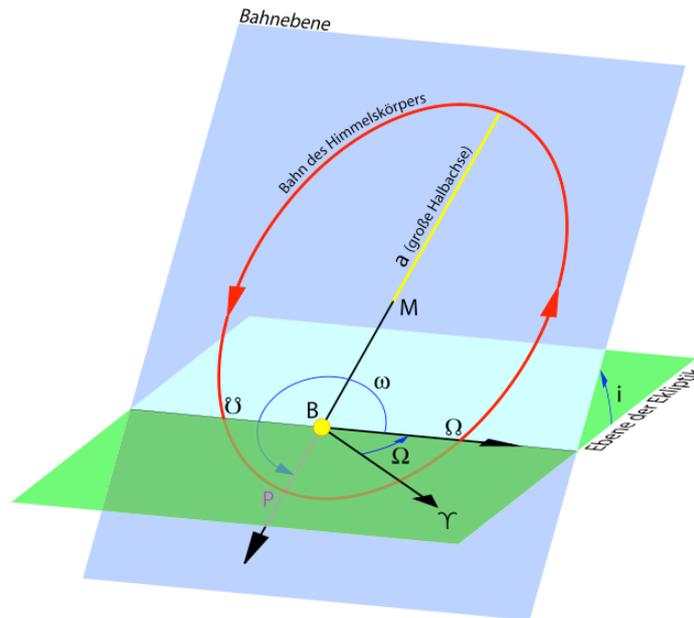
Der diffuse E-Ring besteht aus überwiegend mikrometergroßen Staubteilchen, für deren Dynamik Kollisionen zwischen den Ringteilchen bedeutungslos sind. Stattdessen werden die Bahnen der gravitativ gebundenen Staubteilchen durch zahlreiche Störkräfte beeinflusst. Letztlich sind die makroskopischen Eigenschaften des Ringes – seine Ausdehnung, Dicke sowie die Teilchengrößenverteilung – das Resultat der sich unter den Störungen langsam verändernden Teilchenbahnen.

## 3.1 Störkräfte

Im eigentlichen Sinne existieren keine Bahnstörungen, da alle auf ein Teilchen einwirkende Kräfte gleichberechtigt in die Bewegungsgleichung, die in der Regel nicht analytisch geschlossen lösbar ist, eingehen. Das von der klassischen Himmelsmechanik eingeführte Konzept einer Bahnstörung beruht nun darauf, daß häufig die näherungsweise periodische Bahn eines gravitativ gebunden Körpers der Bahn des reinen KEPLER-Problems ähnelt. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, die Abweichung von der KEPLER-Bahn aufgrund schwacher, von der Gravitationsanziehung punktförmiger Körper verschiedener zusätzlicher Kräfte – der *Störkräfte* – näherungsweise zu bestimmen (DANBY, 1992; MURRAY & DERMOTT, 1999).

Die Bahn eines die punktförmige Zentralmasse umkreisenden Testteilchens ist durch sieben Orbitalelemente vollständig bestimmt: die *große Halbachse*  $a$ , die *Exzentrizität*  $e$ , die *Inklination*  $i$ , der *aufsteigende Knoten*  $\Omega$ , das *Argument des Perizentrums*  $\omega$ , die *wahre Anomalie*  $f$  sowie der *Zeitpunkt des Perizentrumsdurchgangs*  $\tau$ . Die Lösung der Bewegungsgleichung an sich führt zu sechs Orbitalelementen. Der Bezug in einem gegebenen astronomischen System macht eine zeitliche Angabe notwendig (MURRAY & DERMOTT, 1999), diese Zeitangabe wird häufig als siebentes Orbitalelement betrachtet. Die geometrische Bedeutung der Orbitalelemente wird in der Abb. 3.1 dargestellt. Im ungestörten Fall ist nur die wahre Anomalie zeitabhängig, während das Testteilchen und der Zentralkörper in einer Ebene den gemeinsamen Schwerpunkt umkreisen.

Die Auswirkung einer Störkraft kann nun folgendermaßen behandelt werden. Eine kurzzeitige Störung bewirkt eine kleine Veränderung der Teilchenposition und Geschwindigkeit, wobei das Teilchen sich nach der Störung wiederum auf einer *Kepler-Bahn* um den Planeten bewegt. Die veränderten Orbitalelemente der neuen Bahn bezeichnet man als *oskulierende Elemente* der gestörten Bahn. Das Problem wird gelöst, in dem man eine “Bewegungsgleichung” für die oskulierenden Elemente des Problems findet. Es existieren zahlreiche Möglichkeiten für die Wahl der geeigneten oskulierenden Elemente. Für die folgende Diskussion der Einflüsse der für den E-Ring typischen Störkräfte auf die Bahnen der Ringteilchen werden die Ausdrücke von BURNS (1976) benutzt. Zuerst wird nun die langfristige Bahnentwicklung aufgrund nur einer Störkraft diskutiert. Hierzu ist es ausreichend, das Orbitmittel der Orbitalelemente zu



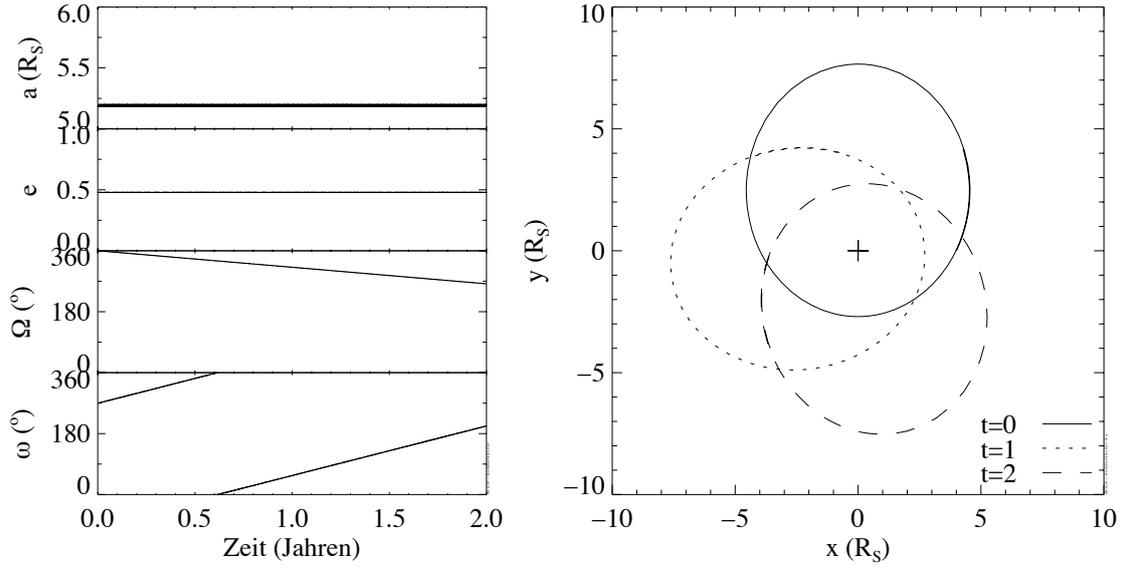
**Abbildung 3.1:** Geometrische Veranschaulichung der Orbitalelemente einer Bahn um den Zentralkörper B bezüglich einer Bezugsebene (grün), deren Orientierung durch die Wahl eines Bezugspunktes (in diesem Fall des Frühlingspunktes  $\gamma$ ) festgelegt wird. Die Form der Bahnellipse wird durch die *Exzentrizität*  $e$  und die *große Halbachse*  $a$  charakterisiert. Die Schnittlinie zwischen der Bahn- und der Bezugsebene definiert die *Knotenlinie*, der Winkel  $i$  zwischen der Bezugs- und Bahnebene ist die *Inklination*, der Winkel  $\omega$  zwischen der Knotenlinie und dem Perizentrum der Bahn (P) ist das *Argument des Perizentrums* und der Winkel  $\Omega$  zwischen dem der Knotenlinie und dem Bezugspunkt ist die *Länge des aufsteigenden Knotens*. **Quelle:** <http://de.wikipedia.org/wiki/Bild:Bahnelemente.svg>(14:45 8. Okt. 2007)

betrachten, da wir nicht an den periodischen Variationen der Elemente während eines Umlaufs interessiert sind.

### 3.1.1 Bahnstörung aufgrund des nichtsphärischen Gravitationsfelds

Aufgrund der abgeflachten Form des Planeten weicht das Gravitationsfeld des Saturns erheblich vom sphärisch symmetrischen Feld einer Punktmasse ab. Das zusätzliche Quadrupolmoment des Feldes  $J_2 = 0,016$  kann als Störung der KEPLERbahn des Teilchens um einen kugelförmigen Saturn betrachtet werden. Unter Vernachlässigung höherer Momente des Feldes ist das Gravitationspotential des Saturns am radialen Abstand  $r$  in der Höhe  $\theta$

$$V_S = -\frac{GM_S}{r} \left\{ 1 - J_2 \left( \frac{R_S}{r} \right)^2 P_2(\cos\theta) \right\}, \quad (3.1)$$



**Abbildung 3.2:** Entwicklung der Umlaufbahn (rechts) und der orbitgemittelten Bahnelemente eines Ringteilchens mit  $a = 5,2R_S$  und  $e = 0,46$  unter dem Einfluß der  $J_2$ -Störung. Es ist bemerkenswert, daß die Form der Bahn trotz der großen Exzentrizität erhalten bleibt, obwohl die oskulierenden Elemente  $\Omega$  und  $\omega$  zeitlich stark variieren.

wobei  $\mathcal{P}_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$  das LEGENDRE-Polynom zweiter Ordnung,  $R_S$  der Radius und  $M_S$  die Masse des Planeten ist. Den Ausdruck für die resultierende Beschleunigung des Teilchens wird im Anhang A abgeleitet.

$$\mathbf{a}_S = -\frac{GM_S}{r^3} \left( 1 - \frac{3}{2}J_2 \left( \frac{R_S}{r} \right)^2 (5 \cos^2 \theta - 1) \right) \mathbf{r} - \frac{GM_S}{r^3} 3J_2 \left( \frac{R_S}{r} \right)^2 r_z \mathbf{e}_z \quad (3.2)$$

Die Langzeitentwicklung der Teilchenbahn im Gravitationsfeld des Saturns kann man anhand der Bewegungsgleichungen für die bahngemittelten oskulierenden Elemente dieses Problems charakterisieren

$$\begin{aligned} \langle \dot{a} \rangle_{J_2} &= 0, \quad \langle \dot{e} \rangle_{J_2} = 0, \quad \langle \dot{i} \rangle_{J_2} = 0, \\ \langle \dot{\Omega} \rangle_{J_2} &= -\frac{3nJ_2R_S^2}{2a^2(1-e^2)^2} \cos i, \\ \langle \dot{\omega} \rangle_{J_2} &= \frac{3nJ_2R_S^2}{2a^2(1-e^2)^2} \left( 2 - \frac{5}{2} \sin^2 i \right), \end{aligned}$$

welche Effekte der Ordnung  $e$  berücksichtigen (HAMILTON, 1993). Dabei ist

$$n^2 = \frac{GM_S}{a^3} \quad (3.3)$$

die *mittlere Bewegung* des Testteilchens. Aufgrund des Erhalts der Halbachse und der Exzentrizität bleibt auch die Form der Bahn im Orbitmittel erhalten. Dies ist deutlich Abb. 3.2 zu entnehmen, welche die Entwicklung der Bahn eines Testteilchens sowie dessen mittleren Orbitalelemente  $\langle a \rangle$ ,  $\langle e \rangle$ ,  $\langle \Omega \rangle$  und  $\langle \omega \rangle$  unter dem Einfluß der  $J_2$ -Störung zeigt. Das Argument

des Perizentrums der gestörten Bahn wächst linear mit der Zeit. Da die Zeitskala des  $\langle \Omega \rangle$ - und  $\langle \omega \rangle$ -Zuwachs  $\sim a^2/J_2 R_S^2$  wesentlich länger als die Umlaufzeit des Teilchens ist, rotiert die Bahnellipse langsam in prograder Richtung. Der Erhalt der großen Halbachse ist besonders bemerkenswert, da dies aufgrund des dritten KEPLERSchen Gesetzes gleichlautend mit dem Erhalt der Energie des Teilchens ist. In anderen Worten: im Orbitmittel ist die  $J_2$ -Störung eine konservative Kraft. Ein Ringteilchen, dessen Bahn ausschließlich durch das  $J_2$ -Moment des planetaren Schwerfelds gestört wird, kann deshalb nicht radial nach außen migrieren.

### 3.1.2 Bahnentwicklung aufgrund elektromagnetischer Störkräfte

Da im allgemeinen die Ringteilchen elektrisch geladen sind (siehe Abschnitt 2.3), werden deren Bahnen durch das planetare, rotierende Magnetfeld beeinflusst. Ein sich relativ zum Magnetfeld mit der Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  bewegendes geladenes Teilchen erfährt aufgrund elektromagnetischer Kräfte die Beschleunigung

$$\mathbf{a}_{EM} = \frac{Q_d}{m_d} ((\mathbf{v} - (\Omega_S \times \mathbf{r})) \times \mathbf{B}_S(\mathbf{r})) = \frac{Q_d}{m_d} (\mathbf{E}_c(\mathbf{r}) + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_S(\mathbf{r})), \quad (3.4)$$

wobei  $\Omega_S$  die Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Saturn-Magnetfelds  $\mathbf{B}_S$  und

$$\mathbf{E}_c = -(\Omega_S \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B}_S \quad (3.5)$$

das korotierende, radial nach außen gerichtete elektrische Feld ist. Da  $\mathbf{E}_c \cdot \mathbf{r}$  nicht verschwindet, kann ein geladenes Teilchen im rotierenden Magnetfeld sowohl Energie gewinnen als auch verlieren. In dieser Arbeit wird das Saturn-Magnetfeld durch das Z3-Modell dargestellt (CONNERNEY, 1993). Die entsprechenden Ausdrücke für die Feldkomponenten werden im Anhang 2.1 gegeben.

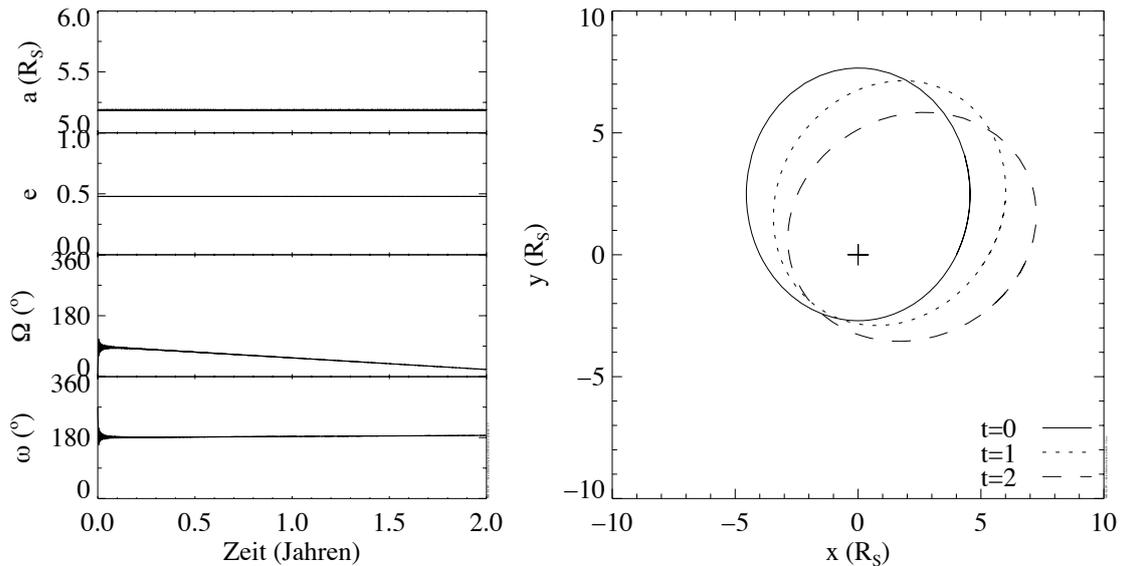
Die Bewegungsgleichungen für die orbitgemittelten oskulierenden Elemente der Bahn eines Teilchens unter dem Einfluß des durch einen Dipol approximierten rotierenden Saturn-Magnetfelds lauten:

$$\begin{aligned} \langle \dot{a} \rangle_{EM} &= 0 \\ \langle \dot{e} \rangle_{EM} &= -\frac{1}{4} n L e (1 - e^2)^{\frac{1}{2}} \sin^2 i \sin(2\omega) \\ \langle \dot{i} \rangle_{EM} &= \frac{1}{4} n L e^2 (1 - e^2)^{-\frac{1}{2}} \sin i \cos i \sin(2\omega) \\ \langle \dot{\Omega} \rangle_{EM} &= n L (1 - e^2)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \cos i - (1 - e^2)^{-1} n \Omega_S^{-1} \right\} \\ \langle \dot{\omega} \rangle_{EM} &= -n L (1 - e^2)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \cos^2 i - 3 \cos i (1 - e^2)^{-1} n \Omega_S^{-1} \right\}. \end{aligned}$$

Der dimensionslose Parameter

$$L = B_{dp} \frac{R_S^2 \Omega_S Q_d}{G M_S m_d} \quad (3.6)$$

ist ein grobes Maß für das Verhältnis zwischen der elektromagnetischen und der Gravitationskraft sowie  $B_{dp}$  die Feldstärke des planetaren Dipols (HAMILTON, 1993). Wie im zuvor



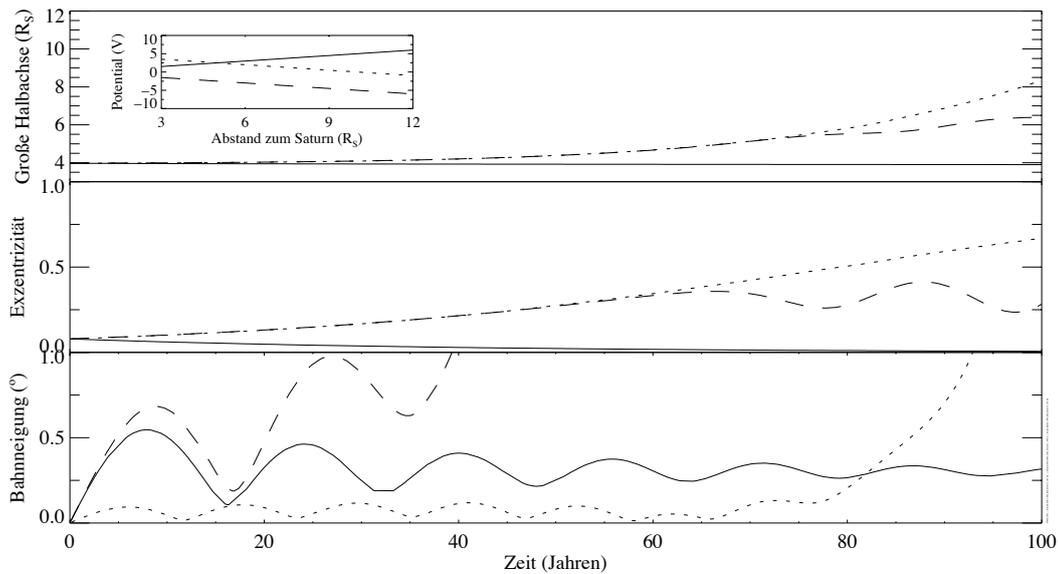
**Abbildung 3.3:** Zeitliche Entwicklung der Umlaufbahn eines elektrisch geladenen Ringteilchens ( $a = R_S$ ,  $e = 0.5$ ,  $\phi_d = -2$  V) unter dem Einfluß des rotierenden Magnetfelds des Planeten.

betrachteten Fall der  $J_2$ -Störung bleibt auch hier  $a$  und somit auch die Energie erhalten. Demnach ist auch die LORENTZ-Kraft aufgrund des rotierenden Magnetfelds im Orbitmittel eine konservative Kraft (Abb. 3.3). Die Exzentrizität und die Inklination variieren leicht. Da diese Effekte von höherer Ordnung als  $O(e)$  sind, bleibt auch die Form der Bahn zumindest für kleine Exzentrizitäten erhalten. Die Bahnen negativ geladener Staubteilchen rotiert unter dem Einfluß des planetaren Magnetfelds langsam in retrograder Richtung; also entgegengesetzt zur Bahnrotation aufgrund der  $J_2$ -Störung (siehe auch Abb. 3.3). Für eine bestimmte Teilchengröße können sich die beiden gegenläufigen Effekte aufheben. HORÁNYI & Mitarb. (1992) schlugen diesen Effekt als Erklärung für die enge Teilchengrößenverteilung des E-Rings vor.

### 3.1.3 Bahnentwicklung aufgrund variierendem elektrostatischen Potentials

Die im vorigen Abschnitt eingeführten Bewegungsgleichungen für die orbitgemittelten oskulierenden Elemente für die Bewegung eines geladenen, durch die LORENTZ-Kraft gestörten Testteilchens gelten nur für ein räumlich und zeitlich konstantes oder schwach variierendes elektrostatisches Potential. Diese Voraussetzung ist für die Teilchen des E-Rings nicht erfüllt. Wie in Abschnitt 2.3 gezeigt wurde (siehe auch Abb. 2.6), hängt das Gleichgewichtspotential der Ringteilchen stark vom Abstand zum Saturn ab. Das Potential eines exzentrischen Ringteilchens variiert daher periodisch entlang seiner Bahn. Die hierdurch verursachten Bahnstörungen können dann unter bestimmten Voraussetzung resonant und somit selbstverstärkend sein. Es ist somit zu erwarten, daß in diesem Fall die elektromagnetische Störkraft selbst für schwachexzentrische Teilchen nicht länger eine im Orbitmittel konservative Kraft ist.

Die Ableitung der orbitgemittelten Bewegungsgleichungen für den allgemeinen Fall einer auf ein Teilchen mit periodisch veränderlichen Potential einwirkender elektromagnetischer Störkraft ist in analytisch geschlossener Form nicht möglich. Allerdings erlauben numerische



**Abbildung 3.4:** Einfluss eines variierenden Potentials auf Teilchen mit stark exzentrischen Bahnen. Gezeigt ist die Entwicklung der oskulierenden Elemente der großen Halbachse (**oben**), Exzentrizität (**mitte**) und der Bahnneigung (**unten**) für verschiedene Potentialverläufe. Die Potentiale sind links oben in einem zusätzlichen Diagramm gezeigt. Die durchgezogene Linie entspricht einem positiven mit dem Planetenabstand anwachsenden Potential, die gestrichelte Linie entspricht einem negativen mit dem Planetenabstand abfallenden Potential und die gepunktete Linie entspricht einem positiven mit dem Planetenabstand abfallenden Potential.

Simulationen der Bahnentwicklung für typische radiale Potentialgesetze, wichtige Zusammenhänge zwischen der Form des Potentialgesetzes und der Orbitentwicklung zu erkennen. Die Bewegungsgleichungen Gl. (3.2) und (3.4) des Testteilchens wurde mittels eines adaptiven RUNGE–KUTTA–Verfahrens vierter Ordnung numerisch integriert. Abb. 3.4 zeigt die zeitliche Entwicklung der oskulierenden Elemente für einen linear wachsenden sowie für zwei Fälle eines linear abnehmenden radialen Potentialverlaufs. Es ist deutlich zu erkennen, daß die qualitative Entwicklung der Bahnelemente durch die Monotonie des radialen Potentialverlaufs, nicht jedoch durch dessen Polarität bestimmt wird. Im Fall eines radial abnehmenden Potentialverlaufs wächst zeitlich die Exzentrizität und hierdurch auch die große Halbachse der Teilchenbahn. Dagegen nimmt für ein radial zunehmendes Potential sowohl die Exzentrizität als auch die große Halbachse der Bahn langsam ab. In allen drei Fällen fluktuiert die Bahnneigung stark. Die Simulationsrechnungen belegen, daß die Schlußfolgerungen für die Langzeitentwicklung eines geladenen Teilchens mit konstanten Potential nicht auf den E–Ring übertragen werden darf. Es ist weiterhin zu beachten, daß weniger die Stärke und das Vorzeichen des Potentials als der radiale Verlauf des Potentials die Entwicklung der Teilchenbahn bestimmt.

### 3.1.4 Bahnstörungen aufgrund der Strahlung der Sonne

Eine weitere wichtige Bahnstörung wird durch die Wechselwirkung zwischen dem Strahlungsfeld der Sonne und dem beleuchteten Staubteilchen verursacht. Die resultierende Kraft setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: ein Term aufgrund des Impulsübertrags zwischen den absorbierten Photonen und dem Teilchen – der *Strahlungsdruckanteil* – und einem Term aufgrund

der durch die Eigenbewegung des Teilchens dopplerverschobenen Wellenlänge der absorbierten Photonen – der *Poynting–Robertson–Anteil*. Die Beschleunigung des Teilchens aufgrund der Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld ist dann

$$\mathbf{a}_{RP/PR} = \frac{3SQ_{pr}}{4\rho_d c^2 r_d} \{c\mathbf{s} - ((\mathbf{v} \cdot \mathbf{s}) \cdot \mathbf{s} - \mathbf{v})\} \quad (3.7)$$

(BURNS & Mitarb., 1979), wobei  $S$  die Energieflußdichte des Strahlungsfeldes,  $Q_{pr}$  der Strahlungsdruckkoeffizient,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\mathbf{s}$  der Einheitsvektor zwischen Sonne und Teilchen ist. Der erste Term in der Klammer ist der Strahlungsdruckanteil während der zweite Term die Beschleunigung aufgrund des POYNTING–ROBERTSON–Effekts ist.

Die Bedeutung des POYNTING–ROBERTSON–Effekts für die Dynamik der E–Ringteilchen ist jedoch verschwindend gering, da aufgrund der typischen Bahngeschwindigkeiten des Saturns ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ) und des Enceladus ( $\sim 12 \text{ km s}^{-1}$ ) sich ein Ringteilchen mit höchstens  $30 \text{ km s}^{-1}$  relativ zur Sonne bewegt. Hieraus folgt dann, daß der POYNTING–ROBERTSON–Effekt mindestens vier Größenordnungen schwächer als der Effekt des Strahlungsdrucks ist und deshalb vernachlässigt wird. Es ist weiterhin üblich, die Kraft aufgrund des Strahlungsdrucks relativ zur Gravitation der Sonne durch den dimensionslosen Parameter  $\beta_d$  auszudrücken (GUSTAFSON, 1994). Für Teilchen  $> 0.5 \mu\text{m}$  ist der Zusammenhang zwischen  $\beta_d$  und  $Q_{pr}$  durch

$$\beta_d \sim 5.7 \cdot 10^{-5} Q_{pr} r_d^{-1} \rho_d^{-1} \quad (3.8)$$

gegeben (BURNS & Mitarb., 1979), wobei in dieser Arbeit für den Absorptionskoeffizienten generell der Wert für Wassereis bei 100 K von  $Q_{pr} = 0.4$  benutzt wird. Die Beschleunigung von Saturn–Ringteilchen aufgrund der Wechselwirkung mit dem solaren Strahlungsfeld ist somit

$$\mathbf{a}_{RP} = \beta_d m_d^{-1} G M_\odot \frac{\mathbf{s}}{r_\odot^2}, \quad (3.9)$$

wobei  $r_\odot$  der Sonnenabstand und  $M_\odot$  die Sonnenmasse ist.

Die Bewegungsgleichungen für die orbitgemittelten oskulierenden Elemente der Bahn eines durch den solaren Strahlungsdruck gestörten Saturn–Ringteilchens lauten:

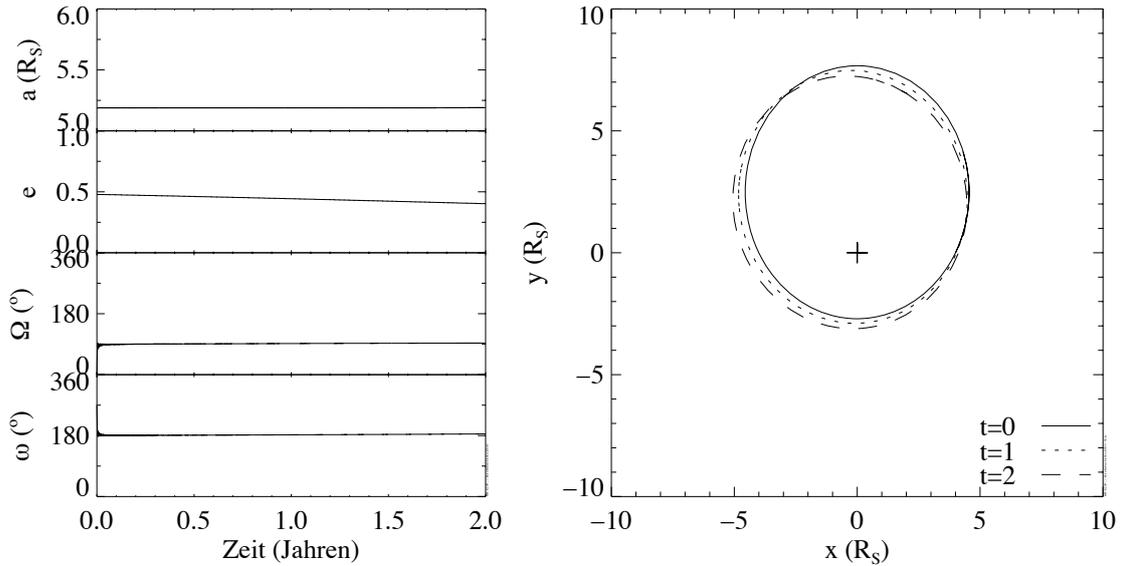
$$\begin{aligned} \langle \dot{a} \rangle_{RP} &= 0, \\ \langle \dot{e} \rangle_{RP} &= (1 - e^2)^{\frac{1}{2}} \alpha \{s_x (\cos \Omega \sin \omega + \sin \Omega \cos \omega \cos i) + \\ &\quad s_y (\sin \Omega \sin \omega - \cos \Omega \cos \omega \cos i) - s_z \cos \omega \cos i\}, \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\langle \dot{i} \rangle_{RP} = (1 - e^2)^{-\frac{1}{2}} \alpha e \{s_x \sin \Omega \cos \omega \sin i - s_y \cos \Omega \cos \omega \sin i + s_z \cos \omega \cos i\}, \quad (3.11)$$

$$\langle \dot{\Omega} \rangle_{RP} = (1 - e^2)^{-\frac{1}{2}} \alpha e \{s_x \sin \Omega \sin \omega - s_y \cos \Omega \sin \omega + s_z \sin \omega \cot i\}, \quad (3.12)$$

$$\langle \dot{\omega} \rangle_{RP} = (1 - e^2)^{\frac{1}{2}} \alpha e^{-1} \{s_x (\cos \Omega \cos \omega - \sin \Omega \sin \omega \cos i) + \\ s_y (\sin \Omega \cos \omega + \cos \Omega \sin \omega \cos i) + s_z \sin \omega \sin i\} - \cos i \langle \dot{\Omega} \rangle_{RP}. \quad (3.13)$$

Hier ist  $2\alpha/3n = \beta_d M_\odot a^2 / M_S r_\odot^2$  und  $\mathbf{s} = \{\cos(n_\odot t + \delta), \cos \gamma_S \sin(n_\odot t + \delta), \sin \gamma_S \sin(n_\odot t + \delta)\}$  (HAMILTON, 1993). Die Bahnebene des Teilchens ist hier so gewählt, daß  $\mathbf{e}_x$  mit der Knotenlinie zwischen der Bahnebene des Saturns und der Ekliptik zusammenfällt. Die Position der



**Abbildung 3.5:** Zeitliche Entwicklung der Umlaufbahn eines Ringteilchens ( $a = 5,2R_S$ ,  $e = 0,46$ ,  $\phi_d = -2V$ ) unter dem Einfluß des Strahlungsdrucks der Sonne.

Sonne  $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y + k_z \mathbf{e}_z$  wird während des betrachteten Zeitraums als fest angenommen. Weiterhin ist  $\gamma_S$  die Neigung der Saturnbahnebene bezüglich der Ekliptik und  $\delta$  ist der Winkel zwischen der Sonne und der Knotenlinie.

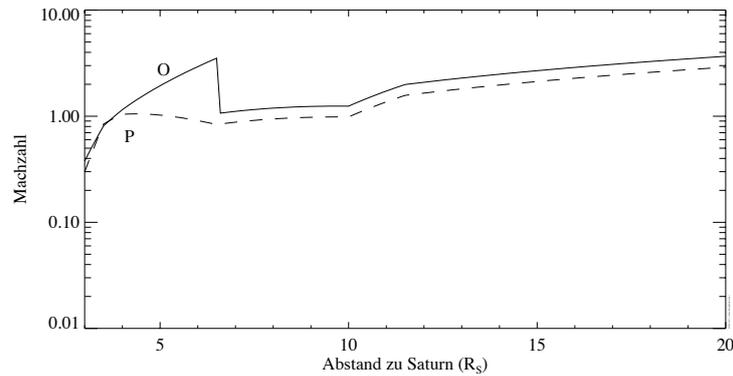
Der Einfluß des Strahlungsdrucks auf die Bahnen der Ringteilchen ähnelt dem des zuvor betrachteten rotierenden planetaren Magnetfelds. Die Form der Bahn bleibt in der Ordnung  $O(e)$  erhalten (siehe Abb. 3.5), während die Bahn selbst langsam in retrograder Richtung rotiert. Im Fall größerer Bahnexzentrizitäten kann jedoch  $e$  abhängig von der Ausrichtung des Perizentrums zur Sonne sowohl wachsen als auch fallen. Ist die Orientierung des Perizentrums durch weitere Störkräfte fixiert, kann der Strahlungsdruck ein effektives Wachstum der Exzentrizität bewirken (HORANYI & Mitarb., 1992).

### 3.2 Bahnstörungen durch Plasmareibung

Kollisionen zwischen den Ladungsträgern des Hintergrundplasmas und der Ringteilchen führen nicht nur zur Aufladung der Teilchen, sondern beschleunigen gleichzeitig aufgrund des Impulsübertrags die Teilchen. Da die Bewegung des Plasmas an das Saturn-Magnetfeld gekoppelt ist, erfolgt im Mittel der Impulsübertrag in Rotationsrichtung des Feldes. Die Beschleunigung des Teilchens aufgrund der Reibung mit einer Plasmaspezies der Dichte  $n$  und der Temperatur  $T$  ist

$$\mathbf{a}_{PD} = -\frac{3nk_bT}{2r_d\rho_d} \left( \left( M + \frac{1}{2M} \right) \frac{\exp(-M^2)}{\sqrt{\pi}} + \left( M^2 + 1 - \frac{1}{4M^2} \right) \text{erf}(M) \right) \frac{\mathbf{v}_P}{v_P} \quad (3.14)$$

(BANASZKIEWICZ & Mitarb., 1994), wobei  $M$  die in Abschnitt 2.1.1 eingeführte MACHzahl des Teilchens und  $\mathbf{v}_P$  die Relativgeschwindigkeit des Staubteilchens bezüglich des Plasmas ist. Aufgrund der geringeren Elektronenmasse ist die Beschleunigung aufgrund der Reibung mit



**Abbildung 3.6:** MACHzahlen der Protonen (P) und der Wassergruppenionen (O) bezüglich der Kreisbahngeschwindigkeit als Funktion des radialen Abstands zum Saturn.

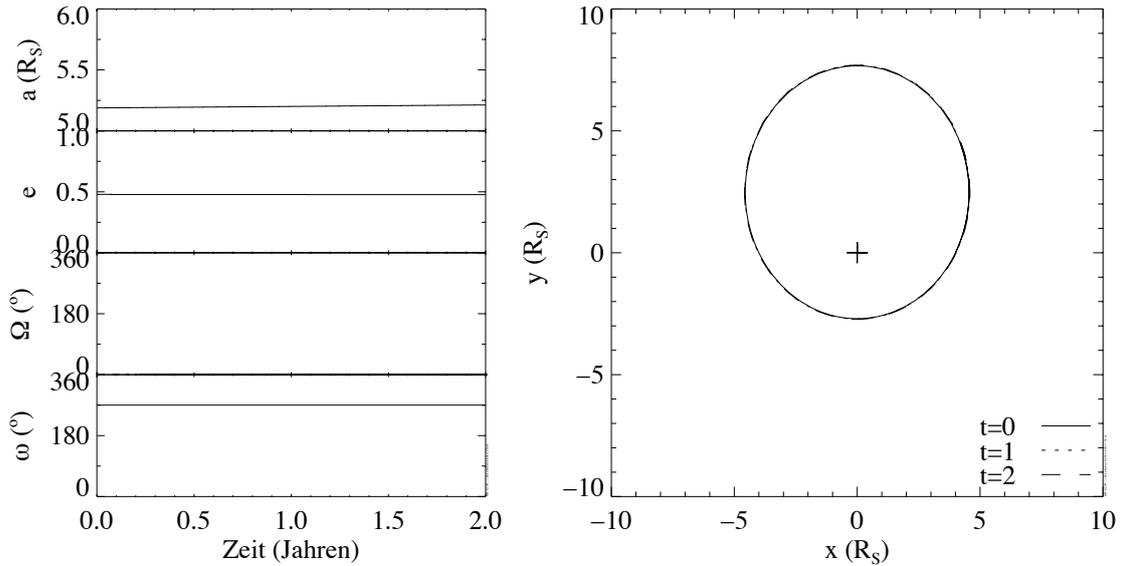
den Plasmaelektronen gegenüber der Reibung mit den Plasmaionen vernachlässigbar. Insbesondere ist die schwere Ionenpopulation des Plasmas aufgrund ihrer höheren Temperatur und Masse bedeutend.

Der Impulsaustausch zwischen dem Teilchen und dem Plasma erfolgt jedoch nicht ausschließlich durch Kollisionen, sondern auch aufgrund der COULOMB-Kräfte zwischen den schweren Plasmaionen und dem geladenen Teilchen. Die Beschleunigung aufgrund der *Coulomb-Reibung* ist im Regime kleiner MACHzahlen viel größer als die der Kollisions-Plasmareibung; für große Relativgeschwindigkeiten ist sie hingegen vernachlässigbar (MORFILL, G. E. AND GRUEN, E., 1979; NORTHROP, T. G. AND BIRMINGHAM, T. J., 1990). Abb. 3.6 zeigt die Abhängigkeit der MACHzahlen der Plasmaionen vom Planetenabstand. Da außerhalb der Enceladus-Bahn  $M > 1$ , darf hier die COULOMB-Reibung gegenüber der Kollisions-Reibung vernachlässigt werden.

Abb. 3.7 zeigt eine Simulation der Entwicklung der Bahn eines durch Plasmareibung beeinflussten Ringteilchens. Aufgrund der Beschleunigung in Rotationsrichtung wird dem Teilchen Energie zugeführt, wodurch die große Halbachse der Teilchenbahn wächst. Die Plasmareibung ist somit eine nichtkonservative Störkraft. Tatsächlich zeigten DIKAREV & KRIVOV (1998), daß aufgrund der Plasmareibung E-Ring-Teilchen effektiv nach außen migrieren können.

### 3.3 Sputtering

Bisher wurde implizit angenommen, daß die Masse der Ringteilchen zeitlich unveränderlich ist. Dies ist jedoch nur eingeschränkt richtig, da die Einschläge der Plasmabestandteile aus den Teilchenoberflächen Atome oder Moleküle herausschlagen können und daher die Teilchenmasse, wenn auch langsam, abnimmt. Für die Bedingungen im E-Ring sind nur die Einschlagsenergien der schweren Ionen für das Herausschlagen von Atomen oder Molekülen ausreichend. Daher werden in dieser Arbeit nur die Wassergruppenionen O für die Berechnung der *Sputterrate* berücksichtigt.



**Abbildung 3.7:** Zeitliche Entwicklung der Umlaufbahn eines Ringteilchens ( $a = 5,2R_S$ ,  $e = 0,46$ ), welche durch Zugkräfte aufgrund der Plasmareibung gestört wird.

Die zeitliche Änderung der Anzahl der Moleküle  $N_d$  eines Staubteilchens berechnet sich als

$$\frac{d}{dt}N_d = -Y_O n_O \pi r_d^2 v_P, \quad (3.15)$$

wobei  $Y_O$  die Sputtereffizienz von Wassergruppenionen bezüglich Wassereisoberflächen ist. Die Sputtereffizienz ist im Allgemeinen abhängig von der Temperatur der Ionen sowie der Temperatur und der Größe des Teilchens (SHI & Mitarb., 1995; JURAC & Mitarb., 2001). Innerhalb des für den E-Ring relevanten Energiebereichs darf ein Potenzgesetz für die Energieabhängigkeit der Sputtereffizienz angenommen werden, während die Abhängigkeit von der Teilchengröße und Temperatur vernachlässigbar ist:

$$Y_O(T) = 3 \cdot 10^{-3} T^{\frac{3}{2}}. \quad (3.16)$$

Mit  $N_d = \frac{1}{3} \pi r_d^3 \rho_d n_{H_2O}$  findet man für die zeitliche Entwicklung des Teilchenradius, daß:

$$\frac{d}{dt}r_d = \frac{Y_O n_O v_P}{\rho_d n_{H_2O}}. \quad (3.17)$$

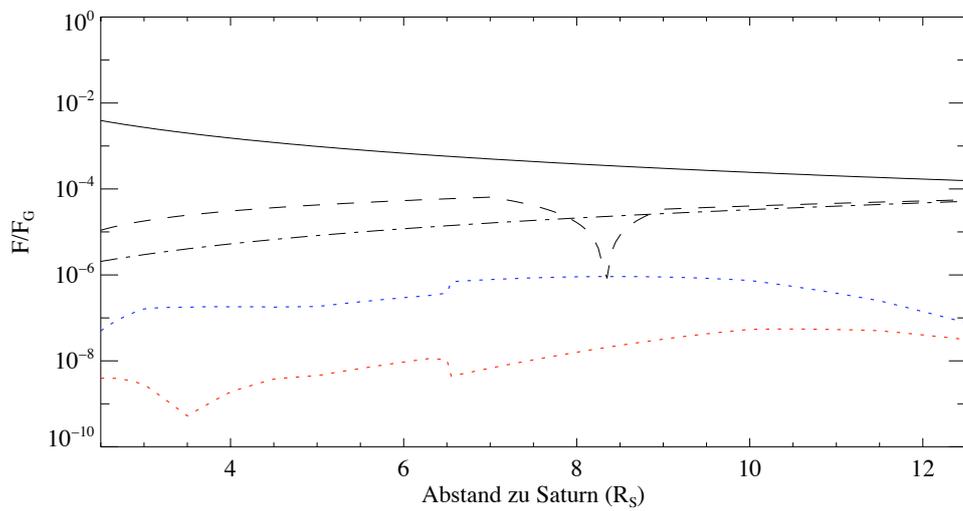
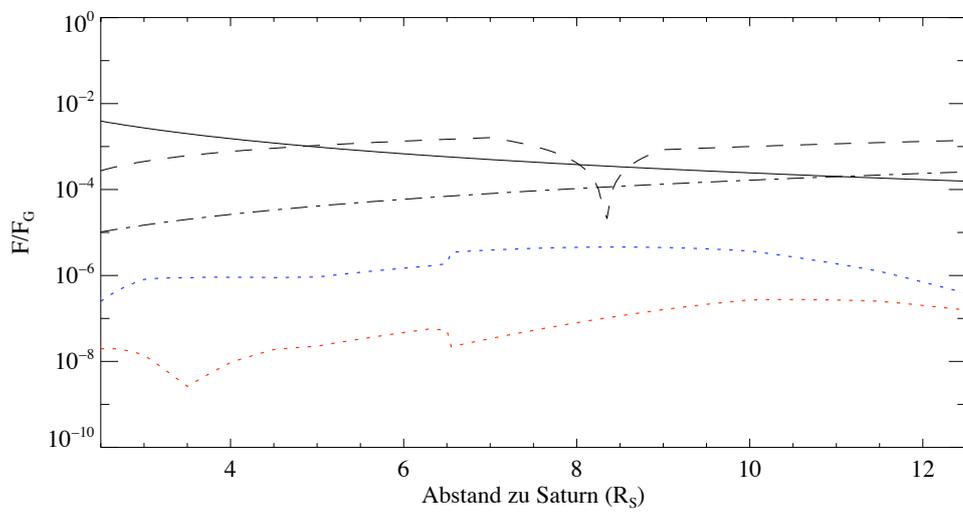
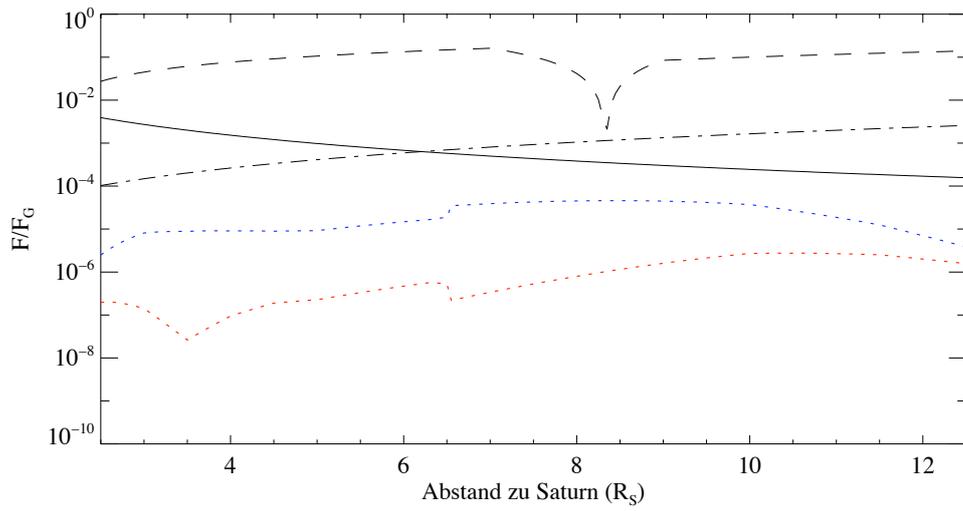
Hierbei ist  $n_{H_2O} = 3,35 \cdot 10^{22} g^{-1}$  die Moleküldichte des Wassers.

### 3.4 Bilanz der Störkräfte

Abschließend soll die relative Stärke der auf ein Ringteilchen angreifenden Störkräfte näher betrachtet werden. Abb. 3.8 zeigt die relativen Stärken der Störkräfte bezüglich der Gravitationskraft als Funktion des Saturnabstands für verschiedene Teilchengrößen. Die Abhängigkeit der Störkräfte von der Teilchengröße ist sehr verschieden. Während die  $J_2$ -Störung unabhängig

von der Teilchengröße ist, sind die EM-Störung und die Plasmareibung  $\sim r_d^{-2}$ . Für kleine Teilchen ist außerdem das Oberflächenpotential größenabhängig (siehe Abschnitt 2.3.1).

Ein  $0.1\ \mu\text{m}$ -Teilchen wird stark von elektromagnetischen Kräften beeinflusst. Der Unterschied zur Gravitation beträgt stellenweise nur eine Größenordnung. Die Dynamik von Teilchen  $< 50\text{nm}$  ist häufig durch elektromagnetische Kräfte dominiert – die Entwicklung dieser sogenannten Stromteilchen wird im Kapitel 6 näher betrachtet.



**Abbildung 3.8:** Relative Stärke der  $J_2$ - (scharz), EM- (schwarz gebrochen), RP- (schwarz, Strich-Punkt) und Plasmareibungs-Störkräfte (Wassergruppenionen blau, Protonen rot) bezogen auf die KEPLER-Gravitation des Saturns. Gezeigt werden die Bilanzen für ein  $0.1\mu\text{m}$  (**oben**),  $1\mu\text{m}$  (**mitte**) und  $5\mu\text{m}$ -Teilchen (**unten**).

# 4 Enceladus als Staubquelle des E-Rings

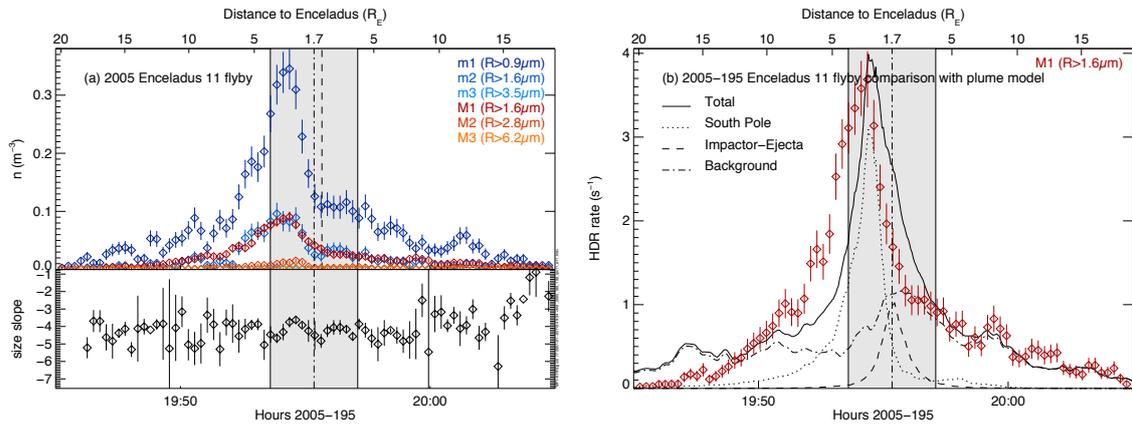
## 4.1 Entdeckung des Eisvulkanismus auf Enceladus

Aufgrund des Maximums des radialen Helligkeitsprofils am mittleren Abstand der Enceladus-Bahn wurde dieser Mond frühzeitig als wichtigste Staubquelle des E-Rings erkannt. Es wurde sowohl vorgeschlagen, daß der Staub durch Mikrometeoriten-Bombardierung der Mondoberfläche (COLWELL, 1993) und/oder größerer Ringkörper auf der Mondbahn (DIKAREV & Mitarb., 2006) als auch durch geologische Prozesse innerhalb des Mondes (HAFF & Mitarb., 1983; KARGEL & POZIO, 1996) produziert wird. Jedoch spätestens nach dem direkten Nachweis von Staubatmosphären um die Galileischen Monde des Jupiters durch den Galileo-Staubdetektor (KRÜGER & Mitarb., 1999) wurde der *Impaktor-Ejekta-Prozeß* (KRIVOV & Mitarb., 2003) als wahrscheinlichster Mechanismus der Enceladus-Staubproduktion angesehen (HAMILTON & BURNS, 1994; SPAHN & Mitarb., 1999).

Die erstaunlichen Meßergebnisse einiger Cassini-Instrumente während eines dichten Vorbeiflugs am Enceladus zeigten jedoch, daß das bisherige Verständnis der Staubproduktion des Mondes zumindest stark revidiert werden muß. Der CDA registrierte während eines 168 km-Vorbeiflugs über der Mondoberfläche einen kollimierten Staubstrahl, als dessen Quelle die Südpolregion identifiziert wurde (siehe Abb. 4.1). Aus dem Vergleich der CDA-Daten mit numerischen Simulationen schlußfolgerten SPAHN & Mitarb. (2006b), daß die Südpolquelle  $5 \cdot 10^{12}$  Teilchen  $> 2 \mu\text{m}$  je Sekunde ausstößt, während der Beitrag der Impaktor-Ejekta-Teilchen  $10^{12} \text{ s}^{-1}$  nicht überschreitet. Hieraus folgt, daß zumindest für Teilchen  $> 2 \mu\text{m}$  die Südpolquelle die Staubproduktion dominiert. Gleichzeitig mit dem Staubstrahl wurde eine Wolke neutralen Gases durch das Magnetometer MAG (DOUGHERTY & Mitarb., 2006) und das schnelle UV-Photometer UVIS (HANSEN & Mitarb., 2006) nachgewiesen, dessen Zusammensetzung durch das Neutralgasmassenspektrometer INMS (WAITE & Mitarb., 2006) bestimmt wurde. Das Südpolgebiet erwies sich in mehrerlei Hinsicht als bemerkenswert: Einerseits ist die Region von 4 langen, mehr oder weniger parallelen Spalten durchzogen<sup>1</sup> (PORCO & Mitarb., 2006). Andererseits zeigten Infrarotbilder, daß die Temperatur in der Umgebung der Spalten gegenüber der Umgebung erheblich erhöht ist (SPENCER & Mitarb., 2006). Die Kombination der Beobachtungen aller beteiligten Instrumente ergab, daß die Südpolregion des Enceladus geologisch aktiv ist.

Aufgrund der deutlichen Hinweise auf einen Staub-Gas-Vulkanismus in den in-situ-Daten gelang der Cassini-Kamera ISS direkte Aufnahmen der Staubfontänen über der Südpoloberfläche (Abb. 4.2). Mittels einer geometrischen Analyse von ISS-Bildern des Südpols, welche

<sup>1</sup>Eine derartige geologische Struktur wird als *Sulcus* bezeichnet. Allerdings hat sich der Spitzname "Tigerstreifen" zur Benennung der Enceladus-Sulci mehr oder weniger durchgesetzt.

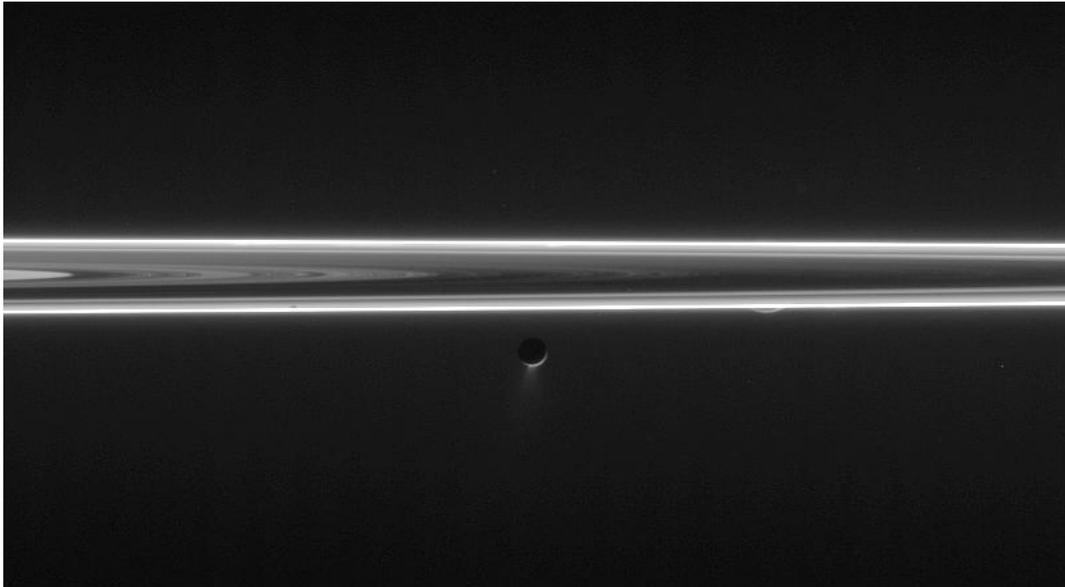


**Abbildung 4.1:** Messungen der Staubverteilung in der Enceladus-Umgebung durch den Cassini-Staubdetektor CDA während des dichten Mondvorbeiflugs am 14. Juli 2005. **(a) Oben:** Anzahl-dichte von Staubteilchen größer als die farbkodierten Detektionsschwellen des Hochratendetektors HRD als Funktion der Zeit. Die Zeitauflösung betrug 15 s, was einer radialen Auflösung von 75 km entspricht. Cassini durchflog die HILL-Sphäre des Mondes während des graumarkierten Intervalls. Aufgrund der Asymetrie der Südpolquelle ist der Zeitpunkt der maximalen Staubdichte gegenüber dem Zeitpunkt der dichtesten Annäherung der Sonde an die Mondoberfläche um ungefähr 1 min verschoben. **(a) Unten:** Index der differentiellen Größenverteilung der Staubteilchen als Funktion der Zeit. Es ist bemerkenswert, daß der Größenindex der Südpolteilchen nicht wesentlich vom Index des E-Ring-Hintergrunds verschieden ist. **(b):** Vergleich zwischen der gemessenen Einschlagrate von Teilchen  $\geq 1.6 \mu\text{m}$  mit Modellrechnungen, welche neben der Südpolquelle Beiträge von Impaktor-Ejekta-Prozeß und vom E-Ring-Hintergrund berücksichtigen. Das Verhältnis zwischen Südpolteilchen und Impaktor-Ejekta bestimmten SPAHN & Mitarb. (2006b) mit ungefähr 5 zu 1. **Quelle:** KEMPF & Mitarb. (2007)

aus verschiedenen Winkeln beobachtet wurden, konnte der Nachweis erbracht werden, daß die Quellen der Fontänen mit den heißesten Punkten auf oder in der Nähe der Spalten übereinstimmen (SPITALE & PORCO, 2007). Die Positionen der identifizierten Staubquellen auf der Mondoberfläche sind auf der Karte 4.3 der Südpolregion markiert. Das in dieser Arbeit benutzte Koordinatensystem zur Kartographierung der Mondoberfläche ist das planetographische System der IAU, welches Punkte auf der ellipsoiden Oberfläche mittels ihrer planetographischen Breite  $\theta$  und positiven westlichen Länge  $\lambda$  angibt (ROATSCH & Mitarb., 2006).  $\theta$  bezieht sich auf den Äquator, d.h die Breite des Nordpols ist  $+90^\circ$ . Aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung zwischen Enceladus und Saturn und aufgrund der schwachexzentrischen Bahn des Mondes bleibt sowohl die scheinbare Position des Planeten ( $\lambda \sim 0^\circ\text{W}$ ,  $\theta \sim 0^\circ\text{N}$ ) als auch die Apex-Richtung ( $\lambda \sim 90^\circ\text{W}$ ,  $\theta \sim 0^\circ\text{N}$ ) im planetographischen System in erster Ordnung erhalten.

## 4.2 Einspeisung von Südpolteilchen in den E-Ring

Die Dynamik von Teilchen, deren Startgeschwindigkeit  $v_s$  geringer als die Fluchtgeschwindigkeit  $v_{esc}$  des Mondes ist, wird durch die Gravitation des Mondes dominiert. Ein grobes Maß



**Abbildung 4.2:** In dieser Aufnahme des Enceladus sind die Staubfontänen des Eisvulkanismus in der Südpolregion des Mondes deutlich zu erkennen. Rechts des Enceladus, unterhalb des A-Rings, ist außerdem die Südpolregion des Eismonds Rhea zu erkennen. Das Cassini-Bild wurde in einer Entfernung von ungefähr  $3.9 \cdot 10^6$  km zum Enceladus und  $4.6 \cdot 10^6$  km zur Rhea im sichtbaren Wellenlängenbereich aufgenommen. Die Auflösung des Bildes bezüglich Enceladus ist ungefähr 23 km je Pixel. **Quelle:** NASA/JPL/SCI PIA08217

für den Einflußbereich der Gravitation eines Körpers ist der HILL-Radius

$$R_{hill} = a \left( \frac{1}{3} \frac{M_m}{M_m + M_p} \right)^{1/3}, \quad (4.1)$$

wobei  $a$  der Abstand zwischen dem Mond der Masse  $M_m$  und dem Planeten der Masse  $M_p$  ist. Der HILL-Radius des Enceladus beträgt ungefähr 948 km.

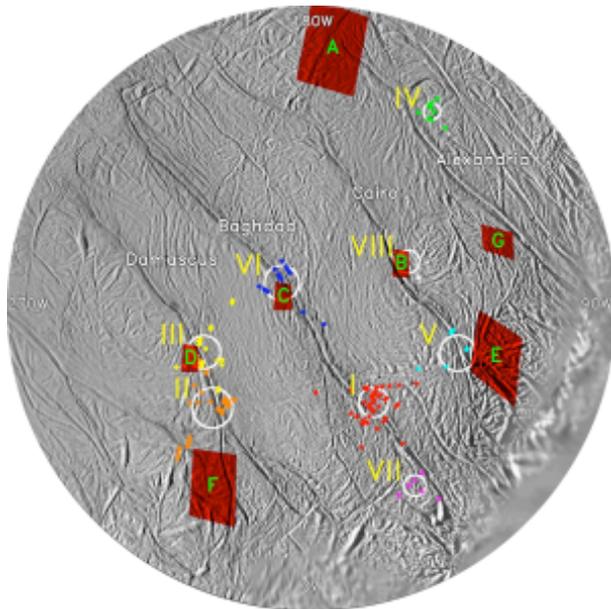
Die Bewegung von Teilchen mit  $v_s < v_{esc}$  ist auf Bahnen innerhalb der HILL-Sphäre beschränkt. Diese Aussage ist jedoch nur richtig, wenn man die Fluchtgeschwindigkeit im Sinne des Dreikörperproblems definiert. Im Allgemeinen versteht man unter  $v_{esc}$  die Startgeschwindigkeit, die ein Teilchen relativ zur Oberfläche des Körper haben muß, damit es das Gravitationsfeld des Körpers verlassen kann. Die Zweikörperfluchtgeschwindigkeit des Enceladus berechnet sich als

$$v_{esc}^{(2)} = \left( 2GM_E R_E^{-1} \right)^{1/2} \approx 235 \text{ m s}^{-1}.$$

Für Dreikörperprobleme, d.h. im Fall eines schweren Zentralkörpers und eines leichten Mondes, ist diese Definition ungeeignet, da die Anziehung des Zentralkörpers die Flucht des Testteilchens "unterstützt". Es ist daher sinnvoll, als Fluchtgeschwindigkeit die zum Verlassen der HILL-Sphäre notwendige Geschwindigkeit zu definieren. Für Enceladus findet man dann, daß

$$v_{esc} = \left( 2GM_E \{ R_E^{-1} - R_{hill}^{-1} \} \right)^{1/2} \approx 207 \text{ m s}^{-1} \quad (4.2)$$

(SPAHN & Mitarb., 2006a).

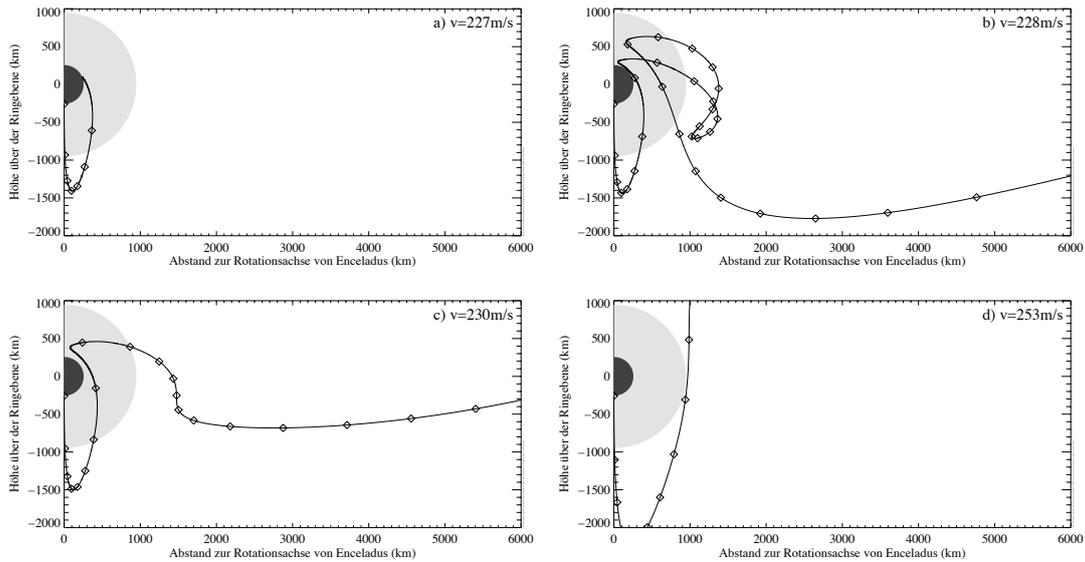


Name	Länge (°)	Breite (°W)	Sulcus
A1	-72,9	148,7	Alexandria
B1	-81,5	32,8	Baghdad
B2	-87,1	231,4	Baghdad
B3	-74,6	29,8	Baghdad
C1	-78,6	72,3	Cairo
C2	-82,1	115,5	Cairo
D1	-79,4	315,5	Damascus
D2	-81,3	292,8	Damascus

**Abbildung 4.3:** Positionen der in den Infrarotbildern identifizierten Wärmequellen (Buchstaben) entsprechend der Nomenklatur von SPENCER & Mitarb. (2006) sowie der Quellen der von SPITALE & PORCO (2007) identifizierten Staubfontänen (römische Ziffern). Die 4 parallelen Sulci sind auf der Karte deutlich zu erkennen. **Quellen:** Karte: NASA/JPL (2007), Positionen: SPITALE & PORCO (2007)

Ein Teilchen mit  $v_s \geq v_{esc}$  wird nicht notwendigerweise sein weiteres Leben als Ringteilchen führen, da dessen erste Vorbeiflüge am Enceladus für sein weiteres Schicksal entscheidend sind. Da  $v_{esc}$  nur ein Bruchteil der Bahngeschwindigkeit des Mondes beträgt, ist der Unterschied zwischen den Orbitalelementen der Südpolteilchen und des Mondes verschwindend gering. Das bedeutet, daß die Teilchen anfänglich während jedes Umlaufs um den Planeten sehr dicht am Enceladus vorbeifliegen. Da die Südpolteilchen bevorzugt orthogonal zur Ringebene ausgestoßen werden, unterscheiden sich die Teilchenbahnen von der Mondbahn hauptsächlich bezüglich ihrer Neigung zur Ringebene. Anfänglich variiert der Abstand zwischen dem Teilchen und dem Mond nur wenig, wobei der Abstand zum Zeitpunkt des Durchflugs des Teilchens durch die Ringebene am kleinsten ist. Aufgrund ihrer Bahnneigung kreuzen die Teilchen die Ringebene zweimal pro Umlauf und vollführen daher auch zwei potentiell gefährliche dichte Mond-Vorbeiflüge je Umlauf. Damit sich ein Südpolteilchen in ein Ringteilchen entwickeln kann, muß daher dessen Startgeschwindigkeit so groß sein, daß eine Kollision mit dem Mond während der ersten Vorbeiflüge vermieden wird.

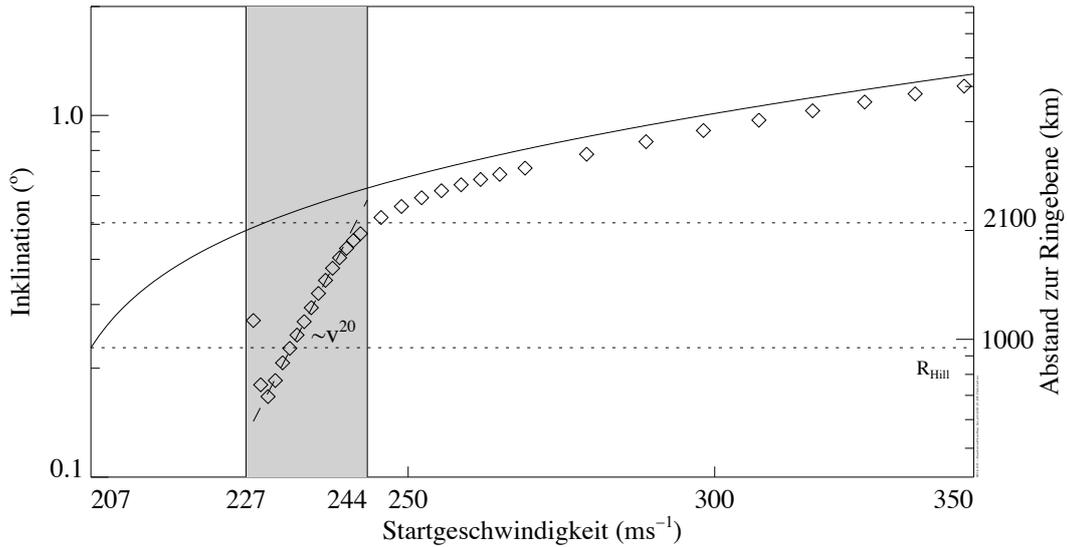
Die minimale Startgeschwindigkeit, für welche das Teilchen die ersten Vorbeiflüge am Mond überlebt, ist die *effektive Fluchtgeschwindigkeit*  $v_{esc}^*$ . Bevor jedoch die Größen- und Ortsabhängigkeit von  $v_{esc}^*$  detailliert untersucht wird, soll der Zusammenhang zwischen der Startgeschwindigkeit und der Entwicklung der Teilchenbahnen während der ersten Umläufe qualitativ diskutiert werden.



**Abbildung 4.4:** Bahnen von  $0.8\mu\text{m}$ -Teilchen während ihrer ersten zwei Umläufe um den Saturn. Die anfänglich ungeladenen Teilchen wurden am Südpol orthogonal zur Mondoberfläche gestartet. Die Bahnen sind in Zylinderkoordinaten dargestellt, wobei Enceladus (schwarz) im Koordinatenursprung liegt. Die HILL-Sphäre des Mondes ist grau markiert. Die Diamantsymbole auf den Trajektorien kennzeichnen  $5000\text{s}$ -Zeitintervalle. **a:** Für Startgeschwindigkeiten  $v_{esc} < v_s \leq 227\text{m s}^{-1}$  schlagen die Teilchen während des ersten Vorbeiflugs am Enceladus auf dessen Oberfläche auf. **b:** Ist  $v_s$  geringfügig größer als  $228\text{m s}^{-1}$ , durchqueren die Teilchen während ihrer ersten beiden dichten Vorbeiflüge am Mond dessen HILL-Sphäre, wodurch ihre anfänglichen Orbitalelemente stark verändert werden. Im hier gezeigten Fall verringert sich die Bahnneigung des Teilchens während des ersten Vorbeiflugs, vergrößert sich jedoch während des zweiten Vorbeiflugs. **c:** Für  $230 \leq v_s < 253\text{m s}^{-1}$  durchqueren die Teilchen die Hill-Sphäre nur während des ersten Vorbeiflugs, wodurch die Bahnneigung der Teilchen grundsätzlich verringert wird. **d:** Für  $v_s \geq 253\text{m s}^{-1}$  erfolgen die ersten Vorbeiflüge am Mond außerhalb der HILL-Sphäre, weshalb die Bahnneigung der Teilchen nur geringfügig verringert wird.

## 4.2.1 Abhängigkeit der Bahnneigung von der Startgeschwindigkeit

Numerische Simulation zeigen deutlich, daß die Entwicklung der Teilchenbahnen nach dem Verlassen der HILL-Sphäre bezüglich der Startgeschwindigkeit in vier charakteristische Gruppen eingeteilt werden kann. Als Beispiel sei die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Bahnen von  $0.8\mu\text{m}$ -Teilchen betrachtet, welche am Südpol orthogonal zur Oberfläche gestartet wurden (Abb. 4.4). Teilchen, deren Startgeschwindigkeit geringer als  $228\text{m s}^{-1}$  ist, verlassen zwar kurzzeitig die HILL-Sphäre, kollidieren aber grundsätzlich während des ersten Vorbeiflugs am Enceladus mit dessen Oberfläche (Abb. 4.4 a). Somit ist die effektive Fluchtgeschwindigkeit für den hier betrachteten Falls  $v_{esc}^* = 228\text{m s}^{-1}$ . Überschreitet die Startgeschwindigkeit  $v_{esc}^*$  nur geringfügig, so durchqueren die Teilchen die HILL-Sphäre mindestens zweimal (Abb. 4.4 b), wobei sie aufgrund starker Dreikörpereffekte innerhalb der HILL-Sphäre einen erheblichen Teil der vertikalen kinetischen Energie verlieren. Dies ist auch für Teilchen mit  $v_{esc}^* \leq v_s < 250\text{m s}^{-1}$  der Fall, welche die HILL-Sphäre nur einmal passieren (Abb. 4.4 c). Überschreitet  $v_s$   $250\text{m s}^{-1}$ , durchfliegt das Teilchen nicht die HILL-Sphäre des Mondes, wes-



**Abbildung 4.5:** Inklination von frisch eingespeisten E-Ring-Teilchen als Funktion ihrer Startgeschwindigkeit an der Oberfläche. Die simulierten  $0.8\mu\text{m}$ -Teilchen wurden am Südpol orthogonal zur Oberfläche gestartet. Die effektive Fluchtgeschwindigkeit ist hier  $v_{esc}^* \sim 228\text{ms}^{-1}$  und die kritische Geschwindigkeit ist  $v_c \approx 243\text{ms}^{-1}$ . Innerhalb des grauschattierten Bereichs  $v_{esc}^* \leq v_s \leq v_c$  skaliert die Inklination mit der Startgeschwindigkeit wie  $i \sim v_s^{20}$  (gestrichelte Linie). Für Geschwindigkeiten  $> v_c$  nähert sich die Abhängigkeit der Inklination von der Startgeschwindigkeit asymptotisch dem ungestörten Fall (4.3) (durchgezogene Linie) an.

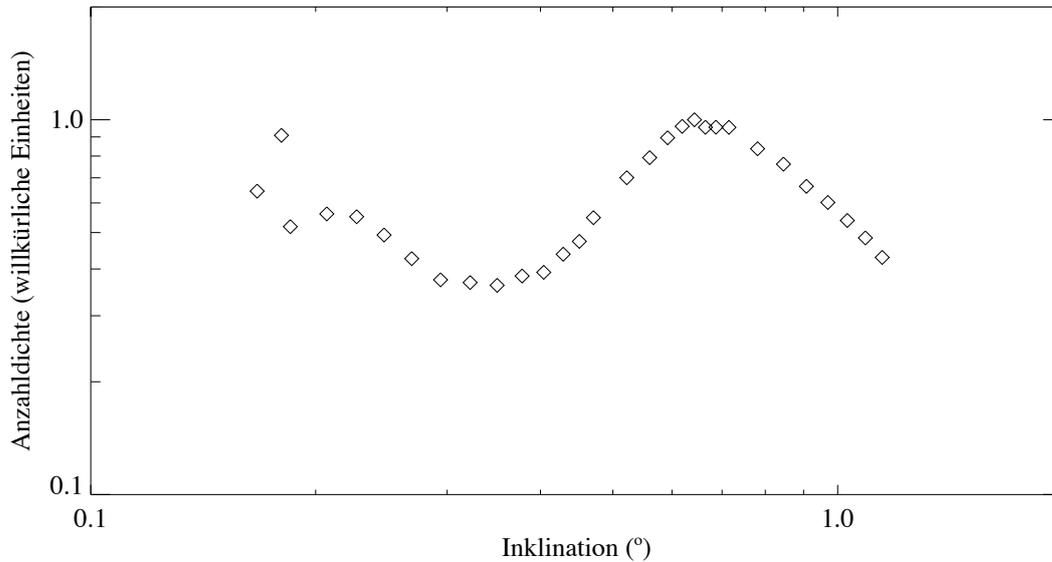
halb seine vertikale Komponente der kinetischen Energie annähernd erhalten bleibt (Abb. 4.4 d). Offensichtlich ist die Geschwindigkeit, oberhalb derer die vertikale Geschwindigkeitskomponente der Teilchen während der Vorbeiflüge nicht mehr wesentlich verringert wird, ein weiterer wichtiger Parameter zur qualitativen Beschreibung der Dynamik der Südpolteilchen. Diese Geschwindigkeit wird im Folgendem als *kritische Geschwindigkeit*  $v_c$  bezeichnet.

Die Bedeutung von  $v_c$  wird noch offensichtlicher, wenn man die Inklination der Teilchen nach zwei Umläufen als Funktion der Startgeschwindigkeit abträgt (Abb. 4.5). Die Inklination der Teilchen, welche während ihrer ersten zwei Umläufe die HILL-Sphäre passieren (Abb. 4.4 b und c), wächst erheblich stärker mit der Startgeschwindigkeit als Teilchen, deren Startgeschwindigkeit die kritische Geschwindigkeit überschritt (Abb. 4.4 d). Für das hier betrachtete Beispiel skaliert die Inklination für  $v_{esc}^* \leq v_s \leq v_c$  wie  $i \sim v_s^{20}$ . Schnellere Teilchen werden durch Dreikörpereffekte nach der Einspeisung in den Ring nur wenig oder gar nicht beeinflusst, weshalb für diese Teilchen die Differenz zwischen der Vertikalkomponente der Startgeschwindigkeit und der Fluchtgeschwindigkeit erhalten bleibt, d.h.

$$\tan^2 i = \frac{v_s^2 - v_{esc}^2}{v_E^2} + \frac{R_{hill}^2}{R_E^2}. \quad (4.3)$$

Für  $v_s \gg v_{esc}$  sollte deshalb die Inklination wie  $i \sim v_s^2$  skalieren (KEMPF & Mitarb., 2007). Tatsächlich wird diese Abhängigkeit für Teilchen mit  $v_s > v_c$  gut reproduziert (siehe Abb. 4.5).

Aufgrund des starken Unterschieds zwischen dem Skalenverhalten der Inklination für  $v_s \leq v_c$  und  $v_s \geq v_c$  ist die kritische Geschwindigkeit von großer Bedeutung zur Charakterisierung der



**Abbildung 4.6:** Inklinationsverteilung der in Abb. 4.5 betrachteten Südpolteilchenpopulation. Als Verteilung der Startgeschwindigkeiten wurde in Anlehnung des Staubfontänenmodells von SCHMIDT & Mitarb. (2008) mit  $n(v_s)dv_s \sim v_s^{-4}dv_s$  angenommen. Die Verteilung hat ihr Maximum bei  $i \approx 0.6^\circ$ , was mit Startgeschwindigkeiten in der Umgebung der kritischen Geschwindigkeit  $v_c \approx 244 \text{ m s}^{-1}$  korrespondiert. Es ist weiterhin bemerkenswert, daß keine Teilchen mit  $i < 0.17^\circ$  existieren.

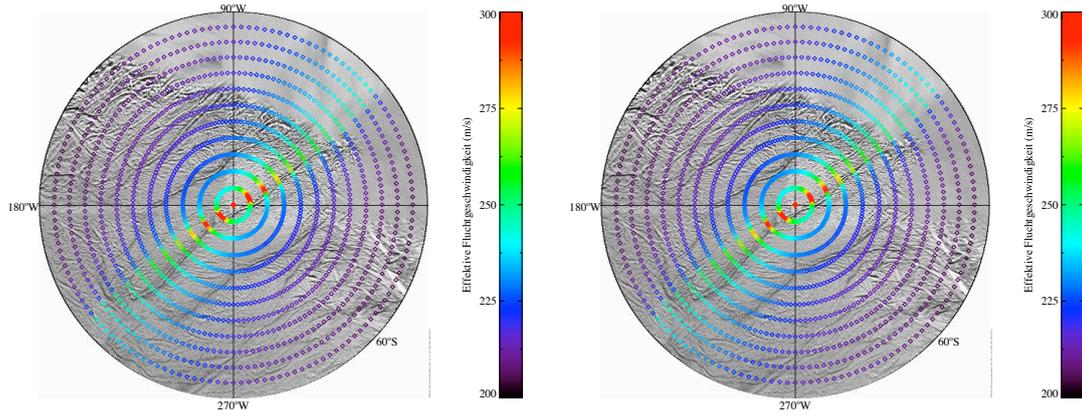
Inklinationsverteilung der durch die Südpolquelle eingespeisten Ringteilchen. Die Geschwindigkeitsverteilung der Südpolteilchen ist hinreichend gut durch ein Potenzgesetz  $n(v_s) \sim v_s^{-\beta_{SP}}$  darstellbar (SCHMIDT & Mitarb., 2008), dessen Exponent  $\beta_{SP} \sim 4$  wesentlich kleiner als der Index  $\gamma_{SP}$  der Beziehung zwischen  $i$  und  $v_s$

$$i \sim \begin{cases} 0 & v_s < v_{esc}^* \\ v_s^{\gamma_{SP}} & v_{esc}^* \leq v_s \leq v_c \\ v_s^2 & v_s > v_c \end{cases} \quad (4.4)$$

ist. Hieraus folgt dann, daß die Inklinationsverteilung der betrachteten Südpolteilchen durch

$$n_d(i) di \sim \begin{cases} 0 & v_s < v_{esc}^* \\ i^{\frac{1-\beta_{SP}}{\gamma_{SP}}-1} di & v_{esc}^* \leq v_s \leq v_c \\ i^{\frac{1-\beta_{SP}}{2}-1} di & v_s > v_c \end{cases} \quad (4.5)$$

gegeben ist, wobei die Verteilung relativ unabhängig von der tatsächlichen Geschwindigkeitsverteilung der Südpolteilchen ihr Maximum bei  $i_c = i(v_s = v_c)$  annimmt. Das bedeutet, daß aus der vertikalen Dicke des Rings Rückschlüsse auf die kritische Geschwindigkeit der Südpolteilchen gezogen werden können. Der Zusammenhang zwischen der vertikalen Struktur des E-Rings und der Dynamik der Südpolquelle wird in Abschnitt 4.3 genauer analysiert.



**Abbildung 4.7:** Testrechnung zur Überprüfung der Robustheit der in dieser Arbeit benutzten Methode zur Bestimmung von  $v_{esc}^*$  als Funktion des Startorts auf der Mondoberfläche. Die Karten zeigen die Südpolregion des Enceladus, wobei  $v_{esc}^*$  farbkodiert dargestellt wird. In den Simulationsrechnungen der linken Karte wurden alle Störkräfte vernachlässigt, während die Simulationen der rechten Karte den Einfluß des  $J_2$ -Moments auf die Dynamik des Mondes und der Teilchen berücksichtigt.

## 4.2.2 Numerische Bestimmung der Fluchtgeschwindigkeit

Um die Abhängigkeit der effektiven Fluchtgeschwindigkeit vom Startort auf der Enceladusoberfläche zu untersuchen, wurden die Bahnen von anfänglich ungeladenen, senkrecht zur Oberfläche gestarteten Testteilchen numerisch verfolgt. Die Bewegungsgleichung des Teilchens berücksichtigt neben der Gravitationskraft des Enceladus auch die Wechselwirkung mit dem planetaren Magnetfeld:

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{GM_S}{r^5} \left\{ \left[ r^2 - \frac{3}{2} J_2 R_S^2 (5 \cos^2 \theta - 1) \right] \mathbf{r} + 3 J_2 R_S^2 r_z \mathbf{e}_z \right\} - GM_E \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_E}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_E|^3} + \frac{Q_d}{m_d} \{ \mathbf{E}_c + \dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}_S \}, \quad (4.6)$$

wobei  $\mathbf{r} = r_x \mathbf{e}_x + r_y \mathbf{e}_y + r_z \mathbf{e}_z$  der Ortsvektor des Testteilchens bezüglich des Saturns ist. Die oberen Terme beschreiben die Graviationswechselwirkung des Teilchens (siehe Abschnitt 3.1.1), während der untere Term die Wechselwirkung mit dem planetaren B-Feld modelliert (siehe Abschnitt 3.1.2). Die Berechnung der magnetischen Feldstärke beruht auf dem zonalen Modell 3-ter Ordnung von CONNERNEY & Mitarb. (1993), dem sogenannten Z3-Modell, welches auf der Grundlage von Voyager-Daten abgeleitet wurde. Die Verschiebung der Symmetrieebene des Z3-Modells gegenüber der Ringebene von  $\sim 2300$  km wurde hier nicht berücksichtigt. Für die Winkelgeschwindigkeit des Feldes wurde der neubestimmte Wert  $\Omega_S = 10.785$  h (GIAMPIERI & Mitarb., 2006) benutzt. Zur Bestimmung der zeitlichen Veränderung der elektrostatischen Ladung  $Q_d$  wird Gl. (2.1) unter Nutzung des in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Plasma-modells gemeinsam mit der Bewegungsgleichung (4.6) integriert. Der Enceladus-Ortsvektor  $\mathbf{r}_E$  wird berechnet, indem die Bewegungsgleichung des Mondes<sup>2</sup> simultan mit der des Teil-

<sup>2</sup>Die Bewegungsgleichung des Mondes entspricht dem ersten Term in Gl. (4.6), wobei  $\mathbf{r}$  durch  $\mathbf{r}_E$  zu ersetzen ist. Für eine korrekte Bestimmung der Mondbahn muß das  $J_2$ -Moment des Saturn-Schwerefelds berücksichtigt

chens gelöst wird. Die numerische Integration des Problems wurde mittels eines adaptiven RUNGE–KUTTA–Integrators vierter Ordnung ausgeführt (PRESS & Mitarb., 1992).

Die effektive Fluchtgeschwindigkeit für einen Punkt auf der Oberfläche wurde wie folgt bestimmt: Die Startgeschwindigkeit des Testteilchens wird beginnend mit  $v_s = 200 \text{ ms}^{-1}$  solange um  $1 \text{ ms}^{-1}$  erhöht, bis das Teilchen zwei Saturnumläufe ohne Kollision mit der Mondoberfläche übersteht. Um eine eventuelle systematische Verfälschung des so gefundenen Wertes für  $v_{esc}^*$  aufgrund einer bevorzugten Wahl der Bahnposition des Mondes zum Startzeitpunkt zu vermeiden, wird  $v_{esc}^*$  für 20 verschiedene Enceladus–Positionen bestimmt und aus den resultierenden Werten der Mittelwert gebildet.

Um die Robustheit des Verfahrens zu testen, wurden zwei  $v_{esc}^*$ –Karten der Südpolregion ohne Berücksichtigung elektromagnetischer Kräfte berechnet. Die Simulation der linken Karte von Abb. 4.7 berücksichtigten den Einfluß des  $J_2$ –Moments auf die Bahn der Teilchen und des Mondes, die rechte Karte zeigt den ungestörten Fall. Da die Gravitationsterme der Bewegungsgleichung (4.6) massenunabhängig sind, dürfen sich die zwei Karten nur geringfügig unterscheiden. Diese Forderung wird durch die in Abb. 4.7 gezeigten Testsimulationen erfüllt.

### 4.2.3 Ortsabhängigkeit der effektiven Fluchtgeschwindigkeit

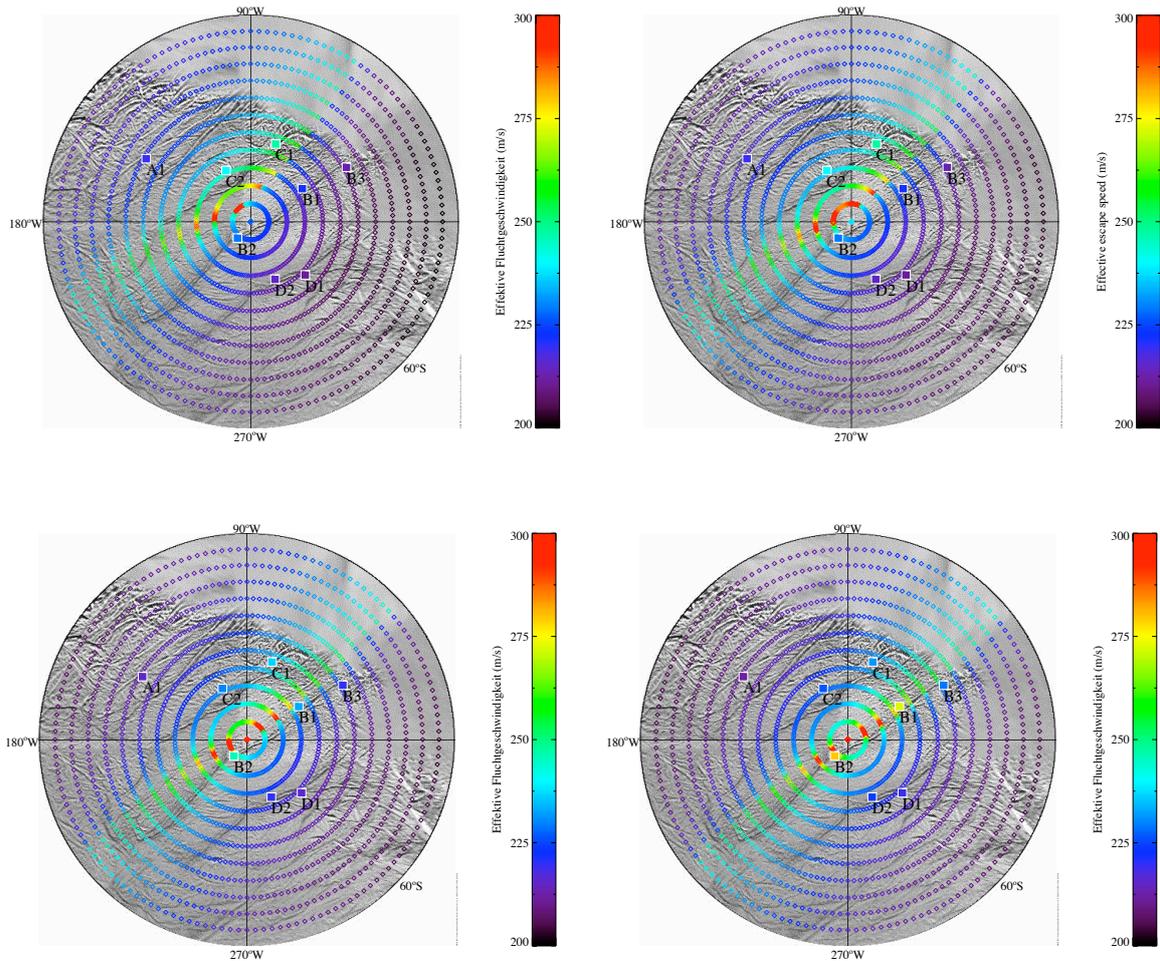
Die effektive Fluchtgeschwindigkeit hängt sowohl vom Startort auf der Mondoberfläche als auch von der Teilchengröße ab. Abb. 4.8 zeigt Karten der Südpolregion des Enceladus, in denen die aus Simulationsrechnungen für vier verschiedene Teilchengrößen abgeleiteten Werte für  $v_{esc}^*$  farbkodiert dargestellt sind. Auffallend ist ein diagonales Band hoher effektiver Fluchtgeschwindigkeit, welches ungefähr  $40^\circ$  zur Bewegungsrichtung des Mondes geneigt ist. Dieses Band ist die Auswirkung der CORIOLIS–Kraft (DOBROVOLSIS & BURNS, 1980). Ist der Einfluß elektromagnetischer Kräfte auf die Teilchenbahnen gering, so liegt der Südpol exakt auf dem Band (siehe Abb. 4.7 sowie Abb. 4.8 unten rechts).

Die Teilchengrößenabhängigkeit der effektiven Fluchtgeschwindigkeit wird durch elektromagnetische Kräfte verursacht, deren Stärke vom Verhältnis zwischen der elektrostatischen Ladung  $Q_d$  und der Masse der Staubteilchen bestimmt ist (letzter Term in Gl. (4.6)). Teilchen großer Masse haben ein kleines  $Q_d$ –zu– $m_d$ –Verhältnis, weshalb deren Bahnen nur schwach durch elektromagnetische Kräfte beeinflusst werden. Ab  $r_d \geq 5 \mu\text{m}$  entsprechen die effektiven Fluchtgeschwindigkeiten fast dem Fall ohne Berücksichtigung elektromagnetischer Kräfte (vergleiche Abb. 4.8 unten rechts mit Abb. 4.7).

Ein großes  $Q_d$ –zu– $m_d$ –Verhältnis bedeutet jedoch aufgrund der großen Aufladungszeit solcher Teilchen nicht notwendigerweise eine vom ungestörten Fall (d.h.  $Q_d/m_d \ll 1$ ) verschiedene effektive Fluchtgeschwindigkeit. Je später die elektromagnetischen Kräfte die Bahnen der anfänglich ungeladenen Teilchen beeinflussen, um so schwächer ist die Auswirkung auf  $v_{esc}^*$ . Ist die typische Zeitskala zum Einstellen des Gleichgewichtspotentials eines Teilchens (siehe Abschnitt 2.3.1) vergleichbar mit der Umlaufzeit des Mondes, dann ist  $v_{esc}^*$  wiederum annähernd unabhängig von der Teilchengröße. Dies setzt allerdings voraus, daß die Teilchendynamik trotz  $Q_d/m_d \gg 1$  durch Gravitationskräfte dominiert wird. Für Staubteilchen in der

---

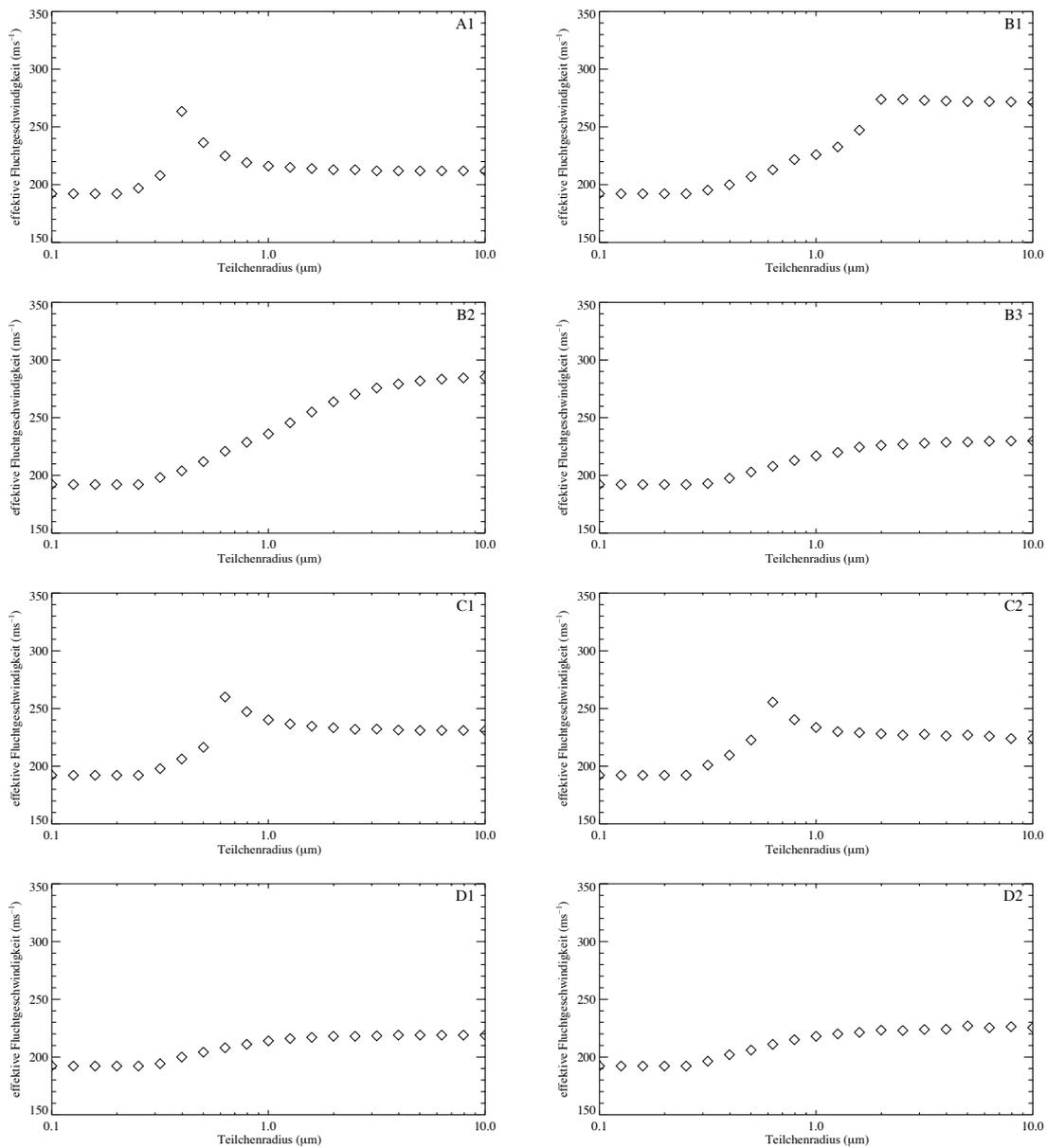
werden.



**Abbildung 4.8:** Abhängigkeit der effektiven Fluchtgeschwindigkeit  $v_{esc}^*$  vom Startort auf der Mondoberfläche für  $r_d = 0.8\mu\text{m}$  (links oben),  $r_d = 1\mu\text{m}$  (rechts oben),  $r_d = 1.5\mu\text{m}$  (links unten) und  $r_d = 5\mu\text{m}$  (rechts unten). Die anfänglich ungeladenen Teilchen wurden orthogonal zur Mondoberfläche gestartet. Die von SPITALE & PORCO (2007) identifizierten Staubquellen sind auf den Karten durch Quadrate markiert. Die Karte für  $r_d = 5\mu\text{m}$  entspricht nahezu dem ungestörten Fall (siehe Abb. 4.7).

Enceladusumgebung ist das nicht der Fall.

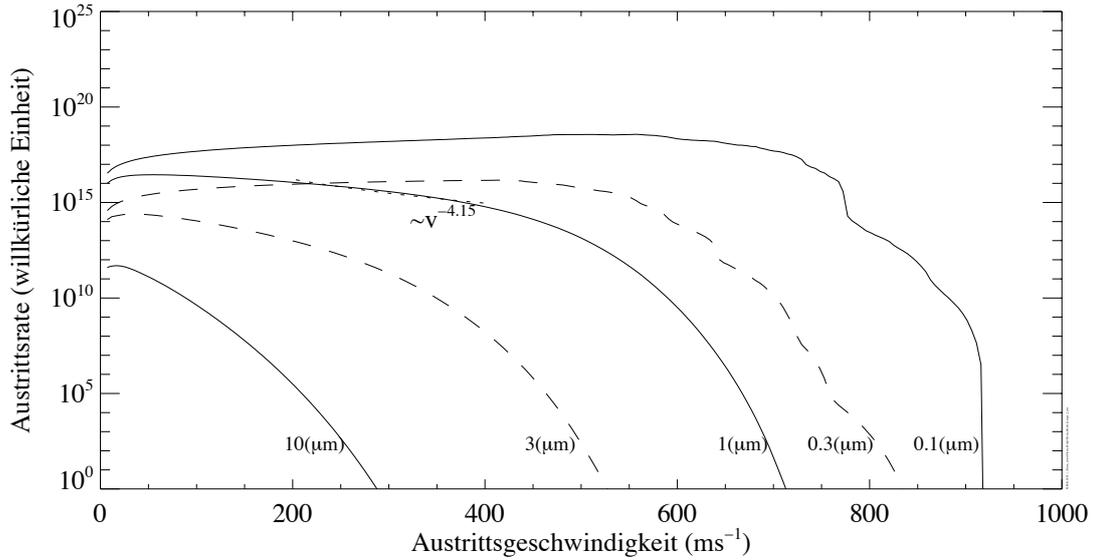
Für  $r_d < 5\mu\text{m}$  verschiebt sich das Band großer effektiver Fluchtgeschwindigkeiten mit abnehmender Teilchengröße in die Apex-Richtung des Mondes (Abb. 4.8). Da das Gleichgewichtspotential in der Umgebung der Enceladusbahn negativ ist, werden die Teilchenbahnen in retrograder Richtung gedreht (siehe Abschnitt 3.1.2, insbesondere Gl. (3.4) und Abb. 3.3). Teilchen, welche in Simulationen ohne Berücksichtigung elektromagnetischer Kräfte einen sehr dichten Vorbeiflug an der Mondoberfläche ausführen und deren Startgeschwindigkeitsvektor geringfügig in Apex-Richtung zeigt, kollidieren mit dem Mond, da deren Bahnen aufgrund der elektromagnetischen Kräfte in Richtung der Mondoberfläche verschoben werden.



**Abbildung 4.9:** Abhängigkeit der effektiven Fluchtgeschwindigkeit von der Teilchengröße der Staubfontänen innerhalb der Südpolregion des Enceladus.

## Produktionsrate der Staubfontänen

Eine unmittelbare Folge der im vorigen Abschnitt diskutierten Abhängigkeit der effektiven Fluchtgeschwindigkeit ist, daß sowohl die Rate als auch die Größenverteilung der von den Enceladus–Staubfontänen in den Ring eingespeisten Teilchen nicht der Rate und der Größenverteilung der Teilchen an der Mondoberfläche entspricht. Die Eigenschaften der Staubfontänen variieren stark. Dies wird deutlich, wenn man die in Abschnitt 4.2.1 eingeführten charakteristischen Parameter der Ringteilcheneinspeisung der Staubfontänen vergleicht. Abb. 4.9 zeigt für die von SPITALE & PORCO (2007) identifizierte Staubfontänen die jeweilige Abhängigkeit der effektiven Fluchtgeschwindigkeit von der Teilchengröße. Als typische Beispiele sei hier die Staubfontäne A1 auf dem Alexandria–Sulcus und B2 auf dem Bagdad–Sulcus be-



**Abbildung 4.10:** Austrittsrate von Südpolteilchen als Funktion der Austrittsgeschwindigkeit. Die gezeigten Raten beruhen auf den Modellrechnungen von SCHMIDT & Mitarb. (2008). Die Modellparameter wurden so gewählt, daß die vom HRD-Detektor gemessene Staubbichte (SPAHN & Mitarb., 2006b) reproduziert wird.

trachtet. Während für die Fontäne B2  $v_{esc}^*$  zwischen zwei Grenzwerten monoton mit der Teilchengröße wächst, zeigt  $v_{esc}^*(r_d)$  der Fontäne A1 ein ausgeprägtes Maximum bei  $\approx 0.4 \mu\text{m}$ . Die Ursache des asymptotischen Strebens von  $v_{esc}^*$  gegen einen Grenzwert ist das abnehmende  $Q_d$ -zu- $m_d$ -Verhältnis der Teilchen. Hingegen ist für kleine Teilchen das  $Q_d$ -zu- $m_d$ -Verhältnis so groß, daß die Dynamik dieser Staubteilchen durch elektromagnetische Kräfte dominiert wird und sie daher der Bewegung der magnetischen Feldlinien folgen. Da die Rotationsrate des planetaren Magnetfelds größer als die Umlaufrate des Mondes ist, wächst der Abstand zwischen diesen Teilchen und dem Mond und somit auch die Überlebenswahrscheinlichkeit schnell. Dies setzt jedoch voraus, daß diese Teilchen bis zum Erreichen des elektrostatischen Gleichgewichts mit dem Umgebungsplasma nicht mit dem Mond kollidieren. Die typische Aufladungszeit ist unabhängig vom Startort und korrespondiert mit einer Startgeschwindigkeit von  $\approx 190 \text{ms}^{-1}$ . Es ist bemerkenswert, daß die “universelle” effektive Fluchtgeschwindigkeit kleiner Teilchen deutlich geringer als die Drei-Körper-Fluchtgeschwindigkeit  $v_{esc} = 207 \text{ms}^{-1}$  ist.

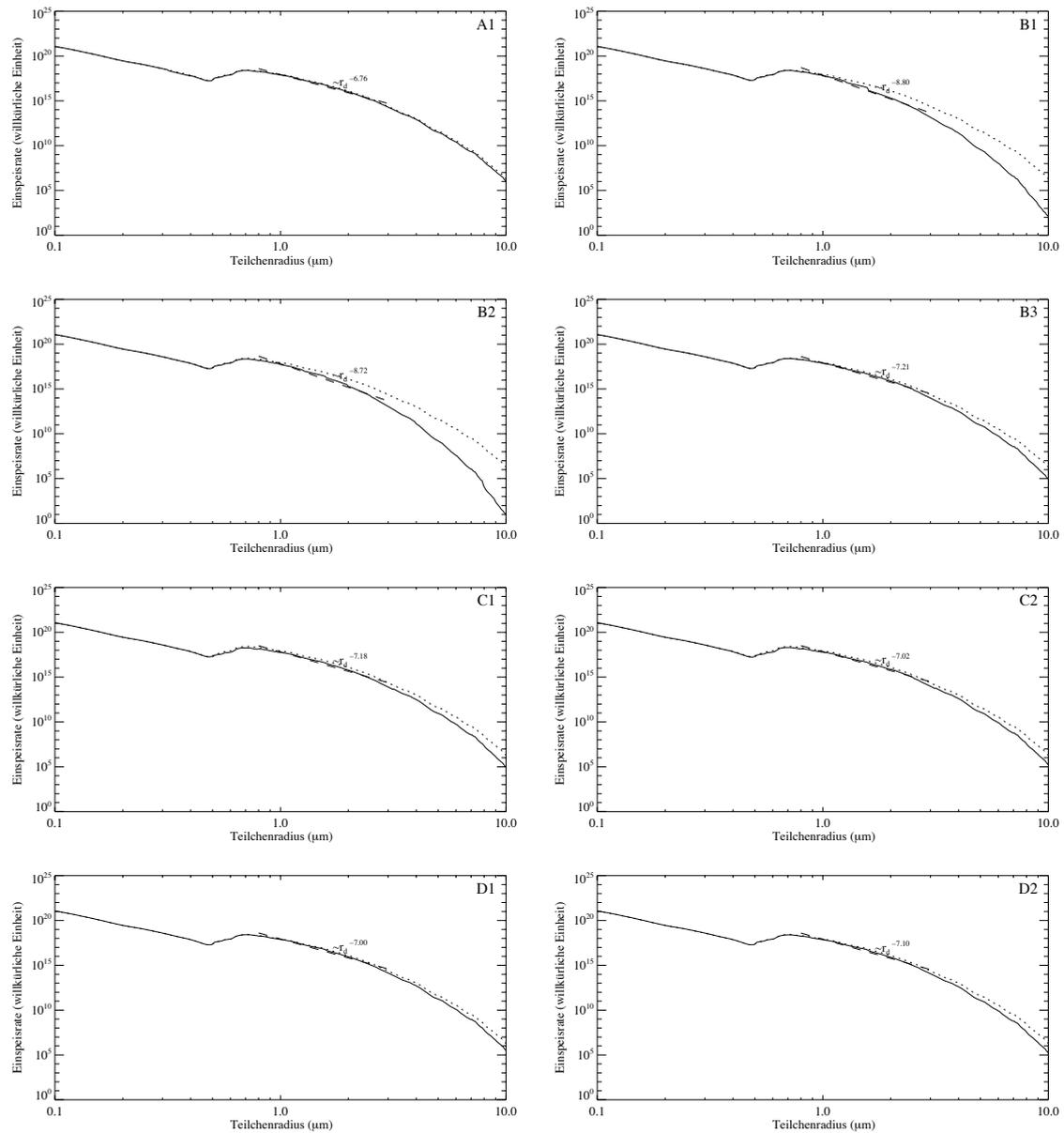
Die Berechnung der Effizienz der Ringteilchenproduktion der Staubfontänen erfordert die Kenntnis der Größenverteilung und der dynamischen Eigenschaften der Südpolteilchen am jeweiligen Austrittsort. Diese Parameter können nicht direkt aus Messungen, sondern nur aus Modellrechnungen abgeleitet werden. Die für die Rechnungen dieser Arbeit beruhen auf dem Fontänenmodell von SCHMIDT & Mitarb. (SCHMIDT & Mitarb., 2008), welches sowohl die von der Cassini-Kamera beobachtete Helligkeit der Fontänen als auch die CDA-Messungen der Staubanzahldichte in größeren Abständen zur Mondoberfläche gut reproduziert. In diesem Modell werden die Brüche in der Eisoberfläche, aus denen das Staub-Gas-Gemisch austritt, durch ein zufallsgeneriertes Ensemble von Kanälen variablen Querschnitts approximiert. Die Gasproduktion wird durch eine Wärmequelle im Inneren des Mondes unterhalb des Südpolgebiets angetrieben. Die Staubteilchen kondensieren im aufsteigenden und sich

**Tabelle 4.1:** Index der Größenverteilung  $n_d(r_d)dr_d \sim r_d^{-\alpha}dr_d$  der in den E-Ring eingespeisten Staubfontänenteilchen  $> 1\mu\text{m}$ . Ohne Berücksichtigung von Dreikörpereffekten ist  $\alpha = 6,66$ .

Fontäne	A1	B1	B2	B3	C1	C2	D1	D2
$\alpha$	6,76	8,80	8,72	7,21	7,18	7,02	7,00	7,10

hierdurch abkühlenden Gas. Die Struktur eines Kanals wird durch zwei Parameter charakterisiert: die Länge  $L_c$  der kleinsten Struktur des Wandprofils und dem Verhältnis  $d_s$  zwischen der minimalen und maximalen Kanalbreite. Die Gasströmung innerhalb eines Kanals mit den Parametern  $(L_c, d_s)$  wird im Rahmen eindimensionaler Hydrodynamik bestimmt, was wiederum die Berechnung der Größenverteilung des aus diesem Kanal entweichenden Staubs ermöglicht. Die Staubteilchen folgen aufgrund der Gasreibung der Gasbewegung, weshalb man erwarten würde, daß die Staubteilchen unabhängig von ihrer Größe mit der Stromgeschwindigkeit des Gases ausgestoßen werden. Die räumliche Struktur der Staubfontänen kann jedoch nur durch eine größenabhängige Geschwindigkeitsverteilung der entweichenden Staubteilchen erklärt werden, wobei die meisten Staubteilchen wesentlich langsamer als das Gas ausgestoßen werden müssen. Diesen scheinbaren Widerspruch lösen SCHMIDT & Mitarb. (2008), indem sie dissipative Stöße der Staubteilchen mit den Kanalwänden berücksichtigen. Stößt ein aufsteigendes Staubteilchen mit der gekrümmten Kanalwand, wird es relativ zum Gasfluß angehalten und benötigt eine größenabhängige Zeit, um dem Gasfluß wieder zu folgen. Offensichtlich wird in diesem Modell die Geschwindigkeitsverteilung der Staubteilchen durch die Wandstöße direkt vor dem Entweichen aus den Spalten bestimmt. Die Größen- und Geschwindigkeitsverteilung der Südpolteilchen wird dann aus MONTE-CARLO-Simulationen für eine große Anzahl von Kanälen mit zufällig gewählten Parametern  $L_c$  und  $d_c$  ermittelt. Die beste Übereinstimmung zwischen den Modellrechnungen und den Beobachtungsdaten wird bei einer Gastemperatur an der Austrittsöffnung zwischen 240 K und 260 K erreicht. Abb. 4.10 zeigt die resultierende größenabhängige Austrittsrate der Südpolteilchen als Funktion ihrer Austrittsgeschwindigkeit. Die Austrittsgeschwindigkeit der meisten Submikrometerteilchen überschreitet die effektive Fluchtgeschwindigkeit, während die überwiegende Zahl der Teilchen  $\gg 1\mu\text{m}$  auf die Mondoberfläche zurückfällt. Innerhalb des für die Ringeinspeisung relevanten Geschwindigkeitsbereichs kann die Produktionsrate von  $1\mu\text{m}$ -Südpolteilchen durch ein Potenzgesetz  $\sim v_s^{-4}$  approximiert werden.

Auf der Grundlage des zuvor betrachteten Fontänenmodells kann nun die Effizienz der Staubfontänen in der Südpolregion abgeschätzt werden. Abb. 4.11 vergleicht die anfängliche Größenverteilung der Staubfontänenteilchen mit der Verteilung der tatsächlich das Ringteilchenreservoir auffrischenden Staubteilchen. Für  $r_d > 1\mu\text{m}$  kann die Größenverteilung einer Fontäne hinreichend genau durch ein Potenzgesetz  $n_d(r_d)dr_d \sim r_d^{-\alpha}dr_d$  beschrieben werden, dessen Index  $\alpha$  ein weiterer wichtiger Parameter zur Charakterisierung des Staubteilcheneintrags in den Ring ist. Die aus den numerischen Simulationen abgeleiteten Indizes der Staubfontänen variieren zwischen 6.8 und 8.8 (Tabelle 4.1). Die Staubfontänen des Bagdad-Sulcus, der innerhalb des Bands hoher effektiver Fluchtgeschwindigkeiten liegt (siehe Abb. 4.8), zeichnen sich durch besonders steile Größenverteilungen aus – insbesondere die Fontänen B1 und B2. Dies bedeutet, daß diese Fontänen keine ergiebigen Quellen für größere Ringteilchen sein können.



**Abbildung 4.11:** Größenverteilung der von den Staubfontänen innerhalb der Südpolregion des Enceladus in den E-Ring eingespeisten Teilchen. Die gebrochenen Linien zeigen die Größenverteilung der Staubfontänen an der Oberfläche des Mondes.

Leider ist ein direkter Vergleich zwischen den hier gezeigten Größenverteilungen mit in-situ-Daten des Staubdetektors nicht möglich, da die Parameter des Fontänenmodells von SCHMIDT & Mitarb. (2008) bereits so optimiert wurden, daß es die vom Staubdetektor in Enceladusnähe bestimmte Größenverteilung reproduziert. Kenntnis der Größenverteilung des durch Enceladus gespeisten Staubtorus erlaubt auch keine direkten Rückschlüsse auf die Verteilungen der individuellen Quellen auf der Mondoberfläche, da die überwiegende Mehrheit der Torusteilchen den Saturn mindestens einmal umkreist und aufgrund dessen ihre anfängliche räumliche Trennung verloren haben.

## 4.3 Vertikale Struktur des E-Rings

Numerische Simulationen als auch theoretische Abschätzungen (siehe Abschnitt 3.1) zeigen, daß insbesondere die Inklination der Bahnen größerer Teilchen ( $> 0,8 \mu\text{m}$ ) durch Störkräfte nur schwach beeinflusst werden. Die vertikale Struktur des Ringes ist somit eng mit den dynamischen Eigenschaften der Teilchen zum Zeitpunkt ihrer Einspeisung verknüpft. Folglich kann aus der Analyse der vertikalen Ringstruktur Schlüsse über die Eigenschaften der von Enceladus in den Ring eingespeisten Staubteilchen gezogen werden. Dieser Ansatz ist um so mehr erfolgversprechend, da die Cassini-Sonde das vertikale Profil des E-Rings insbesondere in der Umgebung der Enceladus-Bahn mit zuvor nicht erreichter Genauigkeit vermessen hat (KURTH & Mitarb., 2006; SRAMA & Mitarb., 2006; KEMPF & Mitarb., 2007).

### 4.3.1 Vergleich mit in-situ-Messungen

In-situ-Detektoren wie der Staubsensor CDA und der Plasmawellensensor RPWS (GURNETT & Mitarb., 2004) messen während des Durchflugs der Raumsonde durch den Ring die Einschlagsrate  $r_{imp}$  auf den jeweiligen Sensor, welche mit der lokalen Anzahldichte der Ringteilchen  $n_d$  am Ort  $(r, z)$  über

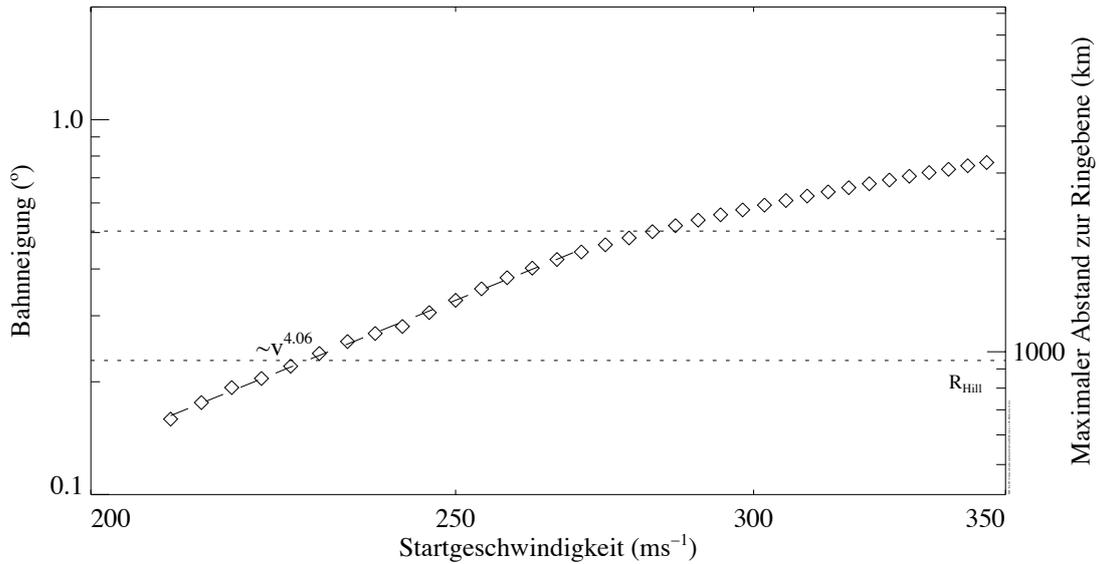
$$r_{imp} = n_d v_d A \quad (4.7)$$

verknüpft ist. Die Einfachheit der obigen Beziehung ist jedoch trügerisch, da sowohl Einschlagsgeschwindigkeit  $v_d$  als auch die sensitive Fläche  $A$  des Sensors von den in der Regel unbekanntem Orbitalelementen des registrierten Staubteilchens abhängt. Es ist daher für Vergleiche zwischen Simulationsrechnungen und in-situ-Daten einfacher, anstatt Anzahldichten modellierte und gemessene Raten zu vergleichen. Im Folgendem wird nun die zuvor abgeleitete Inklinationsverteilung in das entsprechende Ratenprofil transformiert.

Betrachtet wird nun die Einschlagsrate auf einen in einem geometrisch dünnen (d.h.  $r \gg z$ ) Ring bezüglich des Inertialsystems ruhenden planen Detektor, wobei die Ringteilchen überwiegend das Massezentrum auf Kreisbahnen umlaufen. Unter diesen Voraussetzungen entspricht die Einschlagsgeschwindigkeit  $v_d$  der Kreisbahngeschwindigkeit  $v_K$  des Teilchens, welche nicht von dessen Inklination  $i$  abhängt. Die sensitive Fläche  $A$  ist im allgemeinen eine Funktion des Einschlagswinkels. Für einen in Bewegungsrichtung der Kreisbahnteilchen orientierten Detektor in einem geometrisch dünnen Ring ist jedoch aufgrund der geringen Inklinationen der Teilchen  $A$  in einer sehr guten Näherung durch die geometrische Fläche  $A_0$  des Detektors gegeben. Weiterhin ist zu beachten, daß ein Detektor in der Höhe  $z$  über der Ringebene nur Teilchen registrieren kann, deren Inklination mindestens  $\tan i \approx i = z/r$  beträgt. Die Einschlagsrate berechnet sich somit als

$$r_{imp}(z|r) = v_K(r) A_0 \int_{i=z/r}^{i_{max}} n_d(i) di, \quad (4.8)$$

wobei  $i_{max} \ll \pi/2$  die maximale Inklination der betrachteten Ringteilchenpopulation ist. Da  $n_d(i) \geq 0$ , ist die Einschlagsrate unabhängig von der minimalen Inklination in der Ringebene maximal. Dies hat die wichtige Konsequenz, daß die Einschlagsrate auf einen Staubsensor



**Abbildung 4.12:** Mittlere Inklination von isotrop auf der Enceladusoberfläche gestarteten  $1\mu\text{m}$ -Eisteilchen als Funktion ihrer Startgeschwindigkeit.

unabhängig von der Inklinationsverteilung monoton mit der Höhe über der Ringebene abnehmen muß. Die vom Plasmawelleninstrument RPWS während des Ringebendurchflugs im siebten Umlauf der Cassini-Sonde um den Saturn beobachtete vertikale “Doppelpeakprofil” (KURTH & Mitarb., 2006) ist daher auf instrumentelle Effekte zurückzuführen.

In der Umgebung der Enceladusbahn findet man nahezu ausschließlich Staubteilchen, welche entweder durch die Südpolquelle oder durch den Impaktor-Ejekta-Mechanismus (IE) in den Ring eingespeist wurden. Die Inklinationsverteilung (4.5) der durch die Südpolquelle eingespeisten Ringteilchen wurde schon im Abschnitt 4.2.1 abgeleitet. Hieraus folgt, daß die Einschlagsrate der Südpolpopulation wie

$$r_{\text{imp}}(z|r) \sim v_K A_0 \begin{cases} 0.87 i_c^{1,15} (i_0^{-0,15} - i_c^{-0,15}) + 0.45 i_c^{2,2} (i_c^{-1,2} - i_{\text{max}}^{-1,2}) & z \leq i_0 r, \\ 0.87 i_c^{1,15} ((z/r)^{-0,15} - i_c^{-0,15}) + 0.45 i_c^{2,2} (i_c^{-1,2} - i_{\text{max}}^{-1,2}) & i_0 r < z \leq i_c r, \\ 0.45 i_c^{2,2} ((z/r)^{-1,2} - i_{\text{max}}^{-1,2}) & z > i_c r \end{cases} \quad (4.9)$$

von der Höhe  $z$  über der Ringebene abhängt. Die untere Schranke  $i_0 \approx 0,17^\circ$  für die Inklination der Südpolteilchenpopulation wird durch die effektive Fluchtgeschwindigkeit  $v_{\text{esc}}^*$  dieser Teilchen bestimmt, während die obere Schranke  $i_{\text{max}}$  mit der maximalen Startgeschwindigkeit der Südpolteilchen verknüpft ist. Unter der Annahme, daß die maximale Startgeschwindigkeit der Staubteilchen nicht die Geschwindigkeit des entweichenden Gases von 300 bis  $500\text{ms}^{-1}$  überschreiten kann (TIAN & Mitarb., 2007), findet man  $i_{\text{max}} \approx 1,2^\circ$ .

Die Inklinationsverteilung der Impaktor-Ejekta-Staubpopulation unterscheidet sich wesentlich von der Verteilung der Südpolpopulation. Das Grundprinzip des IE-Mechanismus ist, daß ein Hochgeschwindigkeitseinschlag eines Mikrometeoriten auf die Oberfläche eines Mondes eine große Anzahl von Ejektateilchen erzeugt, welche mit einer gewissen Geschwindigkeit die

Mondoberfläche verlassen. Ejekta, deren Startgeschwindigkeit die Fluchtgeschwindigkeit des Mondes überschreitet, entweichen aus dessen Gravitationsfeld und frischen die Ringteilchenpopulation auf. Der IE-Prozeß wurde detailliert von SPAHN & Mitarb. (1999), KRIVOV & Mitarb. (2003) sowie SREMCEVIC & Mitarb. (2003) untersucht. Für das hier betrachtete Problem ist jedoch nur die Geschwindigkeitsverteilung der Ejektateilchen

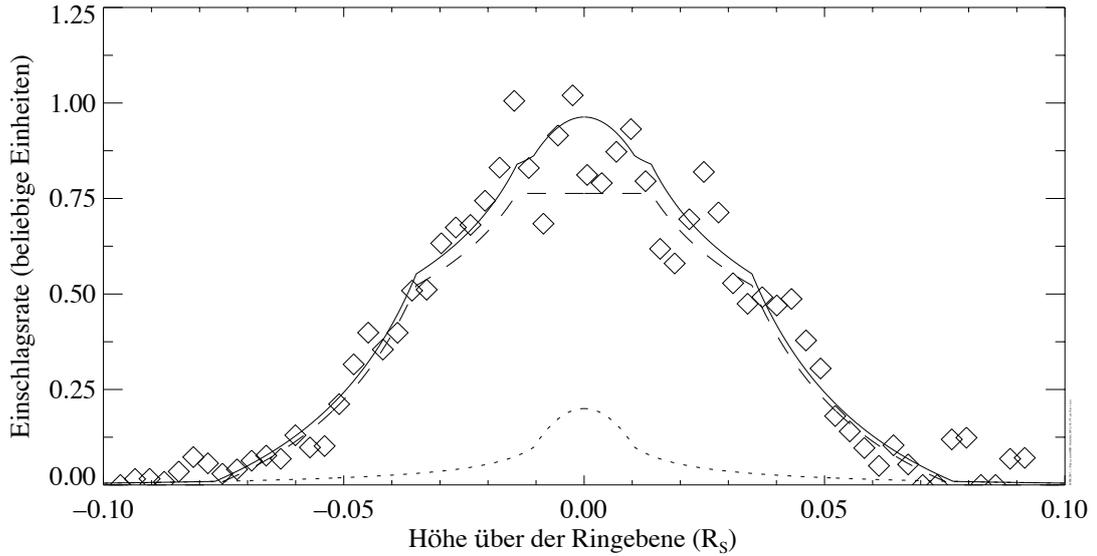
$$p_v = \frac{\beta_e - 1}{v_0} \left( \frac{v}{v_0} \right)^{-\beta_e} \Theta(v - v_0) \quad \text{mit} \quad \int p_v dv = 1, \quad (4.10)$$

relevant, weshalb auf eine über diesen Punkt hinausgehende Darstellung des IE-Mechanismus verzichtet werden kann. Der Index  $\beta_e$  der Geschwindigkeitsverteilung ist ungefähr 3 für die Oberfläche eines Eismondes (KRIVOV & Mitarb., 2003). Der Wert für die Geschwindigkeit  $v_0$  des langsamsten Ejektateilchens gewährleistet die Konvergenz der Verteilung (4.10) und ist eine komplizierte Funktion der Parameter des betrachteten IE-Prozesses. Für Enceladus bestimmten SPAHN & Mitarb. (2006b) die Geschwindigkeit des langsamsten Ejektateilchens mit  $30 \text{ ms}^{-1}$ . In erster Näherung ist die Produktionsrate von Enceladus-IE-Teilchen unabhängig vom Ort auf der Mondoberfläche. Aus diesem Grund ist die anfängliche Inklinationsverteilung der in den Ring eingespeisten IE-Teilchen breiter als die Inklinationsverteilung der Südpolteilchen. Abb. 4.12 zeigt die Abhängigkeit der mittleren Inklination der Enceladus-IE-Population von der Startgeschwindigkeit, welche aus Simulationsrechnungen für eine gleichförmig über die Mondoberfläche verschmierte Staubquelle abgeleitet wurde. Die anfänglich ungeladenen Testteilchen wurden analog zu den Simulationsrechnungen für die Südpolquelle orthogonal zur Oberfläche gestartet. Wie zuvor für die Südpolteilchenpopulation kann auch hier die Abhängigkeit der mittleren Neigung der Teilchenbahnen von  $v_s$  durch ein Potenzgesetz angenähert werden. Die Simulationsrechnungen ergaben, daß der resultierende Index der Potenzverteilung  $\langle i \rangle \sim v_s^{\gamma_{IE}}$  nur schwach von der Größe der IE-Teilchen abhängt und  $\gamma_{IE} \sim 4$  eine hinreichend gute Näherung ist. Es sollte jedoch erwähnt werden, daß sich in der Äquatorumgebung erzeugte IE-Teilchen sich vorwiegend auf Bahnen geringer Neigung bewegen, deren Beitrag zur in Abb. 4.12 gezeigten mittleren Inklination statistisch unterdrückt ist.

Mittels der zuvor abgeleiteten Skalenbeziehung zwischen  $v_s$  und  $\langle i \rangle$  und der IE-Geschwindigkeitsverteilung Gl. (4.10) findet man dann die Inklinationsverteilung der Enceladus-IE-Teilchen

$$n_d(i) di \sim \begin{cases} i di & 0 \leq i < i_{min}, \\ i_{min}^{2,75} i^{-1,75} di & i_{min} < i \leq i_{max}. \end{cases} \quad (4.11)$$

Wie bereits erwähnt wird der Beitrag Ejektateilchen geringer Inklination durch die Mittelung der Simulationsdaten unterdrückt, weshalb eine ausschließlich auf den gemittelten Daten aufbauende Verteilung keine Ejektateilchen mit Inklinationen kleiner als  $i_{min} \approx 0,15^\circ$  berücksichtigen würde. Aus diesem Grunde wird in der obigen Verteilung der Beitrag der am Äquator erzeugten Ejekta durch ein weiteres Potenzgesetz für  $0 \leq i < i_{min}$  dargestellt. Die maximale Inklination  $i_{max}$  der erzeugten Ejekta korrespondiert mit der maximalen Ejektageschwindigkeit, welche in der Größenordnung der typischen Impaktorgeschwindigkeit von mehreren  $\text{km s}^{-1}$  liegt. Aufgrund des negativen Potenzgesetzindex für  $i > i_{min}$  in Gl. (4.11) ist der Einfluß der oberen Grenze auf das Profil nur gering, weshalb die Wahl des im Folgendem benutzten Werts von  $i_{max} = 2^\circ$  unkritisch ist. Die Abhängigkeit der Einschlagsrate der Impaktor-Ejektateilchen



**Abbildung 4.13:** Vergleich zwischen Modelrechnungen (durchgezogene Linie) und HRD-Messungen (Romben) während des steilen Durchflugs der Cassini-Sonde durch den E-Ring am Tag 177 in 2006. Die Anteile der IE-Population (gepunktete Linie) und Südpolpopulation (gestrichelte Linie) an der Gesamteinschlagsrate wurde als 1:4 angenommen. Der radiale Abstand der Raumsonde zum Saturn zum Zeitpunkt des Ringebendurchflugs betrug  $3.93 R_S$ , die vertikale Auflösung der HRD-Messungen ist  $\approx 190$  km.

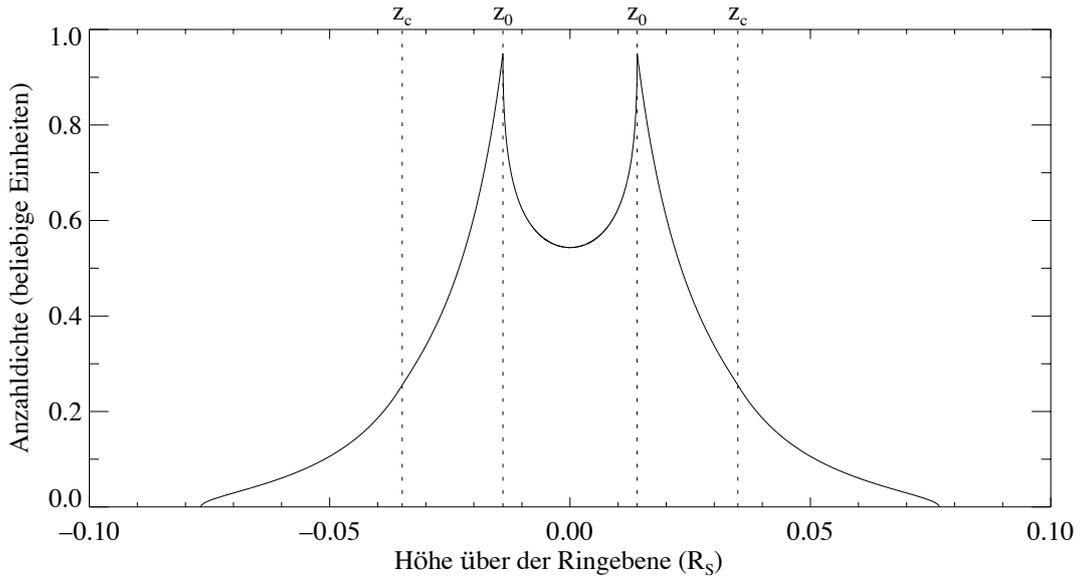
Population von der Höhe über der Ringebene ist dann

$$r_{imp}(z|r) \sim v_K A_0 \begin{cases} 0.57 i_{min}^{2,75} \{ i_{min}^{-0,75} - i_{max}^{-0,75} \} + 0.5 \{ i_{min}^2 - (z/a)^2 \} & z/a \leq i_{min} \\ 0.57 i_{min}^{2,75} \{ (z/a)^{-0,75} - i_{max}^{-0,75} \} & i_{min} < z/a \leq i_{max}. \end{cases} \quad (4.12)$$

Die Anteile der Südpol- und IE-Population an der Gesamtrate sind derzeit nur ungefähr bekannt. SPAHN & Mitarb. (2006b) schätzten auf Grundlage der CDA-Messungen während des dichten Cassini-Vorbeiflugs am Enceladus im Jahr 2006 ab, daß der Anteil der IE-Population 25% nicht überschreiten kann. Abb. 4.13 vergleicht die mittels Gl. (4.9) und (4.12) berechnete Einschlagsrate mit HRD-Messungen während eines steilen Durchflugs der Cassini-Sonde durch den E-Ring, wobei angenommen wurde, daß die Südpol- und IE-Populationen im Verhältnis 4:1 zur Gesamtrate beitragen. Die Übereinstimmung zwischen dem Modell und den Daten ist sehr gut, was ein deutlicher Beleg dafür ist, daß tatsächlich die vertikale Struktur des Ringes im wesentlichen auf die Inklinationsverteilung der Südpolquelle zurückgeführt werden kann.

### 4.3.2 Vergleich mit dem vertikalen Helligkeitsprofil

Aufgrund der geringen optischen Tiefe des E-Rings ( $\tau \sim 10^{-6}$ ) ist die von einem äußeren Beobachter gemessene Helligkeit in erster Näherung proportional zur tangentialen Flächendichte  $\sigma_d(z)$  der Ringteilchen. Das vertikale Helligkeitsprofil des E-Rings ist somit komplementär zum zuvor betrachteten vertikalen Ratenprofil.



**Abbildung 4.14:** Vertikale Flächendichte größer Südpol-Teilchen als Funktion der Höhe über der Ringebene. Die Dichte wurde entsprechend Gl. (4.16) berechnet. In einer guten Näherung entspricht die Darstellung dem vertikalen Helligkeitsprofil des Enceladus-Staubtorus.

Im Folgendem wird der Zusammenhang zwischen den Inklinationsverteilungen der Südpol- und IE-Population und der vertikalen Abhängigkeit der Helligkeit abgeleitet. Betrachtet wird die Helligkeit des Ringes innerhalb des radialen Intervalls  $(r, r + dr)$ , wobei wie zuvor angenommen wird, daß sich die Ringteilchen auf leichtinklinierten Kreisbahnen bewegen, deren Knoten gleichverteilt sind. Unter diesen Voraussetzungen ist die tangentielle Flächendichte von Ringteilchen auf Bahnen mit der Inklination  $i$

$$\sigma_d(z|i, r) dr dz \sim p(z|i, r) n_d(i) dr dz, \quad (4.13)$$

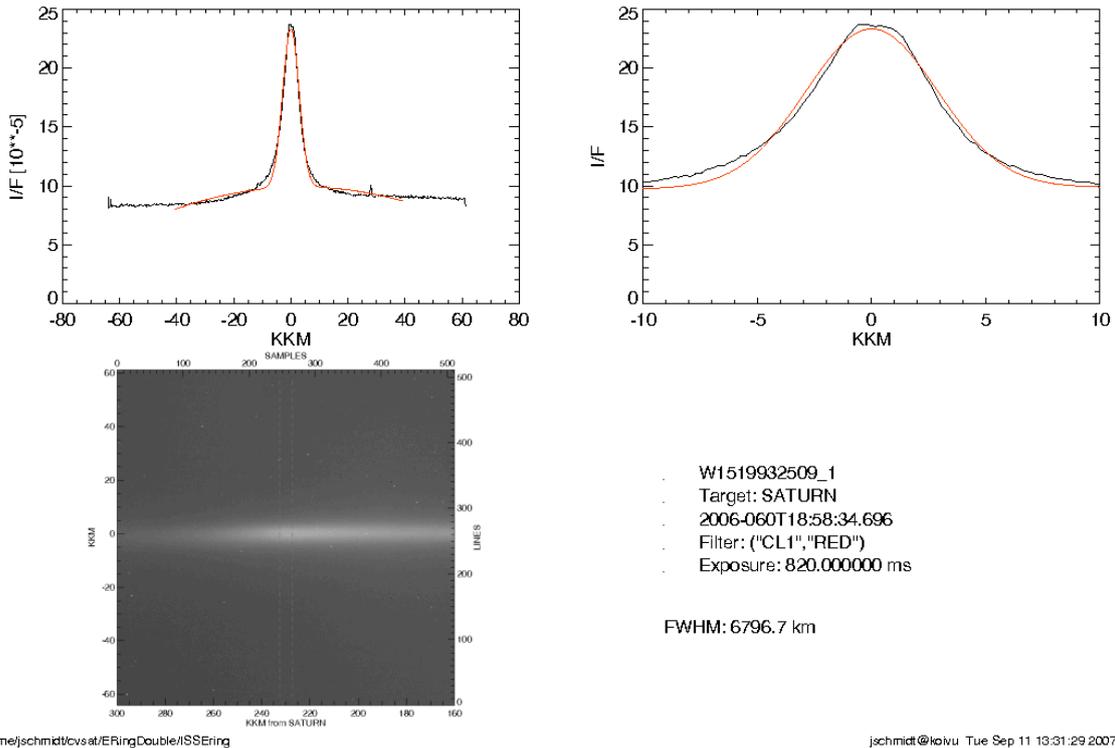
wobei

$$p(z|i, r) dz = \frac{1}{\pi \sqrt{r^2 \tan^2 i - z^2}} dz \quad (4.14)$$

die Aufenthaltswahrscheinlichkeit dieser Teilchen innerhalb des Höhenintervalls  $(z, z + dz)$  ist. Die tangentielle Flächendichte als Funktion der Höhe  $z$  ist somit

$$\sigma_d(z|r) dz dr \sim dz dr \int_{i=z/r}^{i_{max}} \frac{n_d(i)}{\pi r \sqrt{i^2 - (z/r)^2}} di. \quad (4.15)$$

Dieses Integral ist nur für sehr einfache Inklinationsverteilungen analytisch geschlossen lösbar. Die in den beiden vorausgehenden Abschnitten abgeleiteten Inklinationsverteilungen der Südpol- und IE-Population sind jeweils Potenzgesetze, deren Exponenten zumindest in einer ersten Näherung durch ganze Zahlen ersetzt werden können. Unter diesen Annahmen findet man



**Abbildung 4.15:** Vertikales Helligkeitsprofil des E-Rings. Das untere Bild zeigt eine Cassini-Aufnahme der Ringebene des E-Rings. Entlang der Symetrieebene des Rings ist schwach ein dunkler Streifen zu erkennen. Die beiden oberen Diagramme zeigen zwei verschiedene vertikal aufgelöste Helligkeitsprofile, die entlang eines vertikalen Schnittes aus dem unteren Bild bestimmt wurden. Das hochaufgelösten Profil zeigt ein schwach ausgeprägtes lokales Minimum in der Ringebene. Die Bildanalyse beruht auf der gezeigten Rohaufnahme, in welcher noch nicht die Beiträge der äußeren radialen Bereiche des E-Rings zur beobachteten Helligkeit entfernt wurden. Aus diesem Grund ist die vertikale Doppelstruktur des Enceladus-Staubtorus stark abgeschwächt und kann nicht quantitativ ausgewertet werden. Die Ableitung eines radialen von der Teilchengröße abhängigen Profils aus optischen Beobachtungen ist sehr kompliziert und benötigt viele Bilder aus unterschiedlichen Positionen und Phasenwinkeln. Diese Datenfülle ist zur Zeit voraussichtlich erst am Ende der Cassini-Mission verfügbar. **Quellen:** Profile: J. Schmidt (pers. Mitteilung), Bild: W1519932509, ISS-PDS-Archiv, 2006

das zum vertikalen Ratenprofil komplementäre vertikale Helligkeitsprofil

$$\sigma_d(z|r) \sim \frac{i_c^2}{i_{max}z} \left\{ \left( \frac{ri_{max}}{z} \right)^2 - 1 \right\}^{\frac{1}{2}} - \frac{i_c}{z} \begin{cases} \left\{ \left( \frac{ri_c}{z} \right)^2 - 1 \right\}^{\frac{1}{2}} - \arccos\left(\frac{z}{ri_c}\right) + \arccos\left(\frac{z}{ri_0}\right) & i \leq i_0 \\ \left\{ \left( \frac{ri_c}{z} \right)^2 - 1 \right\}^{\frac{1}{2}} - \arccos\left(\frac{z}{ri_c}\right) & i_0 < i \leq i_c. \end{cases} \quad (4.16)$$

Abb. 4.14 zeigt die tangentielle Flächendichte als Funktion der Höhe über der Ringebene entsprechend Gl. (4.16). Wie bereits erwähnt korrespondiert für enge Teilchengrößenverteilungen die tangentielle Flächendichte  $\sigma_d(z)$  mit der Helligkeit  $I/F(z)$  in optischen Aufnahmen des Ringes. Das resultierende vertikale Helligkeitsprofil des Enceladus-Staubtorus unterscheidet sich

wesentlich von dem in Abb. 4.13 gezeigten vertikalen Profil der Einschlagrate auf einen in-situ-Detektor. Das Helligkeitsprofil zeigt zwei ausgeprägte Maxima an der mit der minimalen Inklination  $i_0$  der ausgestoßenen Südpolteilchen korrespondierenden Höhe  $z_0$ . Dies bedeutet, daß aus optischen Aufnahmen des Ringprofils im Prinzip die effektive Fluchtgeschwindigkeit  $v_{esc}^*$  direkt abgeleitet werden kann. Das lokale Helligkeitsminimum bei  $z = 0$  ist auf die geringe Aufenthaltswahrscheinlichkeit inklinierter Teilchen in der Ringebene zurückzuführen. Aus dem Verhältnis der Helligkeiten bei  $z = z_0$  und  $z = 0$  kann dagegen der Anteil der IE-Teilchen an der Ringteilchenpopulation im Torus zumindest grob abgeschätzt werden.

Abschließend sollen das modellierte vertikale Helligkeitsprofil mit Cassini-Aufnahmen der vertikalen Struktur des E-Rings qualitativ verglichen werden. Leider sind die bisher publizierten Aufnahmen des Ringes nicht für einen quantitativen Vergleich geeignet. Aus diesem Grund kann hier die Diskussion nur anhand einer im Planetary Data System (PDS) publizierten Rohaufnahme der Cassini-Kamera ISS (PORCO & Mitarb., 2006) geführt werden, deren Aussagekraft durch zahlreiche Effekte aufgrund der Beobachtungsgeometrie beeinträchtigt ist (nähere Erklärungen hierzu werden in der Bildunterschrift der Abb. 4.15 gegeben). Allerdings zeigen schon grobe Analysen des vertikalen Helligkeitsprofils der in Abb. 4.15 gezeigten Rohaufnahme die erwartete Doppelstruktur. Dies belegt, daß die in diesem Kapitel beschriebene Modell der Staubeinspeisung des Enceladus qualitativ mit optischen Aufnahmen des Ringes übereinstimmt.



# 5 Struktur des E-Rings

Obwohl zwischen der räumlichen Struktur eines diffusen Staubrings und der Dynamik der Ringteilchen ein enger Zusammenhang besteht, ist dieser weder notwendigerweise einfach noch unmittelbar aus Beobachtungen ableitbar. Die Dynamik der Ringteilchen bestimmt die Verteilung ihrer Orbitalelemente, während sowohl eine "lokale" Messung der Staubdichte mittels eines in-situ-Detektors als auch eine "globale" Charakterisierung der Staubverteilung mittels einer Kamera immer das Ergebnis einer in der Regel komplizierten Überlagerung der Teilchen unterschiedlicher Herkunft, Alters, Größe und dynamischen Eigenschaften ist. Dies bedeutet, daß selbst die Interpretation von Daten eines sehr einfachen Staubrings die Kenntnis der Verteilung der Orbitalelemente voraussetzt, welche jedoch zumindest anfänglich unbekannt ist.

Numerische Simulationen der Langzeitentwicklung der Ringteilchen können die fehlende Verbindung zwischen empirischen Beobachtungen der Ringteilchen und der dahinter verborgenen physikalischen Natur des Ringes liefern. Aus diesem Grund haben während der letzten 20 Jahre zahlreiche Arbeitsgruppen komplexe numerische Modelle des E-Rings entwickelt. Besonders einflußreich waren hierbei die Arbeiten der Boulder-Gruppe um MIHALY HORANYI (HORANYI & Mitarb., 1992; JUHÁSZ & HORÁNYI, 2002; JUHÁSZ & HORÁNYI, 2004; JUHÁSZ & Mitarb., 2007). Weitere wichtige Beiträge zu diesem Gebiet wurden von VALERY DIKAREV und ALEXANDER KRIVOV (1998) sowie von der Potsdam-Gruppe um FRANK SPAHN (SPAHN & Mitarb., 1999) geleistet.

Simulationsrechnungen, welche die globale Struktur des Ringes reproduzieren sollen, unterscheiden sich wesentlich von den im Abschnitt 4.2 vorgestellten Rechnungen, welche nur die kurzfristige Entwicklung der Teilchenbahnen modellierten. Hier dagegen muß der gesamte Lebenszyklus der Ringteilchen berücksichtigt werden, da zur globalen Struktur des Rings Teilchen sehr verschiedenen Alters beitragen. Die notwendige Dauer der Simulationsrechnungen wird durch die Zeitskala vorgegeben, innerhalb derer sich ein stationäres Gleichgewicht zwischen der Einspeisung frischer und dem Verlust alter Ringteilchen einstellt.

In diesem Kapitel werden Simulationsrechnungen mittels eines neuen, auf Cassini-Messungen aufbauenden numerischen Modells vorgestellt. Im Gegensatz zu den bisher publizierten Arbeiten bestimmt dieses Modell die Phasenraumdichte der Ringteilchen im stationären Gleichgewicht, aus welcher sowohl der Fluß der Staubteilchen auf einen Detektor als auch die räumliche Struktur des Ringes berechnet werden kann.

## 5.1 Numerisches Modell

Sowohl die große Halbachse  $a$  als auch die Exzentrizität  $e$  und die Bahnneigung  $i$  gravitativ gebundener E-Ring-Teilchen ändert sich nur langsam, während die Länge des aufsteigenden

	Wertebereich	Auflösung
$a$	$2R_S \dots 12R_S$	$0,1R_S$
$e$	$0 \dots 1$	$0,01$
$i$	$0^\circ \dots 90^\circ$	$1^\circ$
$r_d$	$0,05 \mu\text{m} \dots 1,5 \mu\text{m}$	–

**Tabelle 5.1:** Gerechnete Auflösung der Orbitalelementintervalle und der Teilchengröße.

Knotens  $\Omega$  und das Argument des Perizentrums  $\omega$  sehr schnell variiert. Dies rechtfertigt die Annahme, das  $\Omega$  und  $\omega$  innerhalb der für die Entwicklung von  $a$ ,  $e$  und  $i$  charakteristischen Zeitskala mit gleicher Wahrscheinlichkeit jeden möglichen Wert angenommen haben und es deshalb ausreicht, die Analyse der Simulationsergebnisse auf die Entwicklung von  $a$ ,  $e$  und  $i$  zu beschränken. Unter diesen Voraussetzungen ist dann der “Beitrag” des simulierten Teilchens zur stationären Phasenraumdicke  $p_d(a, e, i, r_d | r_s, \mathbf{x}_0, \mathbf{v}_0) da de di dr_d$  des Rings proportional zu dessen Verweildauer innerhalb der Orbitalelementintervalle  $a + da$ ,  $e + de$  und  $i + di$ , wobei  $s_0$ ,  $\mathbf{x}_0$  und  $\mathbf{v}_0$  die anfängliche Größe, Position und Geschwindigkeit des Testteilchens sind. Im Sinne dieses Modells ermittelt man durch die Simulation eines Testteilchens mit den Anfangseigenschaften  $(\mathbf{x}_0, \mathbf{v}_0, s_0)$  die normierte Phasenraumdicke der “Teilchenfamilie” mit diesen Anfangseigenschaften. Die resultierende Phasenraumdicke des Rings im stationären Gleichgewichts ist somit

$$p_d(a, e, i, r_d) \sim \int p_d(a, e, i, r_d | r_s, \mathbf{x}_0, \mathbf{v}_0) n(\mathbf{x}_0, \mathbf{v}_0, r_s) d\mathbf{x}_0 d\mathbf{v}_0, \quad (5.1)$$

wobei  $n(\mathbf{x}_0, \mathbf{v}_0, r_s)$  die von der “Einteilchen”-Phasenraumdicke unabhängige Verteilung der Eigenschaften der frisch eingespeisten Ringteilchen ist. Hat man erst einmal eine hinreichend große Anzahl von “Einteilchen”-Phasenraumdichten berechnet und in einer Datenbank abgelegt, kann man mühelos für beliebige Anfangsverteilungen die korrespondierenden stationären Zustand des Ringes ableiten. Es ist jedoch zu bemerken, daß dieser Ansatz saisonale Effekte unterdrückt, da die Lebensdauer der meisten Teilchen erheblich länger als ein Saturnjahr ist.

In den Simulationsrechnungen wurde die individuelle dynamische Entwicklung von Ringteilchen, deren Bewegungsgleichung durch die Gln. (3.1) – (3.4) gegeben ist, numerisch über einen maximalen Zeitraum von 500 Jahren verfolgt. Gemeinsam mit der Bewegungsgleichung wurde die Entwicklung der Staubladung  $Q_d$  entsprechend Gl. (2.13) und der Teilchengröße anhand Gl. (3.15) mittels eines adaptiven RUNGE–KUTTA–Verfahrens vierter Ordnung integriert. Die Simulation der Teilchenbahnentwicklung wurde vorzeitig abgebrochen, falls das Staubteilchen entweder mit Saturn, einem seiner Monde oder den optisch dichten Ringen kollidierte oder das Saturnsystem verlassen hatte. Die Rechnungen wurden auch beendet, wenn die Teilchengröße 50 nm unterschritt, da die Dynamik derartiger kleiner Teilchen durch elektromagnetische Kräfte dominiert wird und deren Bahnen nicht länger sinnvoll durch Bahnelemente beschrieben werden können.

Um die Verweildauern zu bestimmen, wird nach jeweils 100 Tagen<sup>1</sup> die Simulation angehalten und der momentane Zustandsvektor des simulierten Teilchens gemeinsam mit der Teilchen-

<sup>1</sup>Numerische Experimente haben gezeigt, daß sich die Bahnelemente eines E-Ring-Teilchens innerhalb von 100 Tagen nur geringfügig verändern. Aus dem Zustandsvektor des Teilchens kann somit  $p_d(a, e, i)$  für dieses Zeitintervall hinreichend genau bestimmt werden.

größe in einer Datenbank abgelegt. Die zur Berechnung der Phasenraumdichte verwendete Diskretisierung des Orbitalelementerraums und Teilchengrößenverteilung ist in Tabelle 5.1 angegeben. Insgesamt wurde die Entwicklung von weit mehr als 10000 Testteilchen mit anfänglichen Größen zwischen  $0,05\ \mu\text{m}$  und  $1,5\ \mu\text{m}$ , welche auf Enceladus normal zur Oberfläche mit Geschwindigkeiten zwischen  $220\ \text{m s}^{-1}$  und  $400\ \text{m s}^{-1}$  gestartet wurden, simuliert. Um mögliche systematische Effekte aufgrund der Wahl des Startzeitpunkts zu vermeiden, wurde dieser zufällig gewählt.

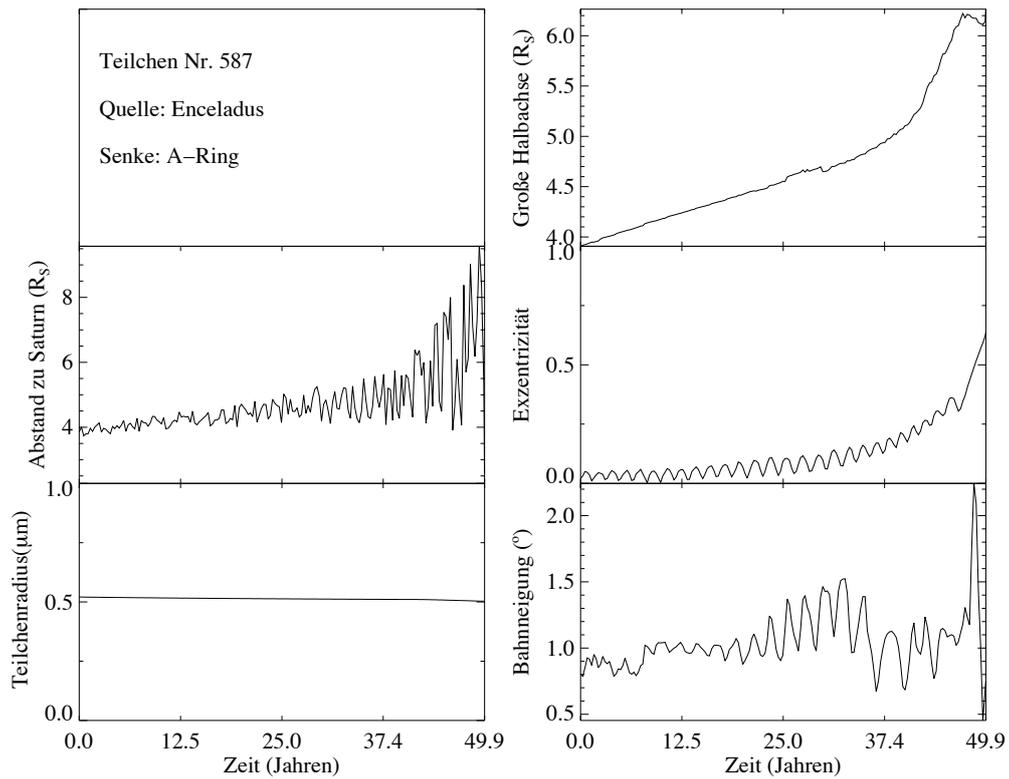
## 5.2 Dynamische Entwicklung eines Ringteilchens

Bevor die Verteilung der Staubteilchen des stationären E-Rings anhand der Simulationsrechnungen näher betrachtet wird, soll die Langzeitentwicklung einiger exemplarischer Teilchen diskutiert werden. Die dynamische Entwicklung der Teilchen hängt von dem Zusammenspiel der auf das Teilchen wirkenden Störkräfte ab, deren Stärke im wesentlichen durch die Teilchenmasse bestimmt wird (siehe Abschnitt 3.4). Folglich verhalten sich Teilchen ähnlicher Größe auch dynamisch ähnlich. Der vollständige charakteristische Lebenszyklus kann jedoch nur für langlebige Teilchen beobachtet werden. Die in diesem Abschnitt gezeigten Daten (Abb. 5.1–Abb. 5.6) sind deshalb bezüglich dieser Eigenschaft ausgewählt worden. Alle hier gezeigten Testrechnungen wurden auf der Enceladus-Oberfläche gestartet.

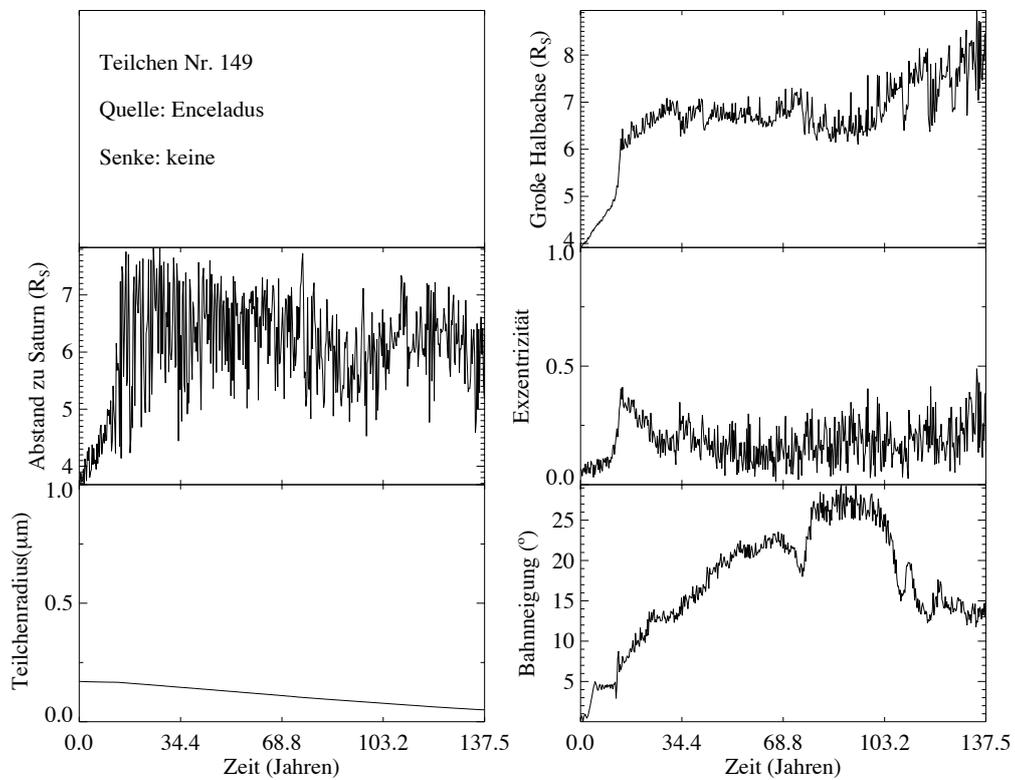
### Entwicklungszyklus kleiner Ringteilchen

Abb. 5.1 zeigt die exemplarische Entwicklung der Orbitalelemente, des Saturnabstands und der Teilchengröße eines relativ kleinen Teilchens mit  $s_0 = 0,55\ \mu\text{m}$ . Erwartungsgemäß nimmt die Teilchengröße aufgrund des Oberflächensputterns durch das Umgebungsplasma ab, wogegen die große Halbachse der Teilchenbahn langsam und stetig aufgrund der Plasmareibung wächst. Die Oszillation der Exzentrizität ist auf die Wirkung elektromagnetischer Kräfte und des Strahlungsdrucks zurückzuführen (siehe Abschnitt 3.1.2 und Abschnitt 3.1.4). Nach ungefähr 40 Jahren zeigt sich jedoch eine deutliche Beschleunigung des Wachstums der großen Halbachse und der Exzentrizität. Deren starke Zunahme kann nicht ausschließlich durch die Plasmareibung erklärt werden. Wie im Kapitel 3 gezeigt wurde, sind alle Störkräfte außer der Plasmareibung im Orbitmittel konservative Kräfte. Diese Schlußfolgerung gilt jedoch nur für kleine Exzentrizitäten und für eine konstante Staubleitung. Beide Voraussetzungen sind für den hier betrachteten Fall jedoch nach 40 Jahren nicht mehr gegeben. Es wurde bereits im Abschnitt 3.1.3 gezeigt, daß die Bewegung eines exzentrischen Ringteilchens in einem radial abnehmenden elektrostatischen Potential sowohl zu einem raschen Wachstum der großen Halbachse als auch der Exzentrizität führt. Dieser Effekt erklärt die beobachtete Entwicklung des betrachteten Testteilchens sehr gut, da nach 40 Jahren der Saturnabstand des Teilchens zwischen  $4R_S$  und  $8R_S$  variiert. In dieser Region des E-Rings nimmt das elektrostatische Potential der Teilchen tatsächlich radial ab (siehe Abschnitt 2.3). Die starke Zunahme der Exzentrizität erklärt die relativ geringe Lebenszeit von Ringteilchen mit anfänglichen Größen zwischen  $0,4\ \mu\text{m}$  und  $1\ \mu\text{m}$ , die überwiegend durch Kollisionen mit dem A-Ring vernichtet werden.

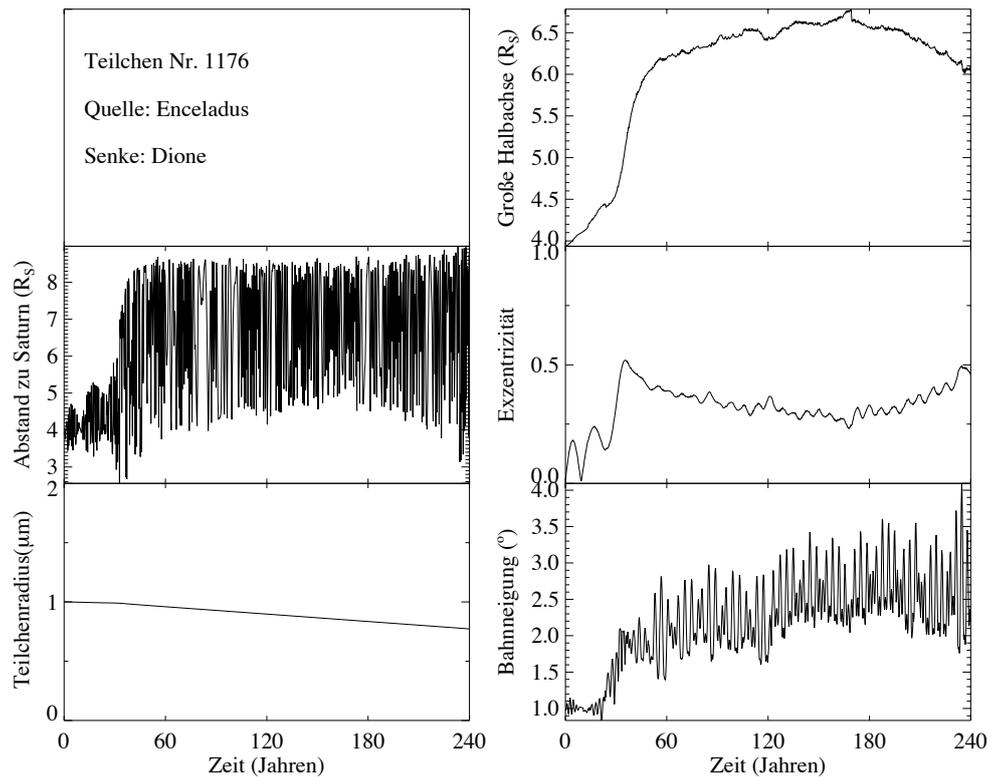
Die Lebenszeit noch kleinerer Ringteilchen ist dagegen wieder erheblich länger, da Kollisionen mit dem A-Ring aufgrund des moderaten Wachstums der Exzentrizität der Bahnen die-



**Abbildung 5.1:** Zeitliche Entwicklung der Orbitalelemente eines anfänglich  $0,55\mu\text{m}$ -großen Teilchens.



**Abbildung 5.2:** Zeitliche Entwicklung der Orbitalelemente eines anfänglich  $0,2\mu\text{m}$ -großen Teilchens.



**Abbildung 5.3:** Zeitliche Entwicklung der Orbitalelemente eines anfänglich  $1\ \mu\text{m}$ -großen Teilchens.

ser Teilchen unwahrscheinlich sind. Dieser Typus der Bahnentwicklung ist in Abb. 5.2 am Beispiel eines  $0,2\ \mu\text{m}$ -Teilchens deutlich erkennbar. Nach einem moderaten Anwachsen der großen Halbachse ist der Einfluss der elektromagnetischen Kräfte so groß, daß die Bewegung der Teilchen dem rotierendem Magnetfeld folgt. Die Teilchengröße nimmt dann aufgrund des Sputterns durch das Umgebungsplasma langsam ab, bis die Teilchengröße das Abbruchkriterium der Simulation von  $r_d = 0,05\ \mu\text{m}$  unterschreitet. Diese Teilchen werden letztlich ihren Lebenszyklus als ein Saturn-Stromteilchen beenden.

### Lebenszyklus von Mikrometerteilchen

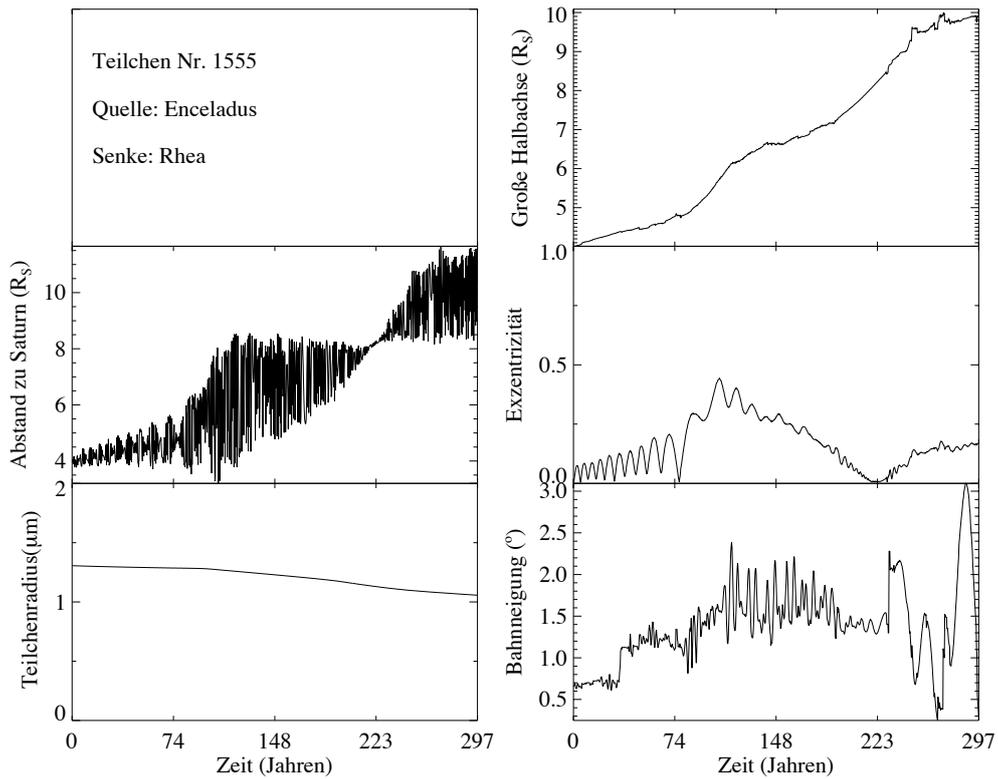
Auch ungefähr mikrometergroße Ringteilchen durchlaufen eine Phase des starken Anwachsens der großen Halbachse (Abb. 5.3). Im Gegensatz zu den etwas kleineren Teilchen ist ihre Exzentrizität jedoch geringer, weshalb ihre Bahn nicht mehr den dichten A-Ring kreuzt und diese Teilchen den gefährlichen Abschnitt ihres Lebenszyklus überleben können. Nach diesem Entwicklungsabschnitt von ungefähr 50 Jahren Dauer wächst die große Halbachse zuerst nur noch leicht an und nimmt im späteren Verlauf wieder leicht ab. Dieses Verhalten kann ebenfalls auf die elektromagnetische Störkraft zurückgeführt werden. Durch das Anwachsen der großen Halbachse und der Exzentrizität migriert das Ringteilchen in einen Bereich des E-Rings, in welchem das elektrostatische Gleichgewichtspotential radial stark anwächst (siehe Abb. 2.6). Dieser Bereich bei einem radialen Abstand zum Saturn von  $\sim 8R_S$  wirkt wie eine Barriere, welche von den Ringteilchen nur schwerlich durchquert werden kann (Abschnitt 3.1.3).

## Lebenszyklus großer Ringteilchen

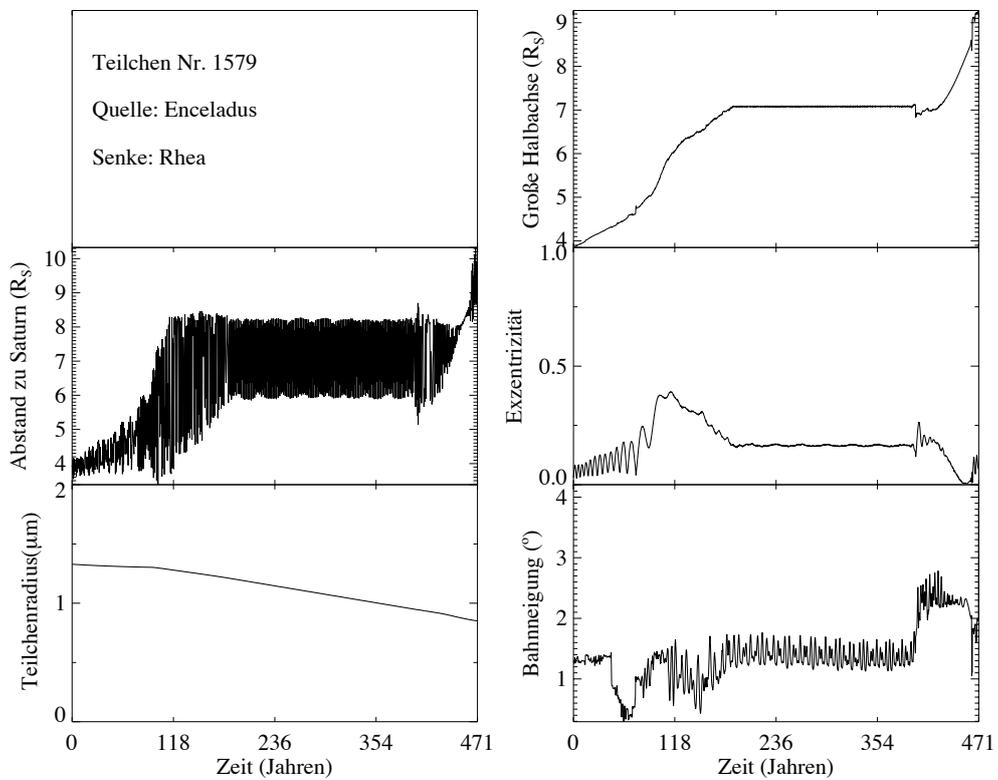
Im Gegensatz zu den zuvor betrachteten Mikrometerteilchen können noch größere Teilchen die “Potential-Barriere” überwinden. Ein Beispiel hierfür ist die in Abb. 5.4 dargestellte Entwicklung eines  $1,3\ \mu\text{m}$ -Teilchens. Nach einer Phase starken Anwachsens seiner großen Halbachse bewegt sich das Teilchen in der Umgebung der “Barriere”. In der darauf folgenden schwachexzentrischen Entwicklungsphase wächst die Halbachse der Teilchenbahn aufgrund der Plasmareibung langsam an und durchquert hierdurch letztlich den Bereich des radial ansteigenden elektrostatischen Potentials. Hiernach wächst die Exzentrizität wieder, allerdings bewirken die veränderten Plasmaeigenschaften nur noch ein moderates Anwachsen der großen Halbachse.

Einige Teilchen können jedoch, bevor sie die “Barriere” durchbrechen, für einen sehr langen Zeitraum in einem quasi stabilen Zustand gefangen bleiben. Im Fall des in Abb. 5.5 gezeigten  $1,3\ \mu\text{m}$ -Testteilchens blieb die große Halbachse und die Exzentrizität ungefähr 200 Jahre konstant. Die Dauer des quasi-stabilen Zustands wird durch die Abnahme der Teilchengröße aufgrund des Sputterns durch das Umgebungsplasmas bestimmt (siehe Abschnitt 2.3.1). In seiner weiteren Entwicklung stößt das Teilchen dann aber auf eine zweite “Barriere” bei ungefähr  $10R_S$ , deren Ursache wiederum auf einen radial anwachsendem Potentialverlauf zurückzuführen ist. In diesem Fall nimmt jedoch das Potential innerhalb eines verhältnismäßig großen radialen Bereichs von  $3R_S$  nur langsam zu, weshalb die Teilchenbahn im Unterschied zur ersten “Barriere” nicht zirkularisiert wird und daher eine weitere Zunahme der großen Halbachse aufgrund der Plasmareibung nicht möglich ist. Dies bedeutet, daß die zweite “Potential-Barriere” von der überwiegenden Zahl der Ringteilchen nicht durchdrungen werden kann. Diese Entwicklung ist deutlich in Abb. 5.6 zu erkennen. Hier vergingen bis zur Beendigung des Lebenszyklus aufgrund einer Kollision mit Rhea über 600 Jahre.

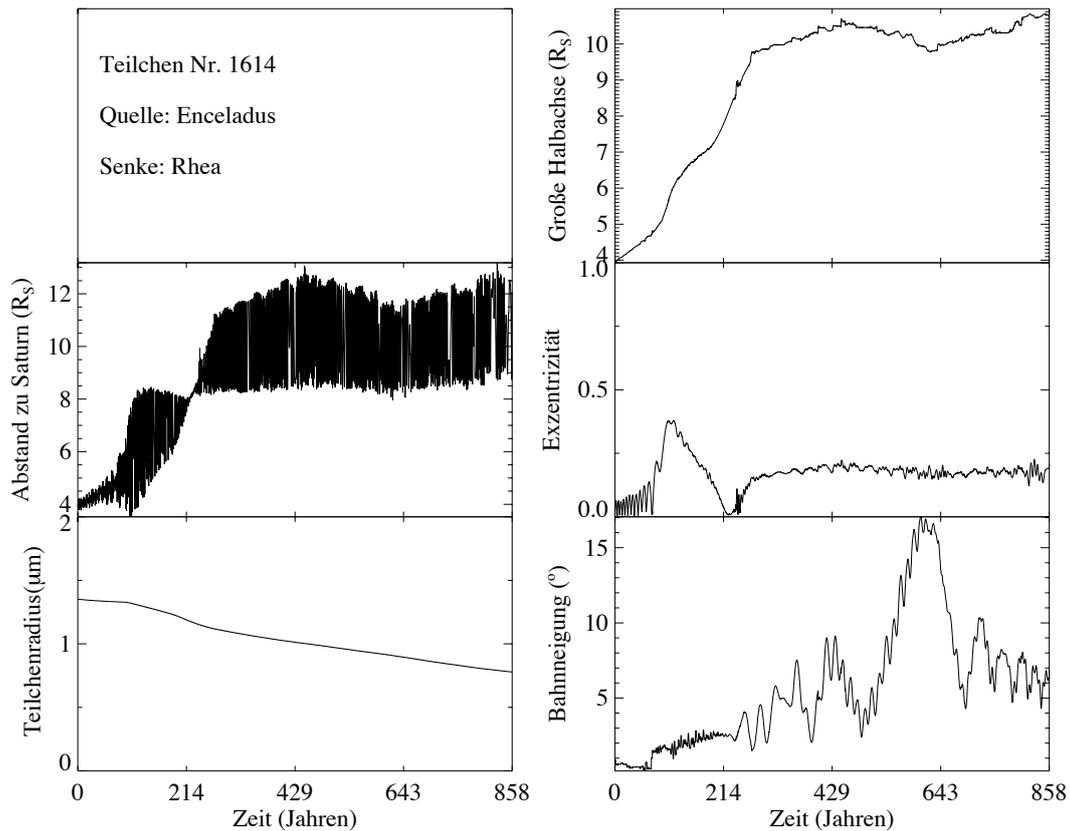
Es wurde jedoch auch die Entwicklung von in der zweiten Barriere gefangenen Teilchen, welche nicht durch Kollisionen mit Monden verloren gehen, numerisch untersucht. Allerdings sind aufgrund der hier vorherrschenden geringen Plasmadichten das Wachstum der große Halbachse und die Abnahme der Teilchengröße so langsam, daß diese Teilchen zum Überwinden der “Barriere” mehrere zehntausend Jahre benötigen. Innerhalb derartig langer Zeiträume werden jedoch Effekte bedeutend, die in dieser Arbeit vernachlässigt wurden. Die Simulationsergebnisse sind daher nur eingeschränkt aussagekräftig. Langzeitvariationen der Plasmadichte sowie des solaren UV-Flusses beeinflussen die Teilchenbahnen, weshalb die tatsächliche Lebensdauer wahrscheinlich erheblich geringer ist. Für die Berechnung der in den folgenden Abschnitten abgeleiteten Resultate wurden diese Ausnahmefälle deshalb nicht mit berücksichtigt. Es zeigten zwar weniger als 1% der simulierten Teilchen ein derartiges Verhalten; aufgrund ihrer extrem hohe Lebensdauer würden sie aber die Phasenraumdicke des simulierten Ringes systematisch verfälschen. Interessanterweise weisen die Messungen der Cassini-Plasmakamera MIMI (KRIMIGIS & Mitarb., 2004) auf eine erhöhte Elektronenabsorption bei  $\sim 12R_S$  hin (N. KRUPP, pers. Mitt.). Falls sich diese Hinweise bestätigen, könnte dieser Effekt zumindest teilweise auf die erhöhte Staubdichte aufgrund der in der Barriere gefangenen Teilchen zurückzuführen sein.



**Abbildung 5.4:** Zeitliche Entwicklung der Orbitalelemente eines anfänglich  $1,3\mu\text{m}$ -großen Teilchens.



**Abbildung 5.5:** Zeitliche Entwicklung der Orbitalelemente eines anfänglich  $1,3\mu\text{m}$ -großen Teilchens, welches für einen langen Zeitraum an der ersten “Potential-Barriere” bei einem radialen Abstand von  $\sim 8R_S$  gefangen ist.

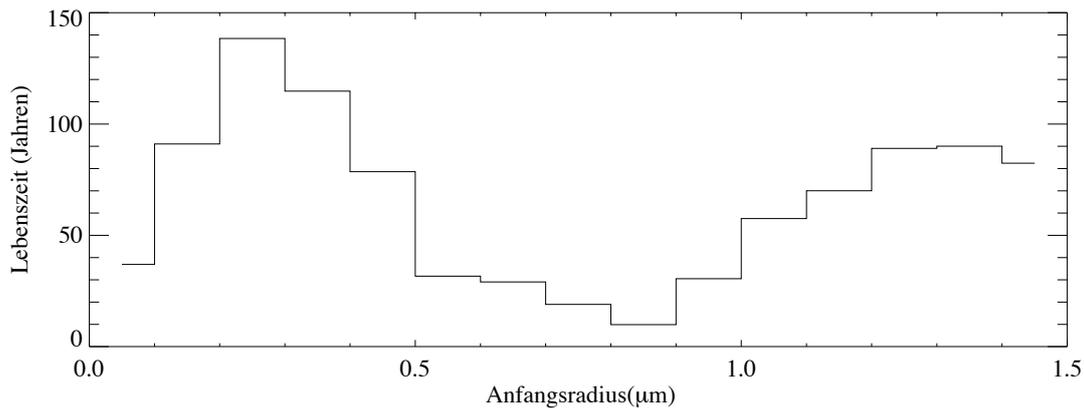


**Abbildung 5.6:** Zeitliche Entwicklung der Orbitalelemente eines anfänglich  $1,3\mu\text{m}$ -großen Teilchens, welches in der zweiten “Potential-Barriere” zwischen  $10R_S$  und  $13R_S$  gefangen ist.

### 5.3 Lebensdauer der E-Ring-Teilchen

Eine weitere wichtige Größe für das Verständnis der Ringentwicklung ist die charakteristische Lebensdauer eines Ringteilchens. Auf Grundlage der numerischen Simulationen dieser Arbeit kann sowohl diese Größe als auch die relative Stärke der verschiedenen Vernichtungsprozesse der Ringteilchen abgeschätzt werden. In Abb. 5.7 ist die Lebensdauer der Ringteilchen als Funktion ihrer anfänglichen Größe abgetragen. Auf die bemerkenswert kurze Lebensdauer der  $0,5\mu\text{m}$  bis  $1\mu\text{m}$  großen Teilchen von im Mittel weniger als 30 Jahren wurde schon im vorhergehenden Abschnitt eingegangen. Als deren Ursache wurde die mit dem starken Anwachsen der Exzentrizität einhergehende Verschiebung des Perizentrums der Teilchenbahnen in den A-Ring identifiziert.

Auch die Ursache der erheblich längeren Lebensdauer von Teilchen  $< 0,5\mu\text{m}$  von  $\sim 100$  Jahren wurde im vorigen Abschnitt kurz diskutiert. Hier ist zu bemerken, daß diese Teilchen nicht durch Kollisionen mit Monden oder dem A-Ring vernichtet werden, sondern ihre Größe durch Sputtern soweit abnimmt, daß ihre Dynamik letztlich durch elektromagnetische Kräfte dominiert wird. Ist deren elektrostatisches Potential positiv, werden diese Teilchen aufgrund des korotierenden E-Felds des Saturns radial nach außen beschleunigt und entweichen bei einem hinreichend großen  $Q_d$ -zu- $m_d$ -Verhältnis aus dem planetaren Gravitationsfeld. Diese

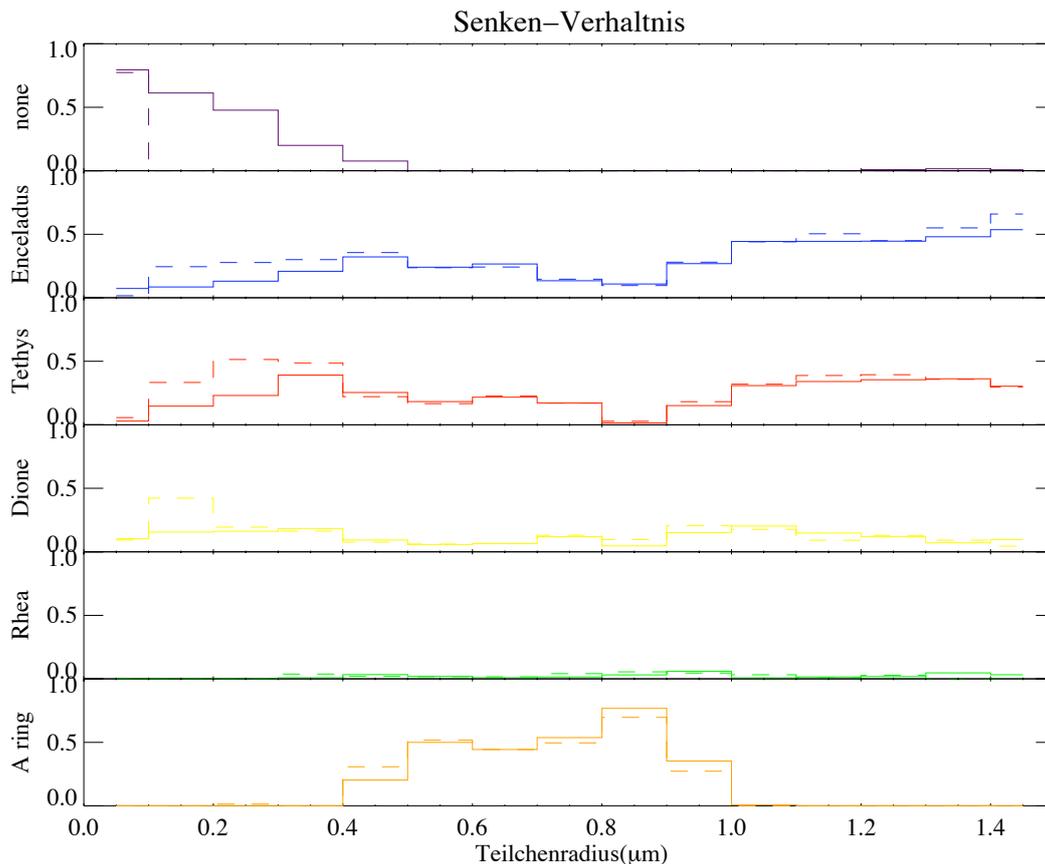


**Abbildung 5.7:** Mittlere Lebensdauer von Enceladus-Teilchen als Funktion ihrer anfänglichen Größe.

Teilchen sind eine Quelle der außerhalb der Saturn-Magnetosphäre nachgewiesenen Saturn-Staubströme (KEMPF & Mitarb., 2005). Dieser Aspekt wird in Kapitel 6 detailliert untersucht.

Die mittlere Lebensdauer von Teilchen  $> 1 \mu\text{m}$  beträgt ungefähr 100 Jahre. Auch diese Teilchen erleiden durch das Sputtern einen Massenverlust. Da dieser Massenverlust überwiegend im dünnen Plasma des äußeren E-Ring und daher sehr langsam erfolgt, sind Kollisionen mit Ringmonden der dominierende Staubverlustprozeß für Teilchen dieser Größe.

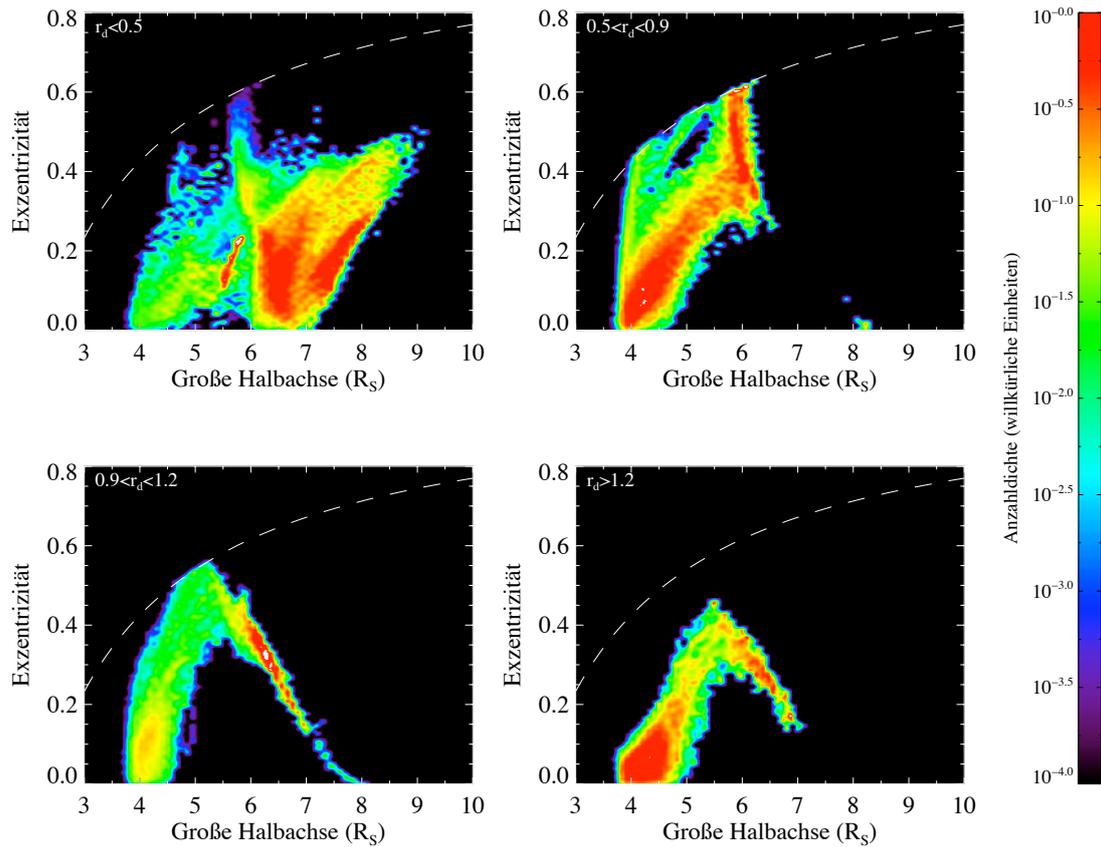
Nun sollen die relative Anteile der verschiedenen Verlustprozesse diskutiert werden. Diese Fragestellung ist insbesondere für die Abschätzung der Staubproduktionsraten der Ringmonde mittels des Impaktor-Ejekta-Mechanismus von Bedeutung. Bei diesem Prozeß hängt die Produktionsrate von neuen Staubteilchen direkt vom Impaktorenfluß auf die Oberfläche des jeweiligen Mondes ab, der wiederum aus zwei Komponenten besteht (HAMILTON & BURNS, 1994; SPAHN & Mitarb., 2006a). Der Fluß der ersten Komponente, Teilchen aus Quellen außerhalb des Saturnsystems, ist für alle Monde in erster Ordnung gleich, während der Fluß der zweiten Impaktorenkomponente, den Ringteilchen selbst, für jeden Mond stark unterschiedlich ist. Grundlegend für die Abschätzungen der IE-Produktion durch Ringteilchen ist die Kenntnis von deren Kollisionshäufigkeiten mit den Eismonden. In Abb. 5.8 sind die größenabhängigen relativen Verlustraten für die wichtigsten Verlustprozesse abgetragen. Die Grafik zeigt die relativen Verlustraten als Funktion sowohl der anfänglichen Teilchengröße als auch der Größe zum Zeitpunkt der Vernichtung. Der Ringteilchenverlust aufgrund von Kollisionen mit Enceladus und Tethys ist vergleichbar häufig, wobei die größeren Teilchen vermehrt auf den Enceladus und die kleinen vermehrt auf die Tethys aufschlagen. Dies stimmt gut mit den Ergebnissen erdgebundener Beobachtungen überein, in welchen Tethys als sekundäre Quelle von Staubteilchen identifiziert wurde (DE PATER & Mitarb., 2004). Einschläge von Ringteilchen auf die Monde Dione und Rhea sind dagegen selten. Da für diese Monde der Impaktorfluß von interplanetaren Teilchen gegenüber dem Ringteilchenfluß dominiert, darf der Ringteilchenanteil vernachlässigt werden (SPAHN & Mitarb., 2006a). Dies wird auch gut durch die CDA-Messungen während eines Durchflugs durch die HILL-Sphäre des Mondes Rhea belegt (JONES & Mitarb., 2007).



**Abbildung 5.8:** Relative Verlustraten der wichtigsten Senken für E-Ring-Teilchen als Funktion der Teilchengröße. Gezeigt werden die Verlustraten als Funktion der anfänglichen Teilchengröße (durchgezogene Linien) als auch als Funktion der Teilchengröße zum Zeitpunkt der Vernichtung (gebrochene Linien). Das oberste Diagramm zeigt die “Verlustrate” aufgrund der Unterschreitung der kritischen Teilchengröße von  $0,05 \mu\text{m}$ . Die Größe dieser Teilchen zum Zeitpunkt ihrer “Vernichtung” muß offensichtlich genau  $0,05 \mu\text{m}$  betragen.

## 5.4 Orbitalelementeverteilung des E-Rings

Auf Grundlage der Simulationsdatenbank wird nun die Verteilung der Orbitalelemente des E-Rings abgeleitet. Die zur Berechnung der Phasenraumdicke (5.1) benötigte Anfangsverteilung der Ringteilchen kann mittels einer MONTE-CARLO-Suchmethode bestimmt werden. Da jedoch das Gütekriterium solcher Methoden – häufig wird hierfür der Grad der Übereinstimmung zwischen dem simulierten Ring mit optischen Beobachtungen gewählt (JUHÁSZ & HORÁNYI, 2002) – weder eindeutig noch zwingend ist, wurde sich hier ein andere Verfahrensweise entschieden. Da Enceladus die bei weitem wichtigste Quelle des E-Rings ist und die dynamischen Eigenschaften der von ihm in den Ring eingespeisten Teilchen sowohl experimentell als auch theoretisch detailliert untersucht wurden (siehe Kap. 4), wird für die Zwecke dieser Arbeit die Anfangsverteilung auf Grundlage des derzeitigen Kenntnisstands der Enceladus-Staubproduktion konstruiert. Die Wahl der anfänglichen Größenverteilung  $n_d ds_0 \sim s_0^{-3} ds_0$  ist ein Kompromiss zwischen den Befunden der in-situ-Messungen der Südpolteilchen (SPAHN & Mitarb., 2006b; KEMPF & Mitarb., 2008) und der wahrscheinlichsten Größenverteilung



**Abbildung 5.9:** Farbkodierte Phasenraumdichte der E-Ring-Teilchen in Abhängigkeit der großen Halbachse und Exzentrizität für vier typische Teilchengrößenbereiche (**oben links:**  $r_d < 0,5\mu\text{m}$ , **oben rechts:**  $0,5\mu\text{m} \leq r_d \leq 0,9\mu\text{m}$ , **unten links:**  $0,9\mu\text{m} \leq r_d \leq 1,2\mu\text{m}$ , **unten rechts:**  $r_d \geq 1,2\mu\text{m}$ ). Die weiße gestrichelte Linie markiert die Grenze, außerhalb derer die Teilchenbahnen den A-Ring kreuzen. Außerhalb dieser Linie muß deshalb die Phasenraumdichte verschwinden. Die Phasenraumdichte ist für jede der 4 Teilchengrößenbereiche auf 1 normiert worden.

der Enceladus-Ejektas (KRIVOV & Mitarb., 2003). Als Geschwindigkeitsverteilung wurde die wiederum die der Südpolteilchen gewählt (SCHMIDT & Mitarb., 2008), welche sich nicht erheblich von der Geschwindigkeitsverteilung der Ejekta-Teilchen (KRIVOV & Mitarb., 2003) unterscheidet. Hieraus ergibt sich dann die für die weiteren Berechnungen benutzte Anfangsverteilung  $n_d s_0, v_s ds_0 dv_s v_s^{-4} s_0^{-3} ds_0 dv_s$ .

Abb. 5.9 zeigt die Phasenraumdichte der Ringteilchen als Funktion ihrer großen Halbachse und Exzentrizität für vier typische Teilchengrößenintervalle. Bemerkenswerterweise sind die Orbitalelemente der kleinen Teilchen über einen weiten  $a-e$ -Bereich “verschmiert”, während die Phasenraumdichte der Teilchen  $> 0,9\mu\text{m}$  entlang zweier Geraden konzentriert ist. Im allgemeinen verringert sich die Größe eines Teilchens im Laufe seines Lebenszyklus, weshalb die anfänglich größeren Teilchen zu den Phasenraumdichten aller gezeigten Teilchengrößenintervalle beitragen. Dies erklärt die Ähnlichkeit der in Abb. 5.9 gezeigten Phasenraumdichten. Besonders gut ist dieser Effekt bei der abfallenden Flanke der Phasenraumdichte von Teilchen

$> 1,2\mu\text{m}$  zu erkennen (Abb. 5.9 rechts unten). Diese Flanke besteht aus sich sehr langsam entwickelnden Teilchen, deren Orbitalelemente nahezu unveränderlich sind. Unterschreiten diese Teilchen die Intervallgrenze von  $1,2\mu\text{m}$ , "kopiert" sich diese Flanke in das nächstkleinere Größenintervall  $0,9\mu\text{m} < r_d \leq 1,2\mu\text{m}$  (Abb. 5.9 links unten). Dies bedeutet, daß die Flanke in diesem Größenintervall auf "alte" anfänglich größere Teilchen zurückzuführen ist. Einige dieser Teilchen überleben so lange, daß dessen Teilchengröße wiederum die untere Intervallgrenze unterschreitet und sie nun die schwache Flanke im Größenintervall  $0,5\mu\text{m} \leq r_d \leq 0,9\mu\text{m}$  bilden (Abb. 5.9 links oben). Die Dynamik dieser alten Teilchen unterscheidet sich grundlegend von den überwiegend jungen Teilchen in diesem Größenintervall: während die jungen Teilchen durch ein schnelles Exzentrizitätswachstum gekennzeichnet sind, bewahren die alten Teilchen ihre geringen Exzentrizität und große Halbachsen ( $a \approx 8,2R_S$ ,  $e \approx 0,01$ ). Dieses Beispiel belegt, daß man das dynamische Alter eines Ringteilchens anhand seiner Orbitalelemente eingrenzen kann: kleine Teilchen mit  $e \sim 0$  und  $a > 7$  sind alte, ursprünglich große Ringteilchen.

### 5.4.1 Vergleich des E-Ring-Modells mit optischen und in-situ-Daten

Um die im vorigen Abschnitt vorgestellte modellierte Verteilung der Orbitalelemente des E-Rings mit optischen Daten vergleichen zu können, muß die Phasenraumdichte in die Staubanzahldichte im Ortsraum transformiert werden. Dazu betrachten wir die Anzahldichte in einem Torus der radialen Dicke  $\Delta\rho$  und der vertikalen Dicke  $\Delta z$ . Dies entspricht der Darstellung in Zylinderkoordinaten. Da sich die Anzahldichte entlang des Winkels  $\varphi$  nicht ändert, wird über ihn integriert. Analog zu Abschnitt 4.3.2 wird davon ausgegangen, daß die Anzahldichte der Saturnteilchen proportional zur Aufenthaltsdauer ist. Die radiale Abhängigkeit der Aufenthaltsdauer ist dabei nur von der großen Halbachse und der Exzentrizität abhängig. Für schwach inklinierte Ringe ( $\cos i \approx 1$ ) entspricht die radiale Verteilung der  $\rho$ -Verteilung. Da die radiale Verweildauer des Teilchens im Intervall  $\{r, r + \Delta r\}$  ist indirekt proportional zur radialen Geschwindigkeit, gilt für die Aufenthaltswahrscheinlichkeit:

$$p(r|a, e)dr \sim v_r(r)^{-1}dr.$$

Die radiale Geschwindigkeitskomponente ist

$$v_r(r) = v(r) \cos \xi,$$

wobei

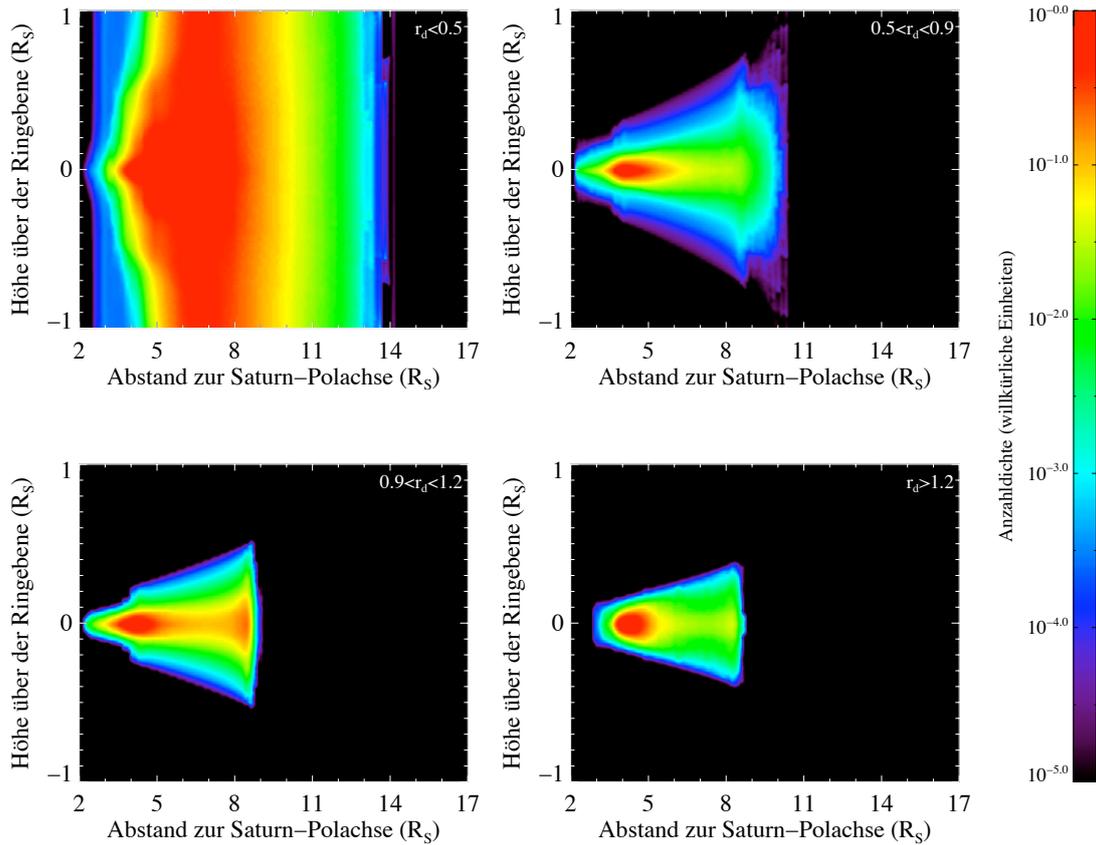
$$v(r) = \{GM_S(2r^{-1} - a^{-1})\}^{\frac{1}{2}}$$

die Bahngeschwindigkeit des Teilchens und

$$\cos \xi = \left\{ 1 - \frac{a^2(1 - e^2)}{r(2a - r)} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

der Kosinus des Winkels zwischen dem radialen Einheitsvektor  $\mathbf{e}_r$  und dem Bahngeschwindigkeitsvektor ist. Damit gilt für die radiale Aufenthaltswahrscheinlichkeit:

$$p(r|a, e)dr \sim (2ar - r^2 - a^2(1 - e^2))^{-1/2} dr. \quad (5.2)$$



**Abbildung 5.10:** Abgeleitete Anzahldichte anhand der numerischen Simulationen für vier verschiedene Größenbereiche.

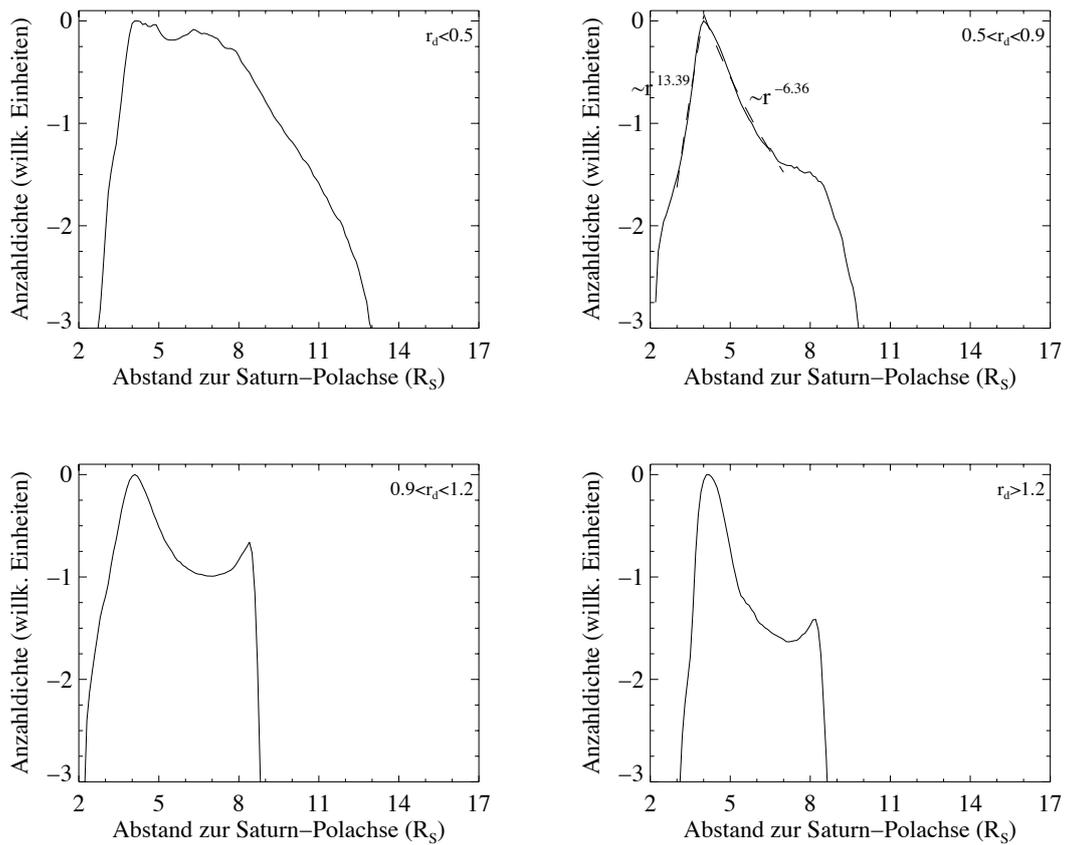
Leider ist die Höhenabhängigkeit der Aufenthaltswahrscheinlichkeit im allgemeinen Fall sehr komplex und eine geschlossene analytische Lösung konnte nicht gefunden werden. Für geringe Inklinationen ist die Höhenabhängigkeit nur schwach von der Exzentrizität der Teilchen abhängig. In dem Fall kann die Höhenabhängigkeit durch:

$$p(z|r, i) dz \sim (r^2 \tan^2 i - z^2)^{-1/2} dz \quad (5.3)$$

approximiert werden (siehe Gl. (4.14)). Für die Aufenthaltswahrscheinlichkeit gilt dann:

$$p(\rho, z|a, e, i) d\rho dz \sim (2a\rho - \rho^2 - a^2(1 - e^2))^{-1/2} (\rho^2 \tan^2 i - z^2)^{-1/2} d\rho dz \quad (5.4)$$

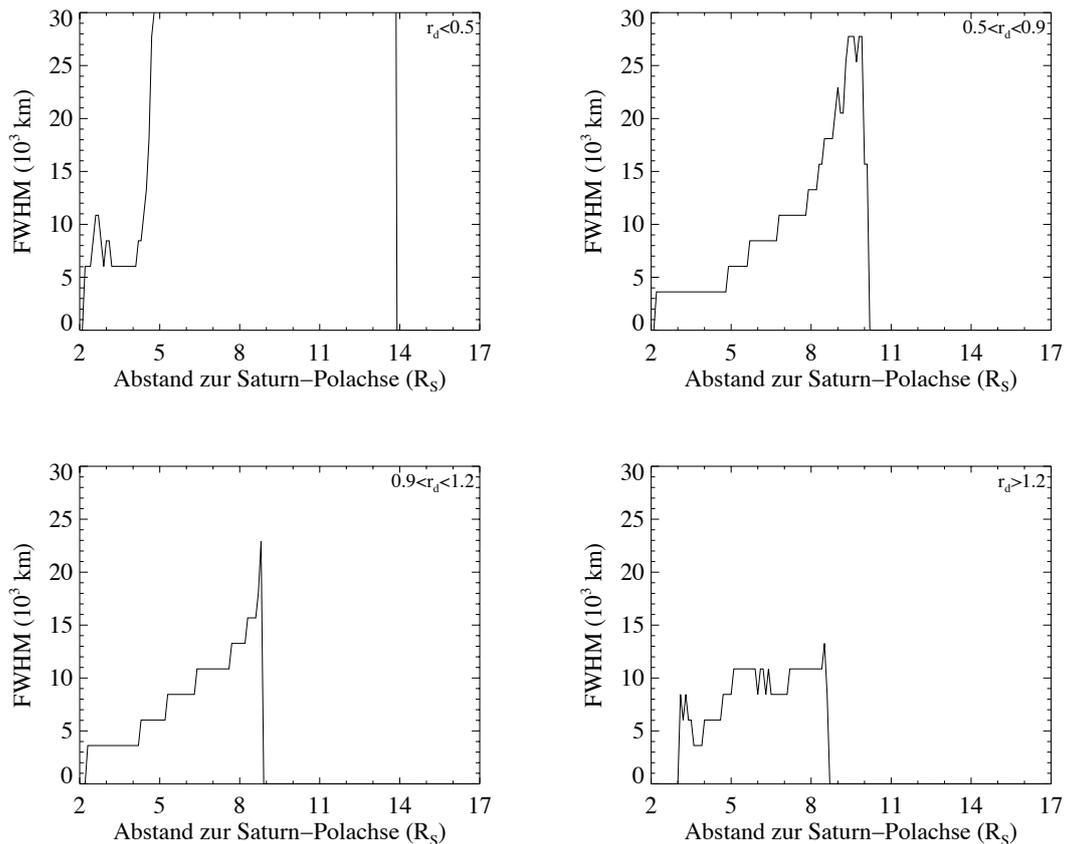
Die anhand dieser Gleichungen berechnete Anzahldichte von Staubteilchen ist in Abb. 5.10 dargestellt. Diese Abbildungen zeigen analog zu Abb. 5.9 die Anzahldichte für vier verschiedenen Teilchengrößenbereiche. In den Abbildungen ist deutlich zu erkennen, daß sich die großen Teilchen ( $> 0,5 \mu\text{m}$ ) nah an der Quelle und in der Ringebene konzentrieren, während die kleinen Teilchen ( $< 0,5 \mu\text{m}$ ) die größte Ringausdehnung erzeugen. Insbesondere ist die Ringdicke der kleinen Teilchen viel größer als die der großen Teilchen. Der Grund hierfür ist der steigende Einfluss des Strahlungsdrucks bei kleinen Teilchen, welches die Inklination der Teilchen vergrößert. Leider können diese Ergebnisse nicht mit optischen Messungen verglichen werden, da optische Beobachtungen das Streulicht entlang des Sichtstrahls kumulieren. Des weiteren wird



**Abbildung 5.11:** Radialer Schnitt der Anzahldichte von Staubteilchen in der Ringebene für vier verschiedenen Teilchengrößenbereiche. Die Anzahldichte ist logarithmisch dargestellt. **oben links:** Teilchen kleiner als  $0,5\mu\text{m}$ . **oben rechts:** Teilchen mit einem Radius zwischen  $0,5\mu\text{m}$  und  $0,9\mu\text{m}$ . **unten links:** Teilchen mit einem Radius zwischen  $0,9\mu\text{m}$  und  $1,2\mu\text{m}$ . **unten rechts:** Teilchen größer als  $1,2\mu\text{m}$ . Der Graph oben links zeigt zusätzlich die Potenzgesetzindexe der genäherten Kurven an.

das Streulicht von Teilchen jeder Größe integriert. Da die Teilchengröße und die Wellenlänge des Lichts ungefähr gleich sind, ist das gestreute Licht nicht ausschließlich proportional zur Querschnittsfläche des Teilchens. Um den Beitrag einer Teilchengröße zum detektierten Streulicht zu berechnen, muss man sich der MIE-Streutheorie bedienen. Dies wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit nicht gemacht.

Aus Abb. 5.10 ist es möglich ein radiales Profil der Teilchenverteilung abzuleiten. Dies kann auf zwei Arten geschehen, zum einen kann ein radialer Schnitt beispielsweise in der Ringebene gemacht werden, zum anderen kann vorher das Höhenprofil integriert werden. In Abb. 5.11 ist der radiale Schnitt entlang der Ringebene von Abb. 5.10 gemacht worden. In allen vier Größenbereichen ist das Maximum in der Nähe der Enceladusbahn, allerdings leicht nach außen verschoben. Das Verschieben des Maximums ist durch optische Messungen beobachtet worden (DE PATER & Mitarb., 2004) und ist auch durch andere numerischen Simulationen bestätigt worden (JUHÁSZ & Mitarb., 2007). Der Grund für die Verschiebung des Maximums ist die anfängliche Relativgeschwindigkeit des Staubes gegenüber Enceladus. Wie schon im Fall von Abb. 5.10 kann auch dieses Profil nicht direkt mit optischen Messungen verglichen



**Abbildung 5.12:** Dicke des E-Rings für vier verschiedene Teilchengrößen.

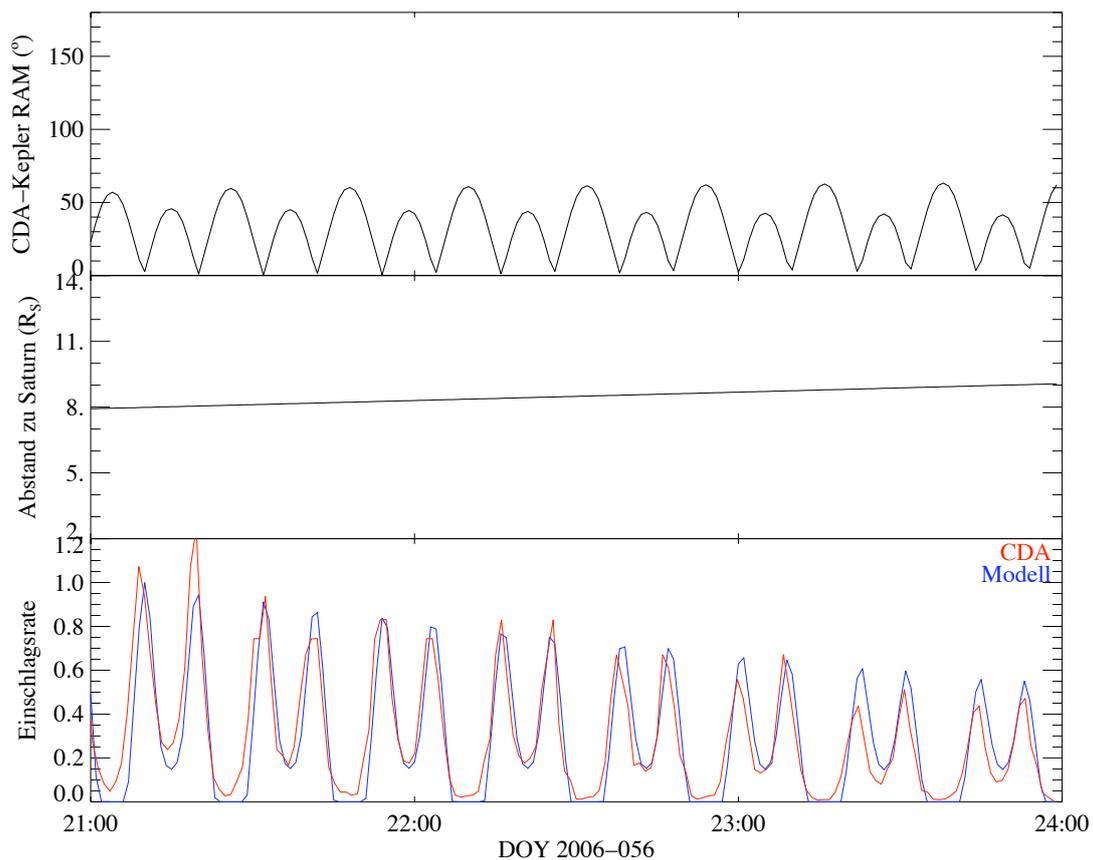
werden. Interessanterweise stimmt das Potenzgesetzverhalten der Anzahldichte (13,39 und -6,36) von Staubteilchen mit Radien zwischen  $0,5\mu\text{m}$  und  $0,9\mu\text{m}$  gut mit den von SHOWALTER & MITARB. (1991) abgeleiteten radialen Profil des E-Rings (15 und -7) überein. Obwohl diese beiden Ergebnisse nicht vergleichbar sind, lässt sich die Vermutung aufstellen, daß die optischen Messungen einer Wellenlänge von  $0,7\mu\text{m}$  durch Teilchen vergleichbarer Größe dominiert werden. Auffallend an der Anzahldichte der großen Teilchen ist das zweite lokale Maximum bei ca.  $8R_S$ . Dieses Maximum wird durch eine Potentialbarriere verursacht, welche von den Teilchen nur schwer überwunden werden kann. Optische Beobachtungen des Hubble-Space-Teleskops zeigen ein lokales Maximum bei ca.  $7,3R_S$  (SHOWALTER, 1996). Dies könnte ein Anzeichen einer Teilchenbarriere sein. Eine Verschiebung der Barriere von  $8R_S$  auf  $7,3R_S$  ist durch leichte Änderungen im Potentialverlauf durchaus möglich und liegt im Rahmen der CDA-Messung des Potentialwechsels zwischen  $7,2R_S$  und  $8,5R_S$ . Anhand der Beobachtungen des Keck-Infrarot-Teleskops können aufgrund des schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnis in diesem Bereich des E-Rings keine Aussagen getroffen werden (DE PATER & Mitarb., 2004). Eine weitere Größe, die aus den Simulationen abgeleitet werden kann, ist die Dicke des Ringes. In den meisten Fällen wird dabei die so genannte “full width at half maximum” (FWHM) angegeben. Dies ist die Dicke des Ringes zwischen den Stellen, wo die Intensität auf die Hälfte gefallen ist. Das FWHM, welches aus den Simulationen bestimmt wurde ist in Abb. 5.12 gezeigt. An der Enceladusbahn ist der Ring abgesehen von dem kleinsten Größenbereiche ca.  $4000\text{km}$  dick. Die Dicke nimmt nach außen zu, wobei beispielsweise  $11000\text{km}$  bei  $7R_S$

**Tabelle 5.2:** Halbwertsbreite des E-Rings an verschiedenen Positionen abgeleitet aus optischer und in-situ-Daten sowie numerischen Simulationen

Quelle	radialer Abstand ( $R_S$ )	Halbwertsbreite (km)
Simulationen ( $> 0,5 \mu\text{m}$ )	Enceladus-Bahn	4000
DEPATER & Mitarb. (2004)	Enceladus-Bahn	8000
BAUM & Mitarb. (1981)	Enceladus-Bahn	12000
SHOWALTER & Mitarb. (1991)	Enceladus-Bahn (60% "Einschnitt")	8000 4000
KEMPF & Mitarb. (2008)	Enceladus-Bahn	4300
Simulationen ( $0,5 \dots 1,2 \mu\text{m}$ )	5	6000
KEMPF & Mitarb. (2008)	4,77	5500
KEMPF & Mitarb. (2008)	4,97	6300
DEPATER & Mitarb. (2004)	6	14000
Simulationen ( $> 0,5 \mu\text{m}$ )	7	11000
BAUM & Mitarb. (1981)	7	30000
SHOWALTER & Mitarb. (1991)	7	26000

und 25000km bei  $10R_S$  erreicht. Nach innen kann für die kleinen ( $< 0,5 \mu\text{m}$ ) und großen ( $> 1,2 \mu\text{m}$ ) Teilchen eine leichte Zunahme der Ringdicke festgestellt werden, wohingegen die Ringdicke der Teilchen zwischen  $0,5 \dots 1,2 \mu\text{m}$  konstant bleibt. Auffallend ist auch die extrem große Ringdicke von Teilchen kleiner als  $0,5 \mu\text{m}$ . Dies wird durch die Zunahme des Einflusses der Störkräfte, insbesondere des Strahlungsdrucks und der LORENTZ-Kraft, verursacht. An der Enceladus-Bahn sind diese Werte um ein Faktor 2 kleiner als die abgeleitete Ringdicke aus optischen Beobachtungen (DE PATER & Mitarb., 2004), entsprechen jedoch ungefähr den ermittelten Ringdicken der HRD-Messungen (KEMPF & Mitarb., 2008). Aufgrund der Variation der Ringdicke durch unterschiedliche Teilchengrößen ist ein Vergleich mit optischen Beobachtungen schwierig, da sich die optischen Beobachtungen untereinander aufgrund verschiedener Phasenwinkel und unterschiedlicher beobachteter Wellenlänge des Lichts unterscheiden (SHOWALTER & Mitarb., 1991). Einige Werte der FWHM sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Während die Vergleiche mit optischen Beobachtungen aufgrund der möglichen Dominierung einzelner Teilchengrößen sehr schwierig ist, können die in-situ-Messungen einfacher verglichen werden. Die größte Unabwägbarkeit in diesem Vergleich ist die Detektionsschwelle des in-situ-Instruments. Falls diese hinreichend genau bekannt ist, kann anhand des "Sichtbereiches" des Detektors für jede Flugbahn ein Ratenprofil bestimmt werden. Da die Simulationen aufgrund der ungenauen Quellstärken keine absoluten Dichten berechnen sind vor allem Messphasen, in denen die Orientierung des Instrumentes variiert wurde interessant. Während eines Ringdurchflugs von Cassini am Tag 56 in 2006, drehte sich die Raumsonde, was zu einem Wechsel des Gesichtsfeldes des CDA führte. Dabei war der Detektor so ausgerichtet das der Winkel zur Staubeinschlagsrichtung, auch als Kepler-RAM bezeichnet, zwischen  $0^\circ$  und  $60^\circ$  variierte. Während der Messungen waren die Detektionsschwellen des CDA für das QT-Signal so gesetzt, daß eine Ladung von  $7 \cdot 10^{-14}\text{C}$  ein Ereignis ausgelöst hat. Anhand der Kalibrierung des CDA mit  $Q \approx mv^{3,5}$  folgt, daß nur Teilchen größer als 250nm detektiert werden konnten. Die Einschlagsgeschwindigkeit von leicht exzentrischen Teilchen ( $0,2 < e < 0,4$ ) auf



**Abbildung 5.13:** Vergleich der Einschlagsrate auf das CDA mit aus den Simulationen abgeleiteten Einschlagsraten anhand der Flugbahn von Cassini und dem Gesichtsfeld des CDA. Während dieser Phase drehte sich Cassini im Raum, welches zu einer unterschiedlichen Orientierung des CDAs zur Staubeinschlagsrichtung führt. Gezeigt ist die Orientierung des CDAs zur Staubrichtung (**oben**), der Abstand zu Saturn (**mitte**) und die gemessenen Einschlagsrate des Detektors (**unten, rot**), sowie die modellierte Einschlagsrate (**unten, blau**).

das CDA betrug zu dieser Zeit ca.  $12 \text{ km s}^{-1}$ . Mit einer solchen Detektionsschwelle stimmen die Modellergebnisse und die CDA-Daten nicht überein. Allerdings wird ein Ereignis nicht notwendigerweise durch das Überschreiten der QT-Schwelle ausgelöst. Auch andere Kanäle können Ereignisse auslösen. Unter der Annahme, daß Teilchen größer als 100nm detektiert werden konnten, stimmen die gemessenen Raten des CDAs mit den berechneten Daten aus dem Modell sehr gut überein. Dies ist in Abb. 5.13 gezeigt.

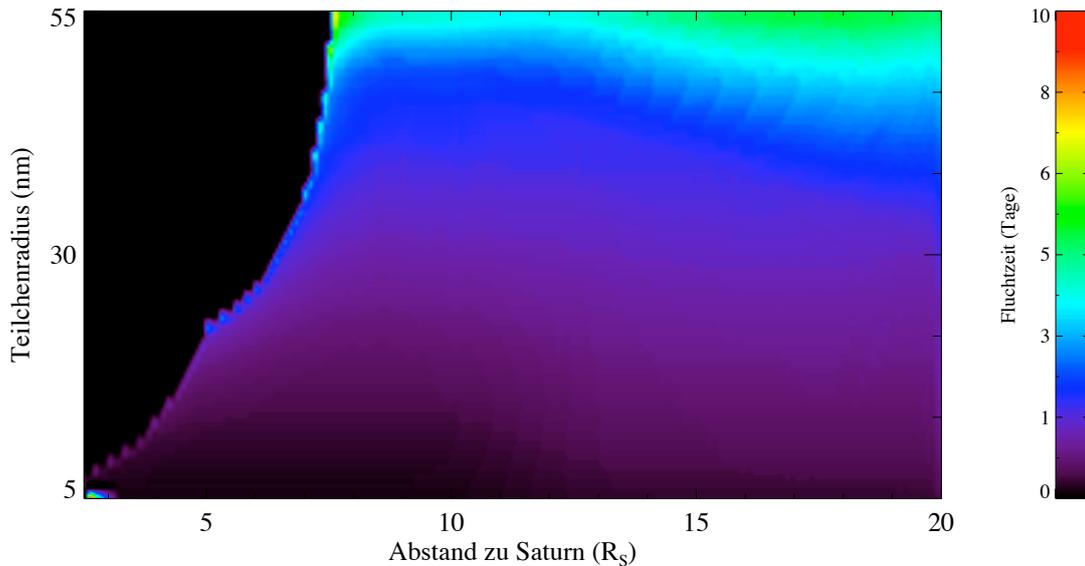


## 6 Stromteilchen

Während des Anflugs zu Saturn registrierte das CDA mehrere Einschläge von nanometergroßen sehr schnellen Teilchen, die aus Richtung des Saturns kamen. Das Zurückverfolgen dieser Teilchen konnte den A- oder E-Ring als Quelle dieser Teilchen bestimmen (KEMPF & Mitarb., 2004). Die Möglichkeit des E-Rings solche Stromteilchen zu produzieren soll in diesem Kapitel diskutiert werden.

Negativ geladene nanometergroße Teilchen koppeln aufgrund ihres hohen  $Q_d$ -zu- $m_d$ -Verhältnis an das rotierende Magnetfeld. Falls die Ladung des Teilchens allerdings positiv ist, so wird das Teilchen durch das rotierende Magnetfeld radial nach außen beschleunigt. In Abschnitt 2.3.1 sind Modellrechnungen für das Gleichgewichtspotential von nanometergroßen Staubteilchen im E-Ring aufgezeigt worden. Da die Sekundärelektroneneffizienz mit kleineren Teilchenradien extrem schnell anwächst, kann es eine Teilchengröße geben, bei der sich das Potential umpolt. Die Kurve dieser Teilchengröße ist für den Bereich des E-Rings in Abb. 2.8 dargestellt. Alle Teilchen, die ein positives Gleichgewichtspotential und einen vergleichbaren Einfluss von elektromagnetischer und gravitativer Kraft haben, verlassen das Saturnsystem. Insbesondere darf das ALFVEN-Kriterium nicht erfüllt sein, da die Teilchen ansonsten um die Magnetfeldlinien gyrieren. Um diesen Aspekt zu untersuchen, wurden numerische Simulationen von nanometergroßen Teilchen durchgeführt, welche die Bewegungsgleichungen Gl. (3.1) – Gl. (3.4) mittels eines adaptiven RUNGE-KUTTA-Verfahrens löst. Dabei werden die Teilchen auf Kreisbahnen mit einem Abstand zwischen  $3R_S$  und  $20R_S$  ungeladen gestartet. Zeitgleich wird die Ladung des Teilchens entsprechend (2.13) integriert. Die Simulationen werden beendet, wenn das Teilchen einen Abstand von  $25R_S$  überschreitet, spätestens jedoch nach 30 Tagen.

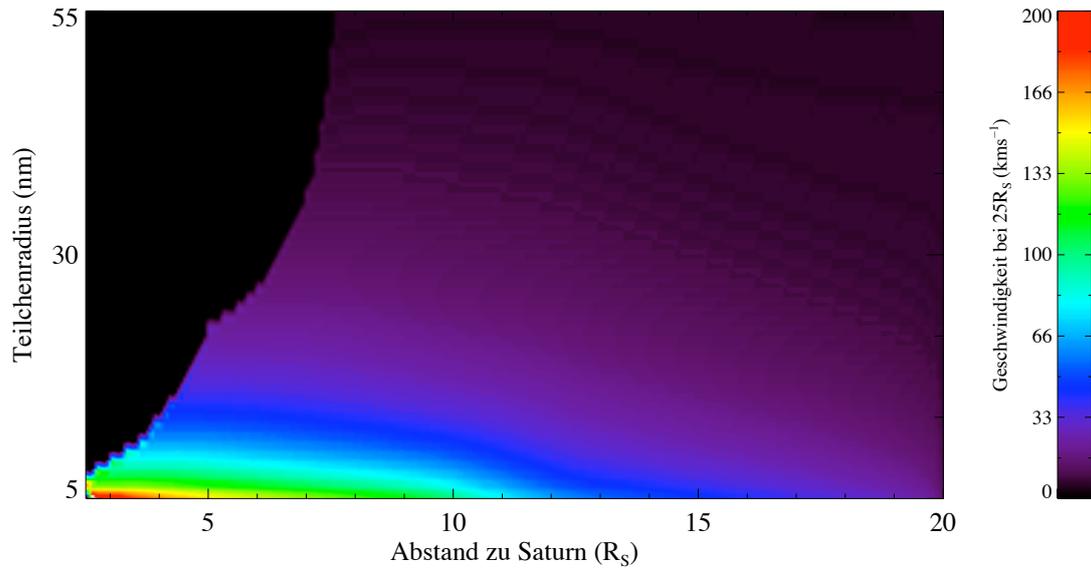
In Abb. 6.1 ist die Zeit aufgetragen, die ein Teilchen in Abhängigkeit vom Startort im E-Ring und seiner Größe benötigt, um das System zu verlassen. Als Systemgrenze wird hierbei ein Abstand von  $25R_S$  zum Saturn angenommen. Ein Teilchen, das sich längere Zeit in dieser Entfernung zum Saturn aufhält befindet sich dann zeitweise außerhalb des Saturn-Magnetfelds und ist dem Sonnenwind direkt ausgesetzt. In diesem Fall können weder die Gleichungen aus Kapitel 3 noch die Plasmapdaten aus Abschnitt 2.2.1 zur Beschreibung der Teilchendynamik benutzt werden. Die Zeitskalen der kleinen Teilchen zum Verlassen des E-Rings von wenigen Tagen sind verglichen mit der mittleren Lebensdauer der Teilchen von hundert Jahren, sehr viel geringer. Das bedeutet, dass diese Teilchen für die globalen Ringeigenschaften nur eine untergeordnete Rolle spielen können. Einige der Quellen dieser Teilchen sind identisch mit den Quellen der E-Ring-Teilchen, da sowohl der Impaktor-Ejecta-Prozess als auch die Staubfontainen keine Mindestgröße der erzeugten Teilchen voraussetzen. Somit sind alle in den E-Ring eingebetteten Monde Quelle kleiner Staubteilchen, die nach wenigen Tagen den E-Ring verlassen haben. Eine weitere Quelle der Stromteilchen ist der A-Ring, der aufgrund der unterschiedlichen Dynamik in dieser Arbeit nicht betrachtet wird. Allerdings kann der E-Ring als solches Quelle von Stromteilchen sein. Wie in Kapitel 5 beschrieben, existieren Ringteilchen im E-Ring so lange, dass ihre Größe durch Sputtering unter 50nm gefallen ist. An dieser Stelle wurden die Langzeitsimulationen gestoppt, da bei dieser Größe die Bahn der Teilchen nicht



**Abbildung 6.1:** Fluchtzeit aus dem E-Ring eines im Ring gestarteten Teilchens in Abhängigkeit seines Entstehungsortes und seiner Größe. Teilchen in dem schwarzen Bereich werden durch ihre negative Ladung nicht im Magnetfeld nach außen beschleunigt und verweilen im E-Ring.

mehr durch die Bahnelemente  $a$ ,  $e$  und  $i$  beschrieben werden kann. In ihrer weiteren Entwicklung kann die Größe durch Sputtering noch weiter abnehmen, so dass die Teilchen die Grenze des Potentialwechsels durchschreiten, positiv geladen werden, radial nach außen beschleunigt werden und den E-Ring verlassen. Diese Teilchen können dann eventuell als Stromteilchen detektiert werden.

Eine weitere bemerkenswerte Eigenschaft der vom CDA gemessenen Stromteilchen, ist deren extrem hohe Einschlagsgeschwindigkeit von mehr als  $70 \text{ km s}^{-1}$  (KEMPF & Mitarb., 2004). Zu diesem Zeitpunkt betrug die Geschwindigkeit von Cassini ca.  $10 \text{ km s}^{-1}$ . Somit müssen die Teilchen schneller als  $60 \text{ km s}^{-1}$  sein. Da die Teilchen nur durch das Magnetfeld von Saturn ausreichend beschleunigt werden können, muss die Geschwindigkeit der Teilchen an der Magnetfeldgrenze in etwa ihrer Geschwindigkeit beim Einschlag entsprechen. Da die Magnetfeldgrenze starken Fluktuationen unterworfen ist, wurde als Richtwert der Magnetfeldgrenze in den Berechnungen  $25R_S$  angenommen. In diesem Bereich ist das Magnetfeld verglichen mit der Magnetfeldstärke im inneren E-Ring so schwach, dass eine zusätzliche Beschleunigungsstrecke von  $5R_S$  keine großen Abweichungen ergibt. Die Geschwindigkeiten der Teilchen in Abhängigkeit ihrer Größe und Startposition ist in Abb. 6.2 gezeigt. Eine Geschwindigkeit von über  $60 \text{ km s}^{-1}$  erreichen Teilchen die zwischen  $2,5R_S$  und  $11R_S$  gestartet wurden und deren Radius bis zu  $15 \text{ nm}$  beträgt. Somit können sowohl die großen im E-Ring eingebetteten Eismonde als auch die Staubfontänen am Südpol des Enceladus Quellen der vom CDA detektierten Stromteilchen sein. Ein besonderer Fall ist die E-Ring-Teilchenpopulation an sich. Die Simulationen zeigten zwar, dass es Teilchen gibt die den E-Ring verlassen. Allerdings nimmt die Größe dieser Teilchen durch Sputtering nur langsam ab. Da das Umladen und Hinausbeschleunigen aus dem System viel schneller ist, entspricht die Größe dieser Teilchen exakt die Größe an der sich das Potential umpolt. Da diese Teilchen vorher elektromagnetisch dominiert werden, bleibt ihr Abstand zu Saturn nahezu konstant. Deshalb können nur Teilchen prinzipiell vom CDA detektiert werden, die zwischen  $2,5R_S$  und  $4R_S$  "gefangen" werden. Teilchen die



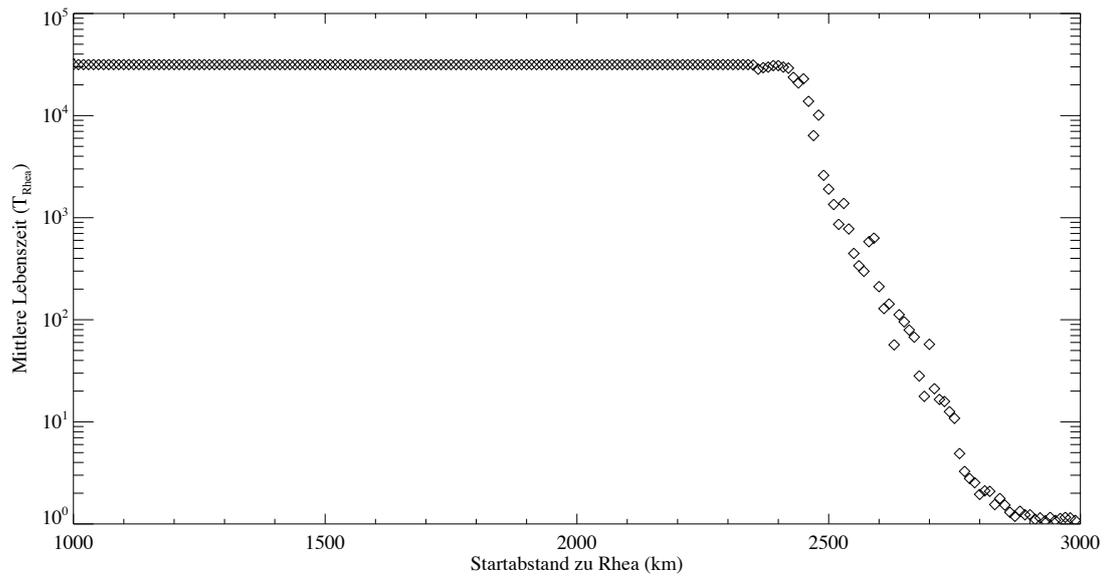
**Abbildung 6.2:** Geschwindigkeit von Teilchen bei  $25R_S$  in Abhängigkeit ihres Ursprungsortes und ihrer Größe. Nur Teilchen mit einer Geschwindigkeit größer als  $60\text{kms}^{-1}$  können die vom CDA nachgewiesenen Stromteilchen sein.

im größeren Abstand zu Saturn “gefangen” werden verlassen zwar den E-ring, können aber aufgrund ihrer geringen Geschwindigkeiten nicht durch das CDA nachgewiesen werden. Die Größe dieser Teilchen entspricht bis zu  $15\text{nm}$  für die nachweisbaren Teilchen und mehr als  $15\text{nm}$  für die nicht nachweisbaren.



## 7 Staub um Rhea

Am 26. November 2005 flog Cassini mit einem Abstand von nur 500km an dem Eismond Rhea vorbei. Während diesem Vorbeiflug detektierte MIMI ein ungewöhnlichen Abfall des Elektronenflusses, welcher projiziert auf die Position von Rhea innerhalb dessen Hillsphäre liegt (JONES & Mitarb., 2007). Dieses ungewöhnliche Verhalten ist bei analogen Messungen bei den Monden Dione und Tethys nicht beobachtet worden. Als Erklärung der Messungen schlugen JONES & Mitarb. eine Absorption der Elektronen durch Staub und Gas vor. Durch den Impaktor-Ejecta-Prozess werden Staubteilchen auf der Rhea-Oberfläche durch Einschläge von interplanetaren Teilchen generiert. Fast alle dieser generierten Teilchen fallen nach kurzer Zeit auf die Oberfläche des Mondes zurück, der restliche Teil ( $\approx 0,3\%$ ) kann dem gravitativen Einfluss von Rhea entkommen. Dies konnte durch Messungen des CDAs und auch durch RPWS bestätigt werden. Allerdings sind die durch diesen Prozess erzeugten Dichten viel zu gering um eine den MIMI-Messungen entsprechende Absorption von Elektronen zu verursachen. Langlebiger Staub, der den Mond innerhalb seiner Hillsphäre, umkreist könnte jedoch eine ausreichende Absorption verursachen, wobei die Staubteilchen bis zu einigen Zentimeter groß sein können. Ungeachtet der Entstehung der Mond umkreisenden Staubteilchen, soll im folgenden die Stabilität der Bahnen von Mond umkreisenden Staub analysiert werden. Dazu wird die Dynamik der Staubteilchen numerisch verfolgt, indem die Bewegungsgleichungen des Teilchens integriert werden. Dabei wurde die Gravitation von Saturn inklusive dessen Quadrupolmoment berücksichtigt, sowie die Gravitation von Rhea und Titan und der Strahlungsdruck der Sonne. Der Einfluss des korotierenden elektrischen Feldes wurde bei diesen Berechnungen vernachlässigt, da das  $Q_d$ -zu- $m_d$ -Verhältnis, insbesondere der Zentimeter-großen Teilchen im Bereich der Rhea-Bahn nur sehr gering ist. Insgesamt wurde die dynamische Entwicklung von 20000 Teilchen simuliert, welche anfänglich auf Kreisbahnen um Rhea in einem Abstand zum Mondmittelpunkt zwischen 1000km und 3000km waren. Die Simulationen wurden nach ca.  $3 \cdot 10^4$  Umläufen von Rhea um den Saturn gestoppt. Dies entspricht ca. 390 Jahre. Die Lebensdauer der simulierten Teilchen ist in Abb. 7.1 gezeigt. Teilchen mit einem Startabstand von 2400km leben länger als 390 Jahre, was mehr als das doppelte der durchschnittlichen Lebensdauer eines E-Ring-Teilchens ist. Teilchen mit einem Startabstand größer als 2400km leben um so kürzer, je größer ihr anfänglicher Abstand ist. Der Grund hierfür ist der zunehmende störende Einfluss von Saturn, der die Exzentrizität der Teilchenbahnen rasch anwachsen lässt, bis die Teilchen die Oberfläche Rheas treffen. Durch die hohen Exzentrizitäten sind Teilchen nach über 390 Jahren in einer Entfernung von 4000km vorhanden. Dies entspricht in etwa den Ausdehnung der Elektronenabsorption. Neben dieser über einen weiten Bereich vorhandenen Absorption von Elektronen, sind in der MIMI-Messung lokal einige sehr viel stärkere jedoch schmalere Bereiche hoher Elektronenabsorption zu erkennen. Teilchen die diese Absorptionen verursachen würden in einem sehr viel stabileren Bereich mit einem maximalen Abstand unter 2000km liegen. Eine Ansammlung größerer Objekte in diesem Bereich könnten diese lokal starken Elektronenabsorptionen verursachen und gleichzeitig Quelle von Staubteilchen sein, die um Rhea kreisen. Allerdings ist ein Nachweis solcher Objekte mit den derzeitigen Mitteln sehr schwer bis nahezu unmöglich und die Frage wie diese Objekte entstanden sind ist



**Abbildung 7.1:** Lebenszeit von Staubteilchen in der Hill-Sphäre von Rhea in Abhängigkeit ihres Startabstandes zur Mondoberfläche. Die Simulationen wurden nach ca.  $3 \cdot 10^4$  Umläufe von Rhea um den Saturn abgebrochen.

ebenfalls unbeantwortet.

## 8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die dynamische Entwicklung von Staubteilchen in der Umgebung des Saturns, insbesondere im Bereich des E-Rings, untersucht. Dazu wurden die Bewegungsgleichung numerisch integriert, wobei neben der Gravitation von Saturn auch die Einflüsse durch das Quadrupolmoment des Saturns, das korotierende magnetische Feld und das umgebende Plasma berücksichtigt wurden.

Ein Staubteilchen, das in einem Plasma eingebettet ist, lädt sich elektrisch auf. Um die Aufladung des Staubteilchens beschreiben zu können, wurde ein Modell benutzt, das die Wechselwirkung mit dem Plasma als Summe von elektrischen Strömen auf das Teilchen darstellt. In diesem Fall hängt die Aufladung des Teilchens von den Eigenschaften des Plasmas und einigen Materialparametern ab. Zur Bestimmung der Parameter des Plasmas wurden Messungen der Sonde Cassini, die während des Einschwenkvorgangs um den Saturn gewonnen wurden, genutzt. Aus diesen Messungen wurde ein generisches Modell des Plasmas innerhalb der Grenzen des E-Rings gebildet. Zwei der Materialparameter gingen als freie Parameter in das Modell ein, die übrigen Parameter wurden allgemein anerkannte Werte zugeordnet. Die zwei freien Parameter, die maximale Sekundärelektroneneffizienz  $\delta_M$  und die Primärenergie der Elektronen in diesem Maximum  $E_M$ , beschreiben den Sekundärelektronenstrom. Die freien Parameter wurden so gewählt, dass die simulierten Gleichgewichtspotentiale des Teilchens mit den Messungen der Potentiale und Ladung von E-Ring-Teilchen durch das CDA möglichst gut übereinstimmen. Eine gute Übereinstimmung wurde mit  $\delta_M = 2,1$  und  $E_M = 210 \text{ eV}$  erzielt. Die Teilchenladung ist für die Simulation der dynamischen Entwicklung notwendig.

Hauptquelle der Staubteilchen des E-Rings ist der Eismond Enceladus. Vor allem seine Staubfontainen am Südpol frischen den E-Ring mit neuen Teilchen auf. Anhand von numerischen Simulationen konnte gezeigt werden, daß Staubteilchen mit Startgeschwindigkeiten größer als der theoretischen Fluchtgeschwindigkeit des Dreikörperproblems starten während der ersten Saturnumläufe wieder mit dem Mond kollidieren können. Die benötigten effektiven Fluchtgeschwindigkeiten, die eine Kollision verhindern sind vom der Teilchengröße und vom Startort auf der Mondoberfläche abhängig. Die effektiven Fluchtgeschwindigkeiten von  $0,1 \mu\text{m} \dots 10 \mu\text{m}$  großen Teilchen wurden für die bekannten lokalisierten Staubfontainen bestimmt. Anhand der Geschwindigkeitsverteilung des Plume-Modells von SCHMIDT & Mitarb. konnte eine Inklinationsverteilung der frisch eingespeisten Teilchen berechnet werden. Da große Teilchen ( $\geq 1 \mu\text{m}$ ) ihre Bahnelemente, insbesondere die Bahnneigung, beibehalten, steht diese Verteilung im direkte Zusammenhang mit der Ringdicke an der Enceladus-Position. Ein Vergleich mit den in-situ-Daten des HRD konnte dies bestätigen.

Um den E-Ring als ganzes zu untersuchen sind allerdings Simulationen der dynamischen Entwicklung von Staubteilchen über deren kompletten Lebenszyklus notwendig. Diese Langzeitsimulationen zeigten, dass sich das dynamische Verhalten von Teilchen unterschiedlicher Größe teilweise erheblich unterscheiden. Teilchen kleiner als  $0,5 \mu\text{m}$  verschmieren sich über

einen weiten Bereich des E-Rings, während sich größere Teilchen vorwiegend in einem engen Bereich des Phasenraums aufhalten. Auch in der Lebensdauer der Teilchen wurden große Unterschiede festgestellt. So leben Teilchen  $< 0,5 \mu\text{m}$  und  $> 1 \mu\text{m}$  im Mittel 100 Jahre, wohingegen Teilchen zwischen  $0,5 \mu\text{m}$  und  $1 \mu\text{m}$  im Mittel nur ca. 30 Jahre alt werden. Die Ursache hierfür liegt im rasanten Anwachsen der Exzentrizität der mittleren Teilchen, die zu einer Kollision mit Körpern des dichten A-Rings führen. Die großen Teilchen kollidieren überwiegend mit einem der in den E-Ring eingebetteten Eismonde. Vorwiegend sind das Enceladus und Tethys. Diese beiden Monde erzeugen durch den Impaktor-Ejecta-Prozess frische Teilchen, die neben den Staubfontainen den E-Ring auffrischen. Die kleineren Teilchen können einerseits ebenfalls durch Kollision mit den Monden vernichtet werden, andererseits ist es auch möglich, daß durch Sputtern ihre Größe soweit verringert wird, daß sie als so genanntes Stromteilchen das Saturnsystem verlassen. Aus den Langzeitsimulationen war ebenfalls erkennbar, daß einige dynamische Eigenschaften stark von dem Gleichgewichtspotential abhängen. Numerische Analysen zeigten, daß radial abfallende Potentiale für Teilchen auf hochexzentrischen Bahnen zu einem starken Anwachsen der großen Halbachse und der Exzentrizität führen, während radial steigende Potentiale zu einer Verringerung der großen Halbachse und Exzentrizität führen. Ein radial fallendes Potential ist im E-Ring zwischen  $3R_S$  und  $7R_S$ , was zu einem schnelleren Anwachsen der großen Halbachse in diesem Bereich führt. Ein radial fallendes Potential ist zum einen bei ca.  $8R_S$ , zum andern zwischen  $10R_S$  und  $13R_S$ . Diese beiden Bereiche wirken wie eine Barriere auf die Teilchen, wobei die erste "Barriere" durch ihre geringe radiale Ausdehnung für die Teilchen leichter zu Überwinden ist. Aus den Simulationen konnten theoretische Einschlagsraten auf ein in-situ-Detektor bestimmt werden, die gute mit tatsächlich gemessenen Einschlagsraten auf das CDA übereinstimmen.

Des weiteren konnte gezeigt werden, daß der E-Ring nicht nur durch seine eingebetteten Monde Quelle von nanometergroßen Staubteilchen, die das Saturnsystem verlassen, ist. Durch das Sputtern kann sich ein E-Ring-Teilchen in ein solches Stromteilchen verwandeln.

Abschließend wurde die Stabilität von Staubteilchen untersucht, die sich in einer Umlaufbahn um den Mond Rhea befinden. Es konnte gezeigt werden, daß Teilchen innerhalb der HILL-Sphäre des Mondes je nach anfänglicher Entfernung mehr als dreimal so alt werden können als Teilchen des E-Rings.

# A Ableitung der Beschleunigung eines Staubteilchens aufgrund der Gravitation von Saturn

Die Beschleunigung eines Staubteilchens aufgrund der Gravitation kann durch den Gradienten des Gravitationsfeldes bestimmt werden.

$$\mathbf{a} = -\nabla V_{Sat}$$

In Kugelkoordinaten ist das Gravitationsfeld von Saturn (3.1):

$$V_{Sat} = -\frac{GM_{Sat}}{r} \left( 1 - J_2 \left( \frac{R_{Sat}}{r} \right)^2 P_2(\cos\theta) \right).$$

Einsetzen von  $P_2$  führt zu

$$V_{Sat} = -\frac{GM_{Sat}}{r} \left( 1 - \frac{1}{2} J_2 \left( \frac{R_{Sat}}{r} \right)^2 (3\cos^2\theta - 1) \right).$$

In Kugelkoordinaten ist der Nabla-Operator:

$$\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial r} \right) \mathbf{e}_r + \frac{1}{r} \left( \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \mathbf{e}_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \left( \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \mathbf{e}_\phi.$$

Damit gilt für die Beschleunigung:

$$\mathbf{a} = -\frac{GM_{Sat}}{r^2} \left( 1 - \frac{3}{2} J_2 \left( \frac{R_{Sat}}{r} \right)^2 (3\cos^2\theta - 1) \right) \mathbf{e}_r + \frac{GM_{Sat}}{r^2} 3J_2 \left( \frac{R_{Sat}}{r} \right)^2 \cos\theta \sin\theta \mathbf{e}_\theta$$

Durch den Wechsel in kartesischen Koordinaten

$$\mathbf{e}_r = \frac{\mathbf{r}}{r}$$

$$\mathbf{e}_\theta = \begin{pmatrix} \cos\theta \cos\phi \\ \cos\theta \sin\phi \\ -\sin\theta \end{pmatrix}$$

gilt dann für die Beschleunigung:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{a} = & - \frac{GM_{Sat}}{r^3} \left( 1 - \frac{3}{2} J_2 \left( \frac{R_{Sat}}{r} \right)^2 (3 \cos^2 \theta - 1) \right) \mathbf{r} \\
 & + \frac{GM_{Sat}}{r^2} 3J_2 \left( \frac{R_{Sat}}{r} \right)^2 \cos^2 \theta \sin \theta \cos \phi \mathbf{e}_x \\
 & + \frac{GM_{Sat}}{r^2} 3J_2 \left( \frac{R_{Sat}}{r} \right)^2 \cos^2 \theta \sin \theta \sin \phi \mathbf{e}_y \\
 & - \frac{GM_{Sat}}{r^2} 3J_2 \left( \frac{R_{Sat}}{r} \right)^2 \cos \theta \sin^2 \theta \mathbf{e}_z.
 \end{aligned}$$

Mit  $\sin \theta \cos \phi = x/r$ ,  $\sin \theta \sin \phi = y/r$ ,  $\cos \theta = z/r$ ,  $x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z = \mathbf{r}$  und  $\sin^2 \theta = 1 - \cos^2 \theta$  erhält man schliesslich (3.2):

$$\mathbf{a} = - \frac{GM_{Sat}}{r^3} \left( 1 - \frac{3}{2} J_2 \left( \frac{R_{Sat}}{r} \right)^2 (5 \cos^2 \theta - 1) \right) \mathbf{r} - \frac{GM_{Sat}}{r^3} 3J_2 \left( \frac{R_{Sat}}{r} \right)^2 r_z \mathbf{e}_z.$$

## B Das Magnetfeld des Saturns

Das Magnetfeld von Saturn wurde unter anderem durch die Sonden Pioneer 10 und Voyager 1+2 bestimmt. In dieser Arbeit wird sich auf das Z3-Modell, welches von CONNERNEY (1993) vorgestellt wurde, bezogen. In Kugelkoordinaten gilt:

$$\begin{aligned} B_r &= 2 \left( \frac{R_S}{r} \right)^3 g_1 \cos \theta + \left( \frac{3}{2} \right) \left( \frac{R_S}{r} \right)^4 g_2 (3 \cos^2 \theta - 1) + 2 \left( \frac{R_S}{r} \right)^5 g_3 \cos \theta (5 \cos^2 \theta - 3), \\ B_\theta &= \left( \frac{R_S}{r} \right)^3 g_1 \sin \theta + 3 \left( \frac{R_S}{r} \right)^4 g_2 \cos \theta \sin \theta + \left( \frac{3}{2} \right) \left( \frac{R_S}{r} \right)^5 g_3 \sin \theta (\cos^2 \theta - 1), \\ B_\phi &= 0. \end{aligned}$$

In kartesischen Koordinaten wird daraus:

$$\begin{aligned} B_x &= B_r \sin \theta \cos \phi + B_\theta \cos \theta \cos \phi \\ B_y &= B_r \sin \theta \sin \phi + B_\theta \cos \theta \sin \phi \\ B_z &= B_r \cos \theta - B_\theta \sin \theta. \end{aligned}$$

Falls  $\sin \theta \neq 0$  gilt, kann diese Gleichung umgestellt werden:

$$\begin{aligned} B_x &= B_r \sin \theta \cos \phi + B_\theta \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \sin \theta \cos \phi \\ B_y &= B_r \sin \theta \sin \phi + B_\theta \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \sin \theta \sin \phi \\ B_z &= B_r \cos \theta - B_\theta \frac{1}{\sin \theta} \sin^2 \theta = B_r \cos \theta + B_\theta \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \cos \theta - \frac{B_\theta}{\sin \theta}. \end{aligned}$$

Durch Einsetzen der kartesischen Koordinaten erhält man:

$$\mathbf{B} = \left( B_r + B_\theta \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \right) \frac{\mathbf{r}}{r} - \frac{B_\theta}{\sin \theta} \mathbf{e}_z.$$

Die Summe in dieser Gleichung ist dabei:

$$B_r + B_\theta \frac{\cos \theta}{\sin \theta} = 3g_1 \left( \frac{R_S}{r} \right)^3 \cos \theta + \frac{3}{2} g_2 \left( \frac{R_S}{r} \right)^4 (5 \cos^2 \theta - 1) + \frac{5}{2} g_3 \left( \frac{R_S}{r} \right)^5 \cos \theta (7 \cos^2 \theta - 3),$$

und der andere Term ist:

$$\frac{B_\theta}{\sin \theta} = g_1 \left( \frac{R_S}{r} \right)^3 + 3g_2 \left( \frac{R_S}{r} \right)^4 \cos \theta + \frac{1}{2} g_3 \left( \frac{R_S}{r} \right)^5 (15 \cos^2 \theta - 3).$$

Falls  $\sin \theta = 0$  oder  $z = \pm r$  ergibt sich eine einfache Gleichung des Magnetfeldes:

$$\mathbf{B} = B_r \frac{z}{r} \mathbf{e}_z.$$



# **C Parameter der vom DA detektierten Teilchen mit Ladungssignal**

**Tabelle C.1:** Parameter der vom DA detektierten Teilchen mit Ladungssignal. Die Parameter sind im einzelnen der Einschlagszeitpunkt des Teilchens, der Abstand zum Saturn ( $r$ ), die Einschlagsgeschwindigkeit ( $v_{imp}$ ), die Primärladung des Teilchens ( $Q_d$ ), das Signal-zu-Rausch-Verhältniss (S-N), der Teilchenradius ( $r_d$ ) und das resultierende Potential ( $\phi_d$ ).

Detektionszeit (UTC)	$r$ ( $R_S$ )	$v_{imp}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$Q_d$ (fC)	S-N	$r_d$ ( $\mu\text{m}$ )	$\phi_d$ (V)
2004-301/05:08:49	15,26	6,3	2,1	4,5	9,0	2,1
2004-303/17:40:56	16,03	6,1	1,4	3,1	3,4	3,6
2004-348/22:30:54	16,23	6,3	1,5	3,3	2,9	4,6
2004-350/12:56:07	6,43	6,8	-4,7	12,2	6,8	-6,2
2004-351/11:33:06	15,62	6,4	1,9	4,2	5,1	3,4
2005-046/15:41:33	17,09	6,2	1,8	3,7	3,3	4,8
2005-047/22:53:44	3,81	6,2	-2,7	5,8	14,3	-1,7
2005-047/22:58:27	3,79	6,1	-1,0	3,4	4,6	-2,0
2005-047/23:17:07	3,71	5,8	-1,7	3,9	6,9	-2,2
2005-048/03:27:09	3,94	6,6	-2,1	6,6	10,5	-1,8
2005-048/03:33:40	3,98	6,7	-1,9	5,7	7,9	-2,2
2005-048/03:34:43	3,99	6,7	-0,8	4,2	5,5	-1,3
2005-048/03:37:32	4,00	6,7	-1,1	3,1	5,6	-1,7
2005-048/03:44:59	4,04	6,8	-0,9	3,3	6,2	-1,3
2005-048/03:45:20	4,05	6,8	-1,3	3,7	7,7	-1,5
2005-048/03:48:06	4,06	6,9	-1,1	4,4	7,3	-1,4
2005-048/03:51:18	4,08	6,9	-1,9	3,8	8,6	-2,0
2005-048/04:00:02	4,14	7,0	-3,1	7,6	14,9	-1,9
2005-049/17:47:41	19,57	5,8	2,3	5,5	13,5	1,6
2005-089/18:28:59	11,56	7,4	1,5	3,2	2,3	5,7
2005-124/06:15:47	15,19	6,7	1,6	3,4	3,1	4,7
2005-124/07:37:43	15,67	6,6	1,7	3,3	4,9	3,1
2005-175/20:53:47	19,82	5,5	2,9	6,3	33,7	0,8
2005-176/19:27:42	11,99	7,1	1,6	3,3	0,6	25,1
2005-176/22:35:54	10,66	7,5	2,4	4,9	20,3	1,1
2005-195/19:56:50	3,94	8,1	-1,3	3,4	9,6	-1,2
2005-195/19:59:03	3,93	8,1	-0,9	3,5	5,8	-1,5
2005-195/20:03:47	3,91	8,1	-1,0	3,2	2,2	-4,2
2005-195/20:03:52	3,91	8,1	-1,3	3,3	5,0	-2,4
2005-196/21:36:44	13,27	7,2	1,5	3,1	1,9	7,1

# Literaturverzeichnis

- Altobelli, N., Dikarev, V., Kempf, S., Srama, R., Helfert, S., Moragas-Klostermeyer, G., Roy, M. & Grün, E.: 2007, *Cassini/Cosmic Dust Analyzer in situ dust measurements between Jupiter and Saturn*, *J. Geophys. Res.* **112(A11)**, 7105
- Altobelli, N., Kempf, S., Krüger, H., Landgraf, M., Roy, M. & Grün, E.: 2005, *Interstellar dust flux measurements by the Galileo dust instrument between the orbits of Venus and Mars*, *J. Geophys. Res.* **110**, 7102
- Altobelli, N., Kempf, S., Landgraf, M., Srama, R., Dikarev, V., Krüger, H., Moragas-Klostermeyer, G. & Grün, E.: 2003, *Cassini between Venus and Earth: Detection of interstellar grains*, *J. Geophys. Res.* **108(A10)**, 7
- Auer, S., Grün, E., Srama, R., Kempf, S. & Auer, R.: 2002, *The charge and velocity detector of the Cosmic Dust Analyser on Cassini*, *Planetary and Space Science* **50**, 773
- Banaszkiewicz, M., Fahr, H. J. & Scherer, K.: 1994, *Evolution of dust particle orbits under the influence of solar wind outflow asymmetries and the formation of the zodiacal dust cloud*, *Icarus* **107**, 358
- Baum, W. A., Kreidl, T., Westphal, J. A., Danielson, G. E., Seidelmann, P. K., Pascu, D. & Currie, D. G.: 1981, *Saturn's E ring*, *Icarus* **47**, 84
- Baum, W. A., Kreidl, T. J. & Wasserman, L. H.: 1984, *Saturn's E ring*, in A. Brahic (Hrsg.), *Planetary Rings*, S. 103–109, CNES, Toulouse, France
- Bosh, A. S., Olkin, C. B., French, R. G. & Nicholson, P. D.: 2002, *Saturn's F Ring: Kinematics and Particle Sizes from Stellar Occultation Studies*, *Icarus* **157**, 57
- Burns, J. A.: 1976, *Elementary derivation of the perturbation equations of celestial mechanics*, *American Journal of Physics* **44**, 944
- Burns, J. A., Lamy, P. L. & Soter, S.: 1979, *Radiation forces on small particles in the solar system*, *Icarus* **40**, 1
- Burns, J. A., Showalter, M. R. & Morfill, G. E.: 1984, *The ethereal rings of Jupiter and Saturn*, in R. Greenberg & A. Brahic (Hrsg.), *Planetary Rings*, S. 200–272, University of Arizona Press
- Campbell, J. K. & Anderson, J. D.: 1989, *Gravity field of the Saturnian system from Pioneer and Voyager tracking data*, *Astron. J.* **97**, 1485
- Chow, V. W., Mendis, D. A. & Rosenberg, M.: 1993, *Role of grain size and particle velocity distribution in secondary electron emission in space plasmas*, *J. Geophys. Res.* **98(17)**, 19065
- Colwell, J. E.: 1993, *A general formulation for the distribution of impacts and ejecta from small planetary satellites*, *Icarus* **106**, 536
- Connerney, J. E. P.: 1993, *Magnetic fields of the outer planets*, *J. Geophys. Res.* **98**
- Conrath, B. J., Gautier, D., Hanel, R. A. & Hornstein, J. S.: 1984, *The helium abundance of Saturn from Voyager measurements*, *Astrophys. J.* **282**, 807
- Cuzzi, J. N., Colwell, J. E., Esposito, L. W., Porco, C. C., Murray, C. D., Nicholson, P. D., Spilker, L. J., Marouf, E. A., French, R. C., Rappaport, N. & Muhleman, D.: 2002, *Saturn's Rings: pre-Cassini Status and Mission Goals*, *Space Science Reviews* **104**, 209

- Cuzzi, J. N., Lissauer, J. J., Esposito, L. W., Holberg, J. B., Marouf, E. A., Tyler, G. L. & Boishchot, A.: 1984, *Planetary Rings*, in R. Greenberg & A. Brahic (Hrsg.), *Planetary Rings*, Kap. Saturn's rings - Properties and processes, S. 73–199, University of Arizona Press, Tucson
- Danby, J. M. A.: 1992, *Fundamentals of celestial mechanics*, Richmond: Willman-Bell, 2nd ed.
- de Pater, I., Hammel, H. B., Gibbard, S. G. & Showalter, M. R.: 2006, *New Dust Belts of Uranus: One Ring, Two Ring, Red Ring, Blue Ring*, *Science* **312**, 92
- de Pater, I., Martin, S. C. & Showalter, M. R.: 2004, *Keck near-infrared observations of Saturn's E and G rings during Earth's ring plane crossing in August 1995*, *Icarus* **172**, 446
- de Pater, I., Showalter, M. R., Lissauer, J. J. & Graham, J. R.: 1996, *Keck Infrared Observations of Saturn's E and G Rings during Earth's 1995 Ring Plane Crossings*, *Icarus* **121**, 195
- Delamere, P. A., Bagenal, F., Dols, V. & Ray, L. C.: 2007, *Saturn's neutral torus versus Jupiter's plasma torus*, *Geophys. Res. Lett.* **34**, 9105
- Dermott, S. F., Durda, D., Gomes, R. S., Gustafson, B., Jayaraman, S., Xu, Y.-L. & Nicholson, P. D.: 1991, *The Origin and Evolution of the Zodiacal Dust Cloud*, *LPI Contributions* **765**, 49
- Dikarev, V. & Grün, E.: 2002, *New information recovered from the Pioneer 11 meteoroid experiment data*, *Astron. Astrophys.* **383**, 302
- Dikarev, V. V. & Krivov, A. V.: 1998, *Dynamics and Spatial Distribution of Particles in Saturn's E Ring*, *Solar System Research* **32**, 128
- Dikarev, V. V., Krivov, A. V. & Grün, E.: 2006, *Two stages of dust delivery from satellites to planetary rings*, *Planet. Space Sci.* **54**, 1014
- Dobrovolskis, A. R. & Burns, J. A.: 1980, *Life near the Roche limit - Behavior of ejecta from satellites close to planets*, *Icarus* **42**, 422
- Dominik, C., Blum, J., Cuzzi, J. N. & Wurm, G.: 2007, *Growth of Dust as the Initial Step Toward Planet Formation*, in B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Hrsg.), *Protostars and Planets V*, S. 783–800, University of Arizona Press
- Dougherty, M. K., Khurana, K. K., Neubauer, F. M., Russell, C. T., Saur, J., Leisner, J. S. & Burton, M. E.: 2006, *Identification of a Dynamic Atmosphere at Enceladus with the Cassini Magnetometer*, *Science* **311**, 1406
- Draine, B. T. & Salpeter, E. E.: 1979, *On the physics of dust grains in hot gas*, *Astrophysical Journal* **231**, 77
- Eichhorn, G.: 1978, *Primary velocity dependence of impact ejecta parameters*, *Planet. Space Sci.* **26**, 469
- Feibelman, W. A.: 1967, *Concerning the "D" ring of Saturn*, *Nature* **214**, 793
- Feuerbacher, B. & Fitton, B.: 1971, *Experimental investigation of photoemission from satellite surface materials*, *J. Appl. Phys.* **43**, 1563
- Giampieri, G., Dougherty, M. K., Smith, E. J. & Russell, C. T.: 2006, *A regular period for Saturn's magnetic field that may track its internal rotation*, *Nature* **441**, 62
- Grün, E., Baguhl, M., Divine, N., Fechtig, H., Hamilton, D., Hanner, M., Kissel, J., Lindblad, B.-A., Linkert, D., Linkert, G., Mann, I., McDonnell, J., Morfill, G., Polanskey, C., Riemann, R., Schwehm, G., Siddique, N., Staubach, P. & Zook, H.: 1995a, *Three years of Galileo dust data*, *Planet. Space Sci.* **43**, 953
- Grün, E., Baguhl, M., Hamilton, D., Kissel, J., Linkert, D., Linkert, G. & Riemann, R.: 1995b, *Reduction of Galileo and Ulysses dust data*, *Planet. Space Sci.* **43**, 941
- Grün, E., Baguhl, M., Hamilton, D., Riemann, R., Zook, H., Dermott, S., Fechtig, H., Gustaf-

- son, B., Hanner, M., Horányi, M., Khurana, K., Kissel, J., Kivelson, M., Lindblad, B.-A., Linkert, D., Linkert, G., Mann, I., McDonnell, J., Morfill, G., Polanskey, C., Schwehm, G. & Srama, R.: 1996, *Constraints from Galileo observations on the origin of Jovian dust streams*, *Nature* **381**, 395
- Grün, E., Fechtig, H., Giese, R. H., Kissel, J., Linkert, D., Maas, D., McDonnell, J., Morfill, G., Schwehm, G. & Zook, H.: 1992a, *The Ulysses dust experiment*, *A&A Supl. Ser.* **92**, 411
- Grün, E., Fechtig, H., Hanner, M., Kissel, J., Lindblad, B.-A., Linkert, D., Maas, D., Morfill, G. & Zook, H.: 1992b, *The Galileo dust detector*, *Space Science Review* **60**, 317
- Grün, E., Staubach, P., Baguhl, M., Hamilton, D., Zook, H., Dermott, S., Gustafson, B., Fechtig, H., Kissel, J., Linkert, D., Linkert, G., Srama, R., Hanner, M., Polanskey, C., Horanyi, M., Lindblad, B., Mann, I., McDonnell, J., Morfill, G. & Schwehm, G.: 1997, *South-North and Radial Traverses through the Interplanetary Dust Cloud*, *Icarus* **129**, 270
- Grün, E., Zook, H. A., Baguhl, M., Balogh, A., Bame, S. J., Fechtig, H., Forsyth, R., Hanner, M. S., Horanyi, M., Kissel, J., Lindblad, B.-A., Linkert, D., Linkert, G., Mann, I., McDonnell, J. A. M., Morfill, G. E., Phillips, J. L., Polanskey, C., Schwehm, G., Siddique, N., Staubach, P., Svestka, J. & Taylor, A.: 1993, *Discovery of Jovian dust streams and interstellar grains by the ULYSSES spacecraft*, *Nature* **362**, 428
- Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Hospodarsky, G. B., Persoon, A. M., Averkamp, T. F., Cecconi, B., Lecacheux, A., Zarka, P., Canu, P., Cornilleau-Wehrin, N., Galopeau, P., Roux, A., Harvey, C., Louarn, P., Bostrom, R., Gustafsson, G., Wahlund, J.-E., Desch, M. D., Farrell, W. M., Kaiser, M. L., Goetz, K., Kellogg, P. J., Fischer, G., Ladreiter, H.-P., Rucker, H., Alleyne, H. & Pedersen, A.: 2005, *Radio and Plasma Wave Observations at Saturn from Cassini's Approach and First Orbit*, *Science* **307**, 1255
- Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Kirchner, D. L., Hospodarsky, G. B., Averkamp, T. F., Zarka, P., Lecacheux, A., Manning, R., Roux, A., Canu, P., Cornilleau-Wehrin, N., Galopeau, P., Meyer, A., Boström, R., Gustafsson, G., Wahlund, J.-E., Åhlen, L., Rucker, H. O., Ladreiter, H. P., Macher, W., Woolliscroft, L. J. C., Alleyne, H., Kaiser, M. L., Desch, M. D., Farrell, W. M., Harvey, C. C., Louarn, P., Kellogg, P. J., Goetz, K. & Pedersen, A.: 2004, *The Cassini Radio and Plasma Wave Investigation*, *Space Science Reviews* **114**, 395
- Gustafson, B. A. S.: 1994, *Physics of Zodiacal Dust*, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **22**, 553
- Haff, P. K., Siscoe, G. L. & Eviatar, A.: 1983, *Ring and plasma - The enigmae of Enceladus*, *Icarus* **56**, 426
- Hamilton, D. P.: 1993, *Motion of dust in a planetary magnetosphere - Orbit-averaged equations for oblateness, electromagnetic, and radiation forces with application to Saturn's E ring*, *Icarus* **101**, 244
- Hamilton, D. P.: 2003, *Jupiter's Gossamer Rings Explained*, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts* 35
- Hamilton, D. P. & Burns, J. A.: 1994, *Origin of Saturn's E Ring: Self-Sustained, Naturally*, *Science* **264**, 550
- Hansen, C. J., Esposito, L., Stewart, A. I. F., Colwell, J., Hendrix, A., Pryor, W., Shemansky, D. & West, R.: 2006, *Enceladus' Water Vapor Plume*, *Science* **311**, 1422
- Hillier, J. K., Green, S. F., McBride, N., Altobelli, N., Postberg, F., Kempf, S., Schwanethal, J. P., Srama, R., McDonnell, J. A. M. & Grün, E.: 2007, *Interplanetary dust detected by the Cassini CDA Chemical Analyser*, *Icarus*, in press
- Horanyi, M.: 1996, *Charged Dust Dynamics in the Solar System*, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 383

- Horanyi, M., Burns, J. A. & Hamilton, D. P.: 1992, *The dynamics of Saturn's E ring particles*, *Icarus* **97**, 248
- Horányi, M., M. & Burns, J. A.: 1991, *Charged dust dynamics - Orbital resonance due to planetary shadows*, *J. Geophys. Res.* **96**, 19283
- Humes, D. H.: 1980, *Results of Pioneer 10 and 11 meteoroid experiments - Interplanetary and near-Saturn*, *J. Geophys. Res.* **85**, 5841
- Jones, G. H., Roussos, E., Krupp, N., Beckmann, U., Coates, A. J., Crary, F. J., Dandouras, I., Dikarev, V. V., Dougherty, M. K., Garnier, P., Hansen, K. C., Hendrix, A. R., Hospodarsky, G. B., Johnson, R. E., Kempf, S., Khurana, K. K., Krimigis, S. M., Krüger, H., Kurth, W. S., Lagg, A., McAndrews, H. J., Mitchell, D., Paranicas, C., Postberg, F., Russell, C. T., Saur, J., Spahn, F., Strobel, D. F., Tokar, R. L., Wahlund, J.-E., Wilson, R. J., Woch, J. & Young, D. T.: 2007, *The dust halo of Saturn's largest icy moon, Rhea*, *Science*, in press
- Juhász, A. & Horányi, M.: 2002, *Saturn's E ring: A dynamical approach*, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **107(A6)**, 1
- Juhász, A. & Horányi, M.: 2004, *Seasonal variations in Saturn's E-ring*, *Geophys. Res. Lett.* **31**, 19703
- Juhász, A., Horányi, M. & Morfill, G. E.: 2007, *Signatures of Enceladus in Saturn's E ring*, *Geophys. Res. Lett.* **34**, 9104
- Jurac, S., Baragiola, R. A., Johnson, R. E. & Sittler, E. C.: 1995, *Charging of ice grains by low-energy plasmas: Application to Saturn's E ring*, *J. Geophys. Res.* **100(9)**, 14821
- Jurac, S., Johnson, R. E. & Richardson, J. D.: 2001, *Saturn's E Ring and Production of the Neutral Torus*, *Icarus* **149**, 384
- Kargel, J. S. & Pozio, S.: 1996, *The Volcanic and Tectonic History of Enceladus*, *Icarus* **119**, 385
- Kempf, S., Beckmann, U., Moragas-Klostermeyer, G., Postberg, F., Srama, R., Economou, T., Schmidt, J., Spahn, F. & Grün, E.: 2007, *The E ring in the vicinity of Enceladus I: Spatial distribution and properties of the ring particles*, *Icarus*, in press
- Kempf, S., Beckmann, U., Moragas-Klostermeyer, G., Postberg, F., Srama, R., Economou, T., Schmidt, J., Spahn, F. & Grün, E.: 2008, *The E ring in the vicinity of Enceladus*, *Icarus* **193**, 420
- Kempf, S., Beckmann, U., Srama, R., Horanyi, M., Auer, S. & Grün, E.: 2006, *The electrostatic potential of E ring particles*, *Planet. Space Sci.* **54**, 999
- Kempf, S., Srama, R., Altobelli, N., Auer, S., Tschernjawski, V., Bradley, J., Burton, M., Helfert, S., Johnson, T., Krüger, H., Moragas-Klostermeyer, G. & Grün, E.: 2004, *Cassini between Earth and asteroid belt: First in-situ charge measurements of interplanetary grains*, *Icarus* **171**, 317
- Kempf, S., Srama, R., Horányi, M., Burton, M., Helfert, S., Moragas-Klostermeyer, G., Roy, M. & Grün, E.: 2005, *High-velocity streams of dust originating from Saturn*, *Nature* **433**, 289
- Kimura, H. & Mann, I.: 1998, *The Electric Charging of Interstellar Dust in the Solar System and Consequences for Its Dynamics*, *Astrophys. J.* **499**, 454
- Krimigis, S. M., Mitchell, D. G., Hamilton, D. C., Livi, S., Dandouras, J., Jaskulek, S., Armstrong, T. P., Boldt, J. D., Cheng, A. F., Gloeckler, G., Hayes, J. R., Hsieh, K. C., Ip, W.-H., Keath, E. P., Kirsch, E., Krupp, N., Lanzerotti, L. J., Lundgren, R., Mauk, B. H., McEntire, R. W., Roelof, E. C., Schlemm, C. E., Tossman, B. E., Wilken, B. & Williams, D. J.: 2004, *Magnetosphere Imaging Instrument (MIMI) on the Cassini Mission to Saturn/Titan*, *Space Science Reviews* **114**, 233

- Krivov, A. V., Sremčević, M., Spahn, F., Dikarev, V. V. & Kholshchevnikov, K. V.: 2003, *Impact-generated dust clouds around planetary satellites: spherically symmetric case*, *Planet. Space Sci.* **51**, 251
- Krüger, H., Krivov, A., Hamilton, D. & Grün, E.: 1999, *Detection of an impact-generated dust cloud around Ganymede*, *Nature* **399**, 558
- Kurth, W. S., Averkamp, T. F., Gurnett, D. A. & Wang, Z.: 2006, *Cassini RPWS observations of dust in Saturn's E Ring*, *Planet. Space Sci.* **54**, 988
- Landgraf, M.: 2000, *Modeling the motion and distribution of interstellar dust inside the heliosphere*, *J. Geophys. Res.* **105**, 10303
- Landgraf, M., Liou, J.-C., Zook, H. & Grün, E.: 2002, *Origins of Solar System Dust beyond Jupiter*, *Astron. J.* **123**, 2857
- Lebreton, J.-P., Witasse, O., Sollazzo, C., Blancquaert, T., Couzin, P., Schipper, A.-M., Jones, J. B., Matson, D. L., Gurvits, L. I., Atkinson, D. H., Kazeminejad, B. & Pérez-Ayúcar, M.: 2005, *An overview of the descent and landing of the Huygens probe on Titan*, *Nature* **438**, 758
- Liou, J. C., Dermott, S. F. & Xu, Y. L.: 1995, *The contribution of cometary dust to the zodiacal cloud*, *Planet. Space Sci.* **43**, 717
- Lissauer, J. J. & French, R. G.: 2000, *HST High-Resolution Backscatter Image of Saturn's G Ring*, *Icarus* **146**, 12
- Mathis, J. S., Ruml, W. & Nordsieck, K. H.: 1977, *The Size Distribution of Interstellar Grains*, *ApJ* **217**, 425
- Matskevich, T. & Mikhailova, E.: 1960, *secondary electron emission from ice and anthracite films*, *solid state physics* 11(4)
- Matson, D. L., Spilker, L. J. & Lebreton, J.-P.: 2002, *The Cassini/Huygens Mission to the Saturnian System*, *Space Science Reviews* **104**, 1
- Meyer-Vernet, N.: 1982, *Flip-flop of electric potential of dust grains in space*, *Astron. Astrophys.* **105**, 98
- Morfill, G. E. and Gruen, E.: 1979, *The motion of charged dust particles in interplanetary space. I - The zodiacal dust cloud. II - Interstellar grains*, *Planet. Space Sci.* **27**, 1269
- Murray, C. D. & Dermott, S. F.: 1999, *Solar system dynamics*, Solar system dynamics by Murray, C. D., 1999
- Nicholson, P. D., Showalter, M. R., Dones, L., French, R. G., Larson, S. M., Lissauer, J. J., McGhee, C. A., Sicardy, B., Seitzer, P. & Danielson, G. E.: 1996, *Observations of Saturn's ring-plane crossing in August and November*, *Science* **272**, 509
- Northrop, T. G. and Birmingham, T. J.: 1990, *Plasma drag on a dust grain due to Coulomb collisions*, *Planet. Space Sci.* **38**, 319
- Porco, C. C., Helfenstein, P., Thomas, P. C., Ingersoll, A. P., Wisdom, J., West, R., Neukum, G., Denk, T., Wagner, R., Roatsch, T., Kieffer, S., Turtle, E., McEwen, A., Johnson, T. V., Rathbun, J., Veverka, J., Wilson, D., Perry, J., Spitale, J., Brahic, A., Burns, J. A., DelGenio, A. D., Dones, L., Murray, C. D. & Squyres, S.: 2006, *Cassini Observes the Active South Pole of Enceladus*, *Science* **311**, 1393
- Postberg, F., Kempf, S., Srama, R., Green, S. F., Hillier, J. K., McBride, N. & Grün, E.: 2006, *Composition of jovian dust stream particles*, *Icarus* **183**, 122
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. & Flannery, B. P.: 1992, *Numerical recipes in C. The art of scientific computing*, Cambridge: University Press, —c1992, 2nd ed.
- Reach, W. T.: 1988, *Zodiacal emission. I - Dust near the earth's orbit*, *Astrophys. J.* **335**, 468
- Reach, W. T.: 1991, *Zodiacal emission. II - Dust near ecliptic*, *Astrophys. J.* **369**, 529

- Reach, W. T.: 1992, *Zodiacal emission. III - Dust near the asteroid belt*, *Astrophys. J.* **392**, 289
- Richardson, J. D.: 1995, *An extended plasma model for Saturn*, *Geophys. Res. Lett.* **22**, 1177
- Richardson, J. D. & Sittler, E. C.: 1990, *A plasma density model for Saturn based on Voyager observations*, *JGR* **95(14)**, 12019
- Roatsch, T., Wählisch, M., Scholten, F., Hoffmeister, A., Matz, K.-D., Denk, T., Neukum, G., Thomas, P., Helfenstein, P. & Porco, C.: 2006, *Mapping of the icy Saturnian satellites: First results from Cassini-ISS*, *Planet. Space Sci.* **54**, 1137
- Schmidt, J., N., B., Spahn, F. & Kempf, S.: 2008, *The Icy Breath of the Giant: Formation of Enceladus' Dust Plume*, *Nature* 451
- Seidelmann, P. K., Abalakin, V. K., Bursa, M., Davies, M. E., de Bergh, C., Lieske, J. H., Oberst, J., Simon, J. L., Standish, E. M., Stooke, P. & Thomas, P. C.: 2002, *Report of the IAU/IAG Working Group on Cartographic Coordinates and Rotational Elements of the Planets and Satellites: 2000*, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* **82**, 83
- Shi, M., Baragiola, R. A., Grosjean, D. E., Johnson, R. E., Jurac, S. & Schou, J.: 1995, *Sputtering of water ice surfaces and the production of extended neutral atmospheres*, *J. Geophys. Res.* **100**, 26387
- Showalter, M. R.: 1996, *Properties of Saturn's E and G rings from the 1995 Ring Plane Crossing*, Technischer bericht, NASA-Ames Research center
- Showalter, M. R., Cuzzi, J. N. & Larson, S. M.: 1991, *Structure and particle properties of Saturn's E Ring*, *Icarus* **94**, 451
- Simpson, J. A. & Tuzzolino, A. J.: 1985, *Polarized Polymer Films as Electronic Pulse Detectors of Cosmic Dust Particles*, *Nucl. Instrum. Methods A* **236**, 187
- Sittler, E. C., Andre, N., Blanc, M., Burger, M., Johnson, R. E., Coates, A. J., Rymer, A. M., Reisenfeld, D., Thomsen, M., Persoon, A. M., Dougherty, M., Smith, H. T., Baragiola, R. A., Hartle, R. E., Chornay, D., Shappirio, M. D., Simpson, D., McComas, D. J. & Young, D. T.: 2007, *Ion and neutral sources and sinks within Saturn's inner magnetosphere: Cassini results*, *Planet. Space Sci.*, in press
- Sittler, E. C., Thomsen, M., Chornay, D., Shappirio, M. D., Simpson, D., Johnson, R. E., Smith, H. T., Coates, A. J., Rymer, A. M., Crary, F., McComas, D. J., Young, D. T., Reisenfeld, D., Dougherty, M. & Andre, N.: 2005, *Preliminary results on Saturn's inner plasmasphere as observed by Cassini: Comparison with Voyager*, *Geophys. Res. Lett.* **32**, 14
- Smith, B. A., Soderblom, L. A., Banfield, D., Barnet, C., Beebe, R. F., Bazilevskii, A. T., Bollinger, K., Boyce, J. M., Briggs, G. A. & Brahic, A.: 1989, *Voyager 2 at Neptune - Imaging science results*, *Science* **246**, 1422
- Spahn, F.: 2007, *Planeten-Ringe*, *Sterne und Weltraum* S. 26–36
- Spahn, F., Albers, N., Hörning, M., Kempf, S., Krivov, A. V., Makuch, M., Schmidt, J., Seiß, M. & Miodrag Sremčević: 2006a, *E ring dust sources: Implications from Cassini's dust measurements*, *Planet. Space Sci.* **54**, 1024
- Spahn, F., Schmidt, J., Albers, N., Hörning, M., Makuch, M., Seiß, M., Kempf, S., Srama, R., Dikarev, V., Helfert, S., Moragas-Klostermeyer, G., Krivov, A. V., Sremčević, M., Tuzzolino, A. J., Economou, T. & Grün, E.: 2006b, *Cassini Dust Measurements at Enceladus and Implications for the Origin of the E Ring*, *Science* **311**, 1416
- Spahn, F., Thiessenhusen, K.-U., Colwell, J. E., Srama, R. & Grün, E.: 1999, *Dynamics of dust ejected from Enceladus: Application to the Cassini dust detector*, *J. Geophys. Res.* **104**, 24111
- Spencer, J. R., Pearl, J. C., Segura, M., Flasar, F. M., Mamoutkine, A., Romani, P., Buratti,

- B. J., Hendrix, A. R., Spilker, L. J. & Lopes, R. M. C.: 2006, *Cassini Encounters Enceladus: Background and the Discovery of a South Polar Hot Spot*, *Science* **311**, 1401
- Spencer, J. R., Stern, S. A., Cheng, A. F., Weaver, H. A., Reuter, D. C., Retherford, K., Lunsford, A., Moore, J. M., Abramov, O., Lopes, R. M. C., Perry, J. E., Kamp, L., Showalter, M., Jessup, K. L., Marchis, F., Schenk, P. M. & Dumas, C.: 2007, *Io Volcanism Seen by New Horizons: A Major Eruption of the Tvashtar Volcano*, *Science* **318**, 240
- Spitale, J. N. & Porco, C. C.: 2007, *Association of the jets of Enceladus with the warmest regions on its south-polar fractures*, *Nature* **449**, 695
- Srama, R.: 2000, *Vom Cosmic-Dust-Analyser zur Modellbeschreibung wissenschaftlicher Raumsonden*, *Dissertation*, Technische Universität München
- Srama, R. & Mitarb.: 2004, *The Cassini Cosmic Dust Analyzer*, *Space Science Reviews* **114**, 465
- Srama, R., Kempf, S., Moragas-Klostermeyer, G., Helfert, S., Ahrens, T. J., Altobelli, N., Auer, S., Beckmann, U., Bradley, J. G., Burton, M., Dikarev, V. V., Economou, T., Fechtig, H., Green, S. F., Grande, M., Havnes, O., Hillier, J. K., Horanyi, M., Igenbergs, E., Jessberger, E. K., Johnson, T. V., Krüger, H., Matt, G., McBride, N., Mocker, A., Lamy, P., Linkert, D., Linkert, G., Lura, F., McDonnell, J. A. M., Möhlmann, D., Morfill, G. E., Postberg, F., Roy, M., Schwehm, G. H., Spahn, F., Svestka, J., Tschernjawski, V., Tuzzolino, A. J., Wäsch, R. & Grün, E.: 2006, *In situ dust measurements in the inner Saturnian system*, *Planet. Space Sci.* **54**, 967
- Sremčević, M., Krivov, A. V. & Spahn, F.: 2003, *Impact-generated dust clouds around planetary satellites: asymmetry effects*, *Planet. Space Sci.* **51**, 455
- Sternglass, E. J.: 1954, *A Experimental Investigation of Electron Back - and Secondary Emission from Solids*, *Dissertation*, Cornell University
- Suszycynsky, D. M., Borovsky, J. E. & Goertz, C. K.: 1993, *Secondary-electron yields of solar system ices*, *Advances in Space Research* **13**, 183
- Tian, F., Stewart, A. I. F., Toon, O. B., Larsen, K. W. & Esposito, L. W.: 2007, *Monte Carlo simulations of the water vapor plumes on Enceladus*, *Icarus* **188**, 154
- Wahlund, J.-E., Boström, R., Gustafsson, G., Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Averkamp, T., Hospodarsky, G. B., Persoon, A. M., Canu, P., Pedersen, A., Desch, M. D., Eriksson, A. I., Gill, R., Morooka, M. W. & André, M.: 2005, *The inner magnetosphere of Saturn: Cassini RPWS cold plasma results from the first encounter*, *Geophys. Res. Lett.* **32**, 20
- Waite, J. H., Combi, M. R., Ip, W.-H., Cravens, T. E., McNutt, R. L., Kasprzak, W., Yelle, R., Luhmann, J., Niemann, H., Gell, D., Magee, B., Fletcher, G., Lunine, J. & Tseng, W.-L.: 2006, *Cassini Ion and Neutral Mass Spectrometer: Enceladus Plume Composition and Structure*, *Science* **311**, 1419
- Walker, R. J. & Russell, C. T.: 1995, *Solar-wind interactions with magnetized planets*, S. 164–182, Cambridge University Press
- Watson, W. D.: 1973, *Photoelectron emission from small spherical particles*, *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)* **63**, 164
- Whipple, E. C.: 1981, *Potentials of surfaces in space*, *Reports of Progress in Physics* **44**, 1197
- Young, D. T., Berthelier, J.-J., Blanc, M., Burch, J. L., Bolton, S., Coates, A. J., Crary, F. J., Goldstein, R., Grande, M., Hill, T. W., Johnson, R. E., Baragiola, R. A., Kelha, V., McComas, D. J., Mursula, K., Sittler, E. C., Svenes, K. R., Szegö, K., Tanskanen, P., Thomsen, M. F., Bakshi, S., Barraclough, B. L., Bebesi, Z., Delapp, D., Dunlop, M. W., Gosling, J. T., Furman, J. D., Gilbert, L. K., Glenn, D., Holmlund, C., Illiano, J.-M., Lewis, G. R., Linder, D. R., Maurice, S., McAndrews, H. J., Narheim, B. T., Pallier, E., Reisenfeld, D., Rymer,

A. M., Smith, H. T., Tokar, R. L., Vilppola, J. & Zinsmeyer, C.: 2005, *Composition and Dynamics of Plasma in Saturn's Magnetosphere*, *Science* **307**, 1262

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir geholfen haben, dass diese Arbeit zustande gekommen ist.

Mein Dank an Prof. Eberhard Grün, der mir die Möglichkeit gab in der Staubforschung tätig zu werden und die Mühen auf sich nahm mich als Doktorvater zu betreuen. Des weiteren stand er mir in zahllosen, mir scheinbar unlösbaren Situationen, mit hilfreichen Tips zur Seite.

Großer Dank gebührt Dr. Sascha Kempf, der mir die Dynamik des Staubes nähergebracht hat. Und mir immer mit guten Ratschlägen weiter helfen konnte. Die Diskussionen mit ihm bildeten die Grundlagen der Ergebnisse dieser Arbeit. Auch für das Korrekturlesen dieser Arbeit und das glätten meiner schlimmsten sprachlichen Aussetzer möchte ich ihm danken.

Dank gebührt den lieben und netten Kollegen der Staubgruppe – Jessica Argawal, Stefan Helfert, Hsiang–Wen Hsu, Anna Mocker, Georg Moragas–Klostermeyer, Dr. Frank Postberg, Dr. Ralf Srama – die je nach Gelegenheit weiterhalfen, aufmunterten, ablenkten und mich immer ertragen haben, obwohl ich stressbedingt unerträglich war und mir eine freundliche Arbeitsumgebung erschufen.

Dr. Jürgen Schmidt möchte ich für die zahlreichen Diskussionen und für die Benutzung seines Plume–Modells und der optisch ausgewerteten E–Ring Bilder danken.

Bedanken möchte ich mir auch bei Prof. Dr. Frank Spahn, der die Mühen auf sich genommen hat, meine Arbeit zu begutachten.

Vorweg möchte ich Prof. Dr. Matthias Bartelmann und Dr. Habil. Harald Krüger danken, dass sie sich die Zeit nehmen, mich während meiner Disputation zu prüfen.

Dank gebührt auch meiner Wohngemeinschaft, die gerade in der Endphase erheblich auf mich Rücksicht nehmen musste.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meiner Familie bedanken. Insbesondere bei mein Sohn Julian, dem ich in der Endphase der Arbeit leider nicht die Zeit gewähren konnte, die ihm eigentlich zusteht.