

MPAE-W-807-98-01

**Energiereiche Teilchen in der inneren
Jupitermagnetosphäre: Simulation und
Ergebnisse des EPD-Experimentes an Bord
der Raumsonde GALILEO**

Andreas Lagg



A. Lagg

GALILEO-EPD

**Energiereiche Teilchen in der inneren
Jupitermagnetosphäre:
Simulation und Ergebnisse des EPD-Experimentes
an Bord der Raumsonde GALILEO**

Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde
an der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck

vorgelegt von

Mag. rer. nat. Andreas Lagg

MPI für Aeronomie
Katlenburg-Lindau (D)

Institut für Ionenphysik
Universität Innsbruck (A)

eingereicht bei

Univ. Prof. Dr. Werner Lindinger

Innsbruck, November 1997

1. Begutachter: Univ. Prof. Dr. Werner Lindinger

2. Begutachter: Univ. Doz. Dr. Roman Schrittwieser

Rigorosum am 16. Januar 1998 am Institut für Ionenphysik, Innsbruck, Österreich

Prüfungsfächer: Ionenphysik (W. Lindinger) und Plasmaphysik (R. Schrittwieser)

Vorsitzender: O. Univ. Prof. Dr. Michael Kuhn

Andreas Lagg (lagg@linmpi.mpg.de, <http://www.mpae.gwdg.de/~lagg>)

Max-Planck-Institut für Aeronomie

Max-Planck-Straße 2

D-37191 Katlenburg-Lindau

Institut für Ionenphysik d. Univ. Innsbruck

Technikerstraße 25

A-6020 Innsbruck

3. Januar 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1a	Introduction	7
2	Die GALILEO-Mission	9
2.1	Der Weg zu Jupiter	10
2.2	Die GALILEO <i>Orbit-Tour</i>	13
2.3	Ausfall der <i>High-Gain</i> Antenne	14
3	Der <i>Energetic Particles Detector</i>	16
3.1	Grundlagen	17
3.1.1	<i>Low Energy Magnetospheric Measurement System</i>	17
3.1.2	<i>Composition Measurement System</i>	19
3.2	Simulation GALILEO-LEMMS	20
3.2.1	Beschreibung der Simulation	22
3.2.2	Ergebnisse der Magnetfeldberechnung	26
3.2.3	Ergebnisse der Geometriefaktorberechnung	28
4	Energiereiche Teilchen im Dipolfeld von Jupiter	35
4.1	Das Magnetfeld von Jupiter	35
4.2	Gyration	37
4.3	Bounce-Bewegung	37
4.4	Longitudinale Driftbewegung	40
4.4.1	Die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift	41
4.4.2	Die $\vec{V}B$ -Drift	42
4.4.3	Die <i>Curvature</i> -Drift	43
4.4.4	Die <i>Gradient-Curvature</i> -Drift	44
4.5	Der Verlustkegel	46
4.6	Diffusion	48
4.6.1	Pitchwinkel-Diffusion	48
4.6.2	Radiale Diffusion	50
5	Der Io-Torus	51
5.1	Neutralgastorus	51

5.2	Plasmatorus	53
6	Daten des <i>Energetic Particles Detector</i> bei Jupiter	56
6.1	Datentypen	56
6.1.1	<i>Record-Mode</i> Daten	56
6.1.2	<i>Real-Time</i> Daten	59
6.2	Verarbeitung der Daten	60
6.3	Io Vorbeiflug Dezember 1995 (I0)	60
6.3.1	Gemessene Teilchenflüsse während des Io-Vorbeifluges I0	61
6.3.2	Richtungsverteilungen	65
6.3.3	Energiespektren	67
6.4	Europa Vorbeiflug Dezember 1996 (E4)	69
7	Interpretation der Daten	74
7.1	Wechselwirkung mit Teilchen der Jupiteratmosphäre	75
7.1.1	Pitchwinkel-Verteilungen der Protonen beim Io-Vorbeiflug I0	76
7.1.2	Pitchwinkel-Verteilungen der Elektronen beim Io-Vorbeiflug I0	77
7.2	Teilchen-Teilchen Wechselwirkungen im Io-Torus	78
7.2.1	Coulombstoß	82
7.2.2	Ladungstausch Ion-Ion	83
7.2.3	Ladungstausch Ion-Neutrales	83
7.2.4	Wirkungsquerschnitt der Ladungstauschprozesse im Io-Torus	89
7.3	<i>Satellite Sweeping</i>	90
7.4	<i>Shell Splitting</i>	94
7.5	Energiedispersiver Teilcheneinschuß bei I0	94
8	Zusammenfassung	100
8a	Summary	103
A	Das Magnetfeld der Segmente	105
B	Das EPD-Team	107
C	Energiekanäle und Geometriefaktoren	108
D	Symbole, Konstanten und Abkürzungen	110
	Literaturverzeichnis	114
	Publikationsliste	119
	Danksagung	123
	Lebenslauf	125

Kapitel 1

Einleitung

Seit fast 400 Jahren wird der größte Planet unseres Sonnensystems, Jupiter, von Astronomen beobachtet. Als erster Wissenschaftler richtete Galileo Galilei (1564-1642) sein Fernrohr auf diesen außergewöhnlichen Himmelskörper. Er entdeckte dabei die vier größten Monde des Gasriesen: Io, Europa, Ganymed und Callisto. Die Namen der Monde stammen vom deutschen Mathematiker Simon Marius (1573-1624), der die Monde möglicherweise unabhängig von Galileo beobachtete.

Jupiter steht seit diesem Zeitpunkt im Zentrum wissenschaftlichen Interesses. So konnte die Bewegung der vier Galileiischen Monde zur Überprüfung der Keplerschen Gesetze über die Planetenbewegung herangezogen werden. Mit Hilfe des Newtonschen Gravitationsgesetzes konnte bereits sehr früh die Masse von Jupiter bestimmt werden. Die Entwicklung leistungsfähiger Teleskope in den verschiedensten Wellenlängenbereichen und die damit verbundenen Entdeckungen ließen das Interesse der Wissenschaft an diesem Planeten kontinuierlich ansteigen. Ein erster Höhepunkt dieser Entwicklung war der Start der Raumsonde PIONEER 10, die im Jahr 1973 Jupiter erreichte.

Inzwischen nutzten vier weitere Raumsonden die Gravitation des Planeten, um für ihre weitere Reise durch das Sonnensystem zusätzliche Energie zu erhalten. PIONEER 11 (1974) passierte Jupiter in einem Abstand von nur 42800 km, VOYAGER 1 und 2 (1979) lieferten phantastische Bilder von Jupiter und seinen Monden und ULYSSES (1992) gelang es, mit Hilfe eines *Gravity-Assist* Manövers bei Jupiter die Ekliptik zu verlassen, um die Polarregionen der Sonne zu untersuchen. Die Ergebnisse der Jupitervorbeiflüge dieser fünf Raumsonden sind in einigen Sonderausgaben wissenschaftlicher Fachzeitschriften veröffentlicht (*Pioneer 10* [1974]; *Pioneer 11* [1975]; *Voyager 1* [1979a, b]; *Voyager 2* [1979]; *Voyager 1 and 2* [1981]; *Ulysses* [1993]).

Der Höhepunkt der Erforschung von Jupiter stellt aber die Raumsonde GALILEO dar. Gestartet im Jahr 1989 umkreist sie seit Dezember 1995 den Planeten als künstlicher Satellit und wird bis zum Ende der Mission im Dezember 1999 das Wissen um diesen Planeten enorm erweitern. Neben den einmaligen Aufnahmen der Jupiteratmosphäre und den Monden stellen vor allem die Untersuchungen der plasmaphysikalischen Prozesse innerhalb der riesigen Magnetosphäre einen Schwerpunkt der Mission dar. Der *Energetic Particles Detector* (EPD) spielt dabei als eines der vier Feld- und Teilchenexperimente an Bord von GALILEO eine entschei-

dende Rolle.

Die dreidimensionale Simulation eines Teiles dieses Sensors und die Daten der ersten Vorbeiflüge von GALILEO an den Jupitermonden Io und Europa bilden den Inhalt dieser Arbeit.

Der erste Teil beschäftigt sich mit der Sensorsimulation. Die Bestimmung der Geometriefaktoren der Niederenergieseite des sogenannten *Low Energy Magnetospheric Measurement System* (LEMMS), das zusammen mit dem *Composition Measurement System* (CMS) den EPD-Sensor bildet, ist das Ziel dieser Simulation. Diese Geometriefaktoren sollen zur Umrechnung der gemessenen Zählraten in absolute Teilchenflüsse dienen. Die bisher verwendeten Geometriefaktoren, denen Simulationen von *Wu et al.* [1986] zugrunde liegen, können diese Umrechnung nicht ohne zusätzliche Korrekturen bewältigen. Ein verbessertes Modell des durch zwei Permanentmagnete im LEMMS-Sensor erzeugten Magnetfeldes und eine neuartige Methode der Bestimmung der Geometriefaktoren aus den berechneten Teilchenbahnen sollen dieses Problem beseitigen.

Die Auswertung der Daten dieses Instrumentes geschieht im zweiten Teil dieser Arbeit. Messungen im Io-Torus und in der Nähe des Jupitermondes Europa werden besonders in Hinblick auf die Richtungsverteilungen der energetischen, geladenen Teilchen verarbeitet. Den Schwerpunkt der Interpretationen bildet dabei die Verarmung der Flüsse von Teilchen, deren Bewegungsrichtung senkrecht zur Richtung des Jupitermagnetfeldes steht¹. Mehrere Prozesse werden als Ursache für das Zustandekommen dieser Verteilungen diskutiert.

Einer dieser Prozesse ist der Ladungsaustausch zwischen energetischen, geladenen Teilchen und den neutralen Teilchen des Io-Torus. Aus den räumlichen Verteilungen der von EPD gemessenen Teilchenflüsse sollen unter Annahme dieses Prozesses Aussagen über Teilchendichte und Ausdehnung des jupiterumspannenden Neutralgastorus getroffen werden.

Der Effekt eines Mondes auf die Richtungsverteilung energetischer Teilchen wird anhand des Datensatzes vom Europa-Vorbeiflug diskutiert. Auch hier stellt die beobachtete Verarmung energetischer Teilchen mit großem Anstellwinkel zum Magnetfeld das zentrale Thema der Interpretation dar.

Eine im Datensatz des ersten Io-Vorbeifluges kurzzeitige Erhöhung der energetischen Teilchenflüsse bildet den Abschluß der Datenanalyse. Besonders die longitudinale Bewegung der Teilchen um den Planeten spielt hierbei eine wesentliche Rolle.

Von entscheidender Bedeutung für die Auswertung der EPD-Daten ist die Bewegung energetischer Elektronen und Ionen in einem planetaren Dipolmagnetfeld. In einem eigenen Kapitel werden daher die Grundlagen der Gyration-, der Pendel- und der Driftbewegungen erarbeitet.

¹Der Winkel zwischen Bewegungsrichtung des Teilchens und dem Magnetfeldvektor wird als Pitchwinkel (=Anstellwinkel) bezeichnet.

Chapter 1a

Introduction

Astronomers have studied Jupiter, the largest planet of the solar system, with scientific methods for almost 400 years. One of the first scientists to do so was Galileo Galilei (1564-1642) who pointed his telescope towards this extraordinary object in the sky. He discovered Jupiter's four largest satellites: Io, Europa, Ganymede and Callisto. These satellites were named by the German mathematician Simon Marius (1573-1624). Marius possibly observed the satellites independently of Galileo.

Since that time Jupiter has been an object of great scientific interest. The orbital motion of the four Galilean satellites obeyed the Keplerian laws of planetary motion: The mass of Jupiter was calculated from Newton's theory of gravity. The development of powerful telescopes for different wavelengths led to new discoveries which enhanced the scientific interest in Jupiter. Some of the first highlights of Jovian science were the observations from the PIONEER 10 spacecraft which arrived at Jupiter in 1973.

Since that time four other spacecrafts have taken advantage of the gravity of Jupiter to enhance their translational energy for their voyage through the solar system. PIONEER 11 passed by Jupiter in 1974 at a distance of only 26600 miles, VOYAGER 1 and 2 (1979) took fantastic pictures of Jupiter and its satellites and ULYSSES (1992) used the Jovian gravitational force to leave the ecliptic plane for observations of the polar regions of the sun. Special issues of various scientific journals contain the publications of these flybys (*Pioneer 10* [1974]; *Pioneer 11* [1975]; *Voyager 1* [1979a, b]; *Voyager 2* [1979]; *Voyager 1 and 2* [1981]; *Ulysses* [1993]).

The exploration of the planet Jupiter culminates in the GALILEO mission. Launched in 1989, the spacecraft has orbited around the planet as an artificial satellite since December 1995. This mission will vastly improve our knowledge of the Jovian system. Besides unique pictures of the Jovian atmosphere and the satellites, the main goals will be to obtain surveys of plasma processes in the huge Jovian magnetosphere. As one of the four particle and field experiments, the *Energetic Particles Detector* (EPD) plays a major role in this investigation.

The three-dimensional simulation of one telescope of this sensor and the data analysis from the first satellite encounters of GALILEO with Io and Europa are the topics of this thesis.

The first part treats the simulation of the sensor. The aim is to calculate the geometric factors of the low-energy end of the *Low Energy Magnetospheric Measurement System* (LEMMS).

Together with the *Composition Measurement System* (CMS) it constitutes the EPD instrument. The geometric factors are necessary to convert measured count rates into absolute particle fluxes. *Wu et al.* [1986] had already calculated these factors, but for an accurate conversion an additional correction in at least one energy channel is required. An improved model of the magnetic field produced by two permanent magnets in the LEMMS-sensor and a new method of calculating geometric factors have been developed to solve these problems.

The second part contains the analysis of data from the LEMMS-telescopes. Measurements in the Io torus and in the vicinity of Europa are investigated mainly in terms of the angular distributions of energetic charged particles. The emphasis is on the depletion of particles at large pitch angles¹. Several mechanisms to explain these depletions are discussed.

The charge exchange process between energetic charged particles and the neutrals in the Io torus is one of these mechanisms. The latitudinal extension and the neutral number density are calculated under the assumption that charge exchange is the dominant process for the depletion of particle fluxes at high pitch angles.

The influence of a nearby satellite on the pitch angle distributions is discussed using data from the first Europa encounter. Again, the major topic is the depletion of particles at high equatorial pitch angles.

An enhancement of particle fluxes for a few minutes during the first Io encounter completes the data analysis. In this context the longitudinal motion of charged particles around the planet is essential.

The motion of charged particles in the dipolar magnetic field of a planet is of great importance for the analysis of the EPD-data. The principles of the gyro-, bounce- and the drift-motions are worked out in a separate chapter.

¹The pitch angle defines the angle between particle direction and the magnetic field vector.

Kapitel 2

Die GALILEO-Mission

Seit Dezember 1995 umkreist die GALILEO-Raumsonde als erster künstlicher Satellit den Gasriesen Jupiter. Die Mission GALILEO hatte zu diesem Zeitpunkt bereits eine 20-jährige Geschichte. Als JUPITER ORBIT PROBE (JOP) wurde sie 1977 vom amerikanischen Kongreß genehmigt, kurze Zeit später wurde sie in GALILEO umbenannt. Der Start von GALILEO sollte im Mai 1986 an Bord eines Space-Shuttles erfolgen. Durch die *Challenger*-Katastrophe im Januar 1986 konnte dieser Termin nicht eingehalten werden. Ferner wurden die Sicherheitsbestimmungen für Shuttleflüge deutlich verschärft; der Einsatz der schubstarken aber als für die bemannte Raumfahrt zu unsicher geltenden *Centaur*-Rakete als oberste Stufe, die GALILEO auf direkter Bahn zu Jupiter bringen sollte, wurde verboten. Nach Beseitigung der Probleme beim Shuttle konnte der Start am 16. Oktober 1989 mit der Raumfähre *Atlantis* erfolgen.

Der GALILEO-Orbiter (Abb. 2.1) wurde am JET PROPULSION LABORATORY (JPL) in Pasadena, Kalifornien, gebaut. Er ist eine spinstabilisierte Raumsonde, das heißt, er erhält seine Stabilität durch Eigenrotation (Erhaltung des Drehmomentes). Diese Eigenrotation können Teilchen- und Feldexperimente an Bord der Raumsonde nutzen, um Richtungsinformationen zu erhalten. Für abbildende Instrumente wie zum Beispiel Kameras, ist eine Dreiaachsenstabilisierung vorteilhaft. Dabei stabilisieren rotierende Kreisel in verschiedenen Raumrichtungen die Raumsonde. Um auch auf der spinstabilisierten Raumsonde GALILEO die feste Ausrichtung auf ein Ziel zu ermöglichen, sind die Kamera und einige andere wissenschaftliche Experimente auf einer Plattform montiert, die sich entgegen der Eigenrotation von GALILEO dreht (*despun platform*). Dies erlaubt zum Beispiel die Aufnahme von Bildern mit langen Belichtungszeiten.

Die GALILEO-PROBE ist eine eigenständige Sonde zur Erforschung der Jupiteratmosphäre, die bis Juli 1995 an den GALILEO-Orbiter angekoppelt war. Sie hatte kein eigenes Steuersystem, der Impuls beim Ablösen vom GALILEO-Orbiter brachte die Subsonde auf eine Bahn, die sie in die Atmosphäre von Jupiter eintauchen ließ. Die von den Instrumenten auf der GALILEO-PROBE gewonnenen Daten wurden zuerst zum GALILEO-Orbiter übermittelt und dort auf Magnetband zwischengespeichert, um schließlich zur Erde gesandt zu werden.

GALILEO bezieht seine Energie aus Radioisotop-Batterien (*Radioisotope Thermoelectric Generator*, RTG), die am Start eine Leistung von etwa 570 Watt lieferten, und durch den radioaktiven Zerfall des Plutoniums pro Monat 0,6 Watt verlieren¹. Diese Leistung steht für die

¹Aufgrund der bei Jupiter im Vergleich zur Erde um einen Faktor 25 geringeren Sonneneinstrahlung war der

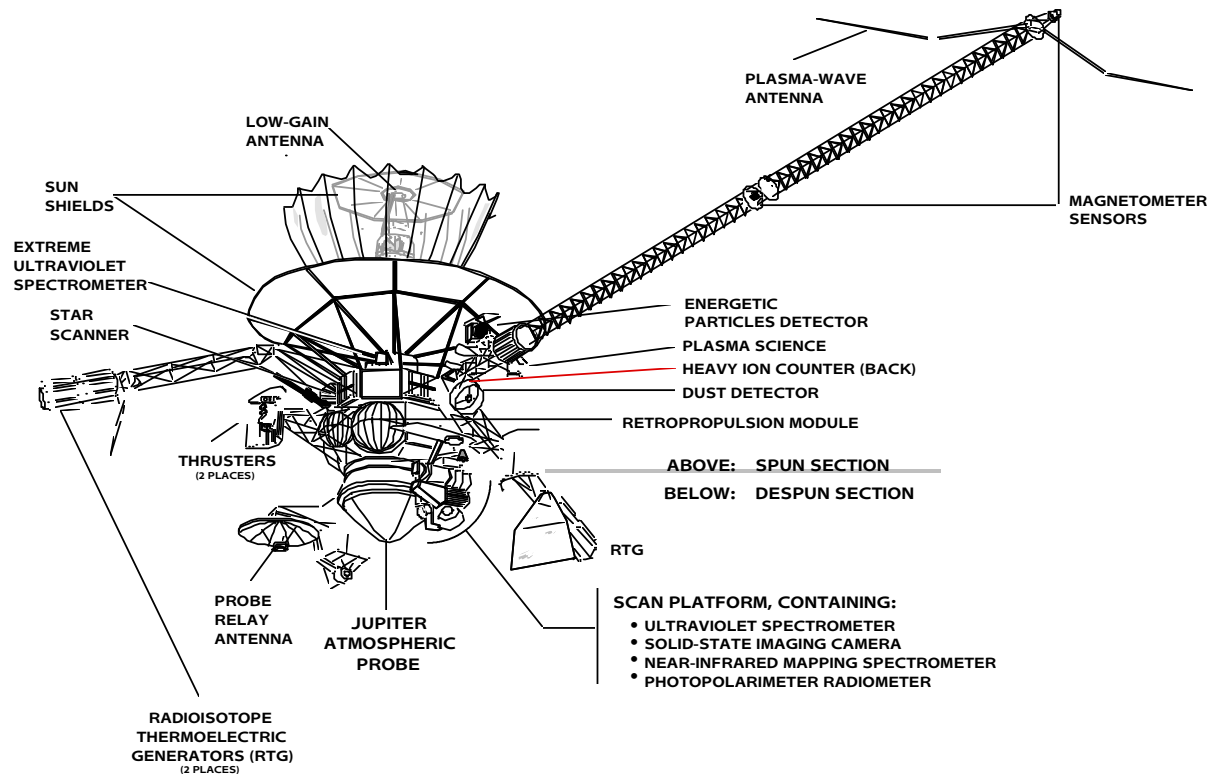


Abbildung 2.1: Die Raumsonde GALILEO: Die Startmasse von GALILEO betrug 2562 kg (inklusive GALILEO-PROBE mit 339 kg), davon sind 118 kg wissenschaftliche Experimente und 925 kg Treibstoff. Der Magnetometer-Ausleger hat eine Länge von 11 m, die Gesamthöhe beträgt 5,3 m (aus *Jet Propulsion Laboratory / NASA [1995]*).

zwölf wissenschaftlichen Experimente an Bord des GALILEO-Orbiters, die Telekommunikation, die Versorgung des Bordcomputers und für elektrische Steuer- und Schaltsysteme zur Verfügung. Die sieben Experimente der GALILEO-PROBE bezogen ihre Energie aus LiSO_2 -Zellen, deren Kapazität mit etwa 700 Wattstunden vergleichbar mit der einer durchschnittlichen Autobatterie ist. Die wissenschaftlichen Experimente auf dem GALILEO-Orbiter und der GALILEO-PROBE sind in Tab. 2.1 zusammengestellt.

2.1 Der Weg zu Jupiter

Durch das Verbot der schubstarken *Centaur*-Rakete für Space-Shuttle Flüge sowie die Verschiebung des Starttermins und die damit verbundene geänderte Planetenkonstellation, war der direkte Flug der über 2,5 Tonnen schweren Raumsonde zu Jupiter nicht mehr möglich. Das Verwenden von sogenannten *Gravity-Assist* Manövern war die einzige Möglichkeit, den Verlust an Schubkraft auszugleichen und GALILEO zum Jupiter zu befördern. Diese *Gravity-Assists* nutzen die Gravitation eines Planeten, um die kinetische Energie der Raumsonde zu erhöhen. Dabei nimmt die Raumsonde einen winzigen Teil des Drehmomentes des Planeten auf und erhöht

Einsatz von Solarzellen nicht möglich.

Tabelle 2.1: Wissenschaftliche Experimente auf dem GALILEO-Orbiter und der GALILEO-PROBE

Experiment	<i>Principal Investigator,</i> Institut	wissenschaftliche Zielsetzung
GALILEO-Orbiter		
Fernerkundung (auf „entspinnter“ Plattform)		
<i>Solid-State Imaging Camera, SSI</i>	Michael Belton, National Optical Astr. Obs.	Galil. Monde, Dynamik der Jupiteratmosph.
<i>Near-Infrared Mapping Spectro-</i> <i>meter, NIMS</i>	Robert Carlson, Jet Propulsion Laboratory	Zusammensetzung, Temp. Atmosph. / Monde
<i>Photopolarimeter / Radiometer,</i> PPR	James Hansen, Goddard Inst. for Space Studies	Atmosph. Teilchen, thermische Strahlung
<i>UV Spectrometer / Extreme UV</i> <i>Spectrometer, UVS/EUV</i>	Charles Hord, University of Colorado	Atmosphärische Gase, Aerosole
Felder und Teilchen (mitrotierend)		
<i>Magnetometer, MAG</i>	Margaret Kivelson, University of California, LA	Magnetfeld
<i>Energetic Particles Detector, EPD</i>	Don Williams, Johns Hopkins Univ, APL	Elektronen, Protonen, Ionen
<i>Plasma Instrument, PLS</i>	Lou Frank, University of Iowa	EM-Wellen, Welle- Teilchen Wechselw.
<i>Dust Detector Subsystem, DDS</i>	Eberhard Grün, Max Planck Inst. f. Kernphys.	Staubteilchen
Technologisches Experiment		
<i>Heavy Ion Counter, HIC</i>	Edward Stone, California Inst. of Technology	Wechselw. Raumsonde - schwere energ. Ionen
Experimente mit Telemetriesignalen		
<i>Celestial Mechanics</i>	John Anderson, Jet Propulsion Laboratory	Masse, interne Struktur von Monden
<i>Radio Propagation</i>	H. Taylor Howard, Stanford University	Größe, atmosph. Struktur von Monden
GALILEO-PROBE		
<i>Atmospheric Structure Instru-</i> <i>ment, ASI</i>	Alvin Seiff, San Jose State Univ. Found.	Temp., Dichte, Druck, Molekulargewicht
<i>Neutral Mass Spectrometer, NMS</i>	Hasso Niemann, NASA Goddard	Chemische Zusammensetzung
<i>Helium Abundance Detector,</i> HAD	Ulf von Zahn, Universität Rostock	Verhältnis Helium zu Wasserstoff
<i>Nephelometer, NEP</i>	Boris Ragent, San Jose State Univ. Found.	Wolken, feste und flüssige Teilchen
<i>Net Flux Radiometer, NFR</i>	Larry Sromovsky, University of Wisconsin	Energieflüsse
<i>Lightning and Radio Emissions</i> <i>Energetic Particles Instrument,</i> LRD/EPI	Louis Lanzerotti, Bell Labs Klaus Rinnert, MP Ae Harald Fischer, Univ. Kiel	Blitze, energet. Teilchen
<i>Doppler Wind Experiment, DWE</i>	Dave Atkinson, University of Idaho	Windgeschwindigkeiten

damit im sonnenfesten Koordinatensystem seine Geschwindigkeit (im System des Planeten ist der Betrag des Impulses vor und nach dem Vorbeiflug gleich). GALILEO nutzte die Gravitation von drei Vorbeiflügen (Venus - Erde - Erde), um auf die notwendige Geschwindigkeit zu kommen. Die Flugbahn wird daher als *Venus-Earth-Earth Gravity Assist Bahn* (VEEGA) bezeichnet (Abb. 2.2).

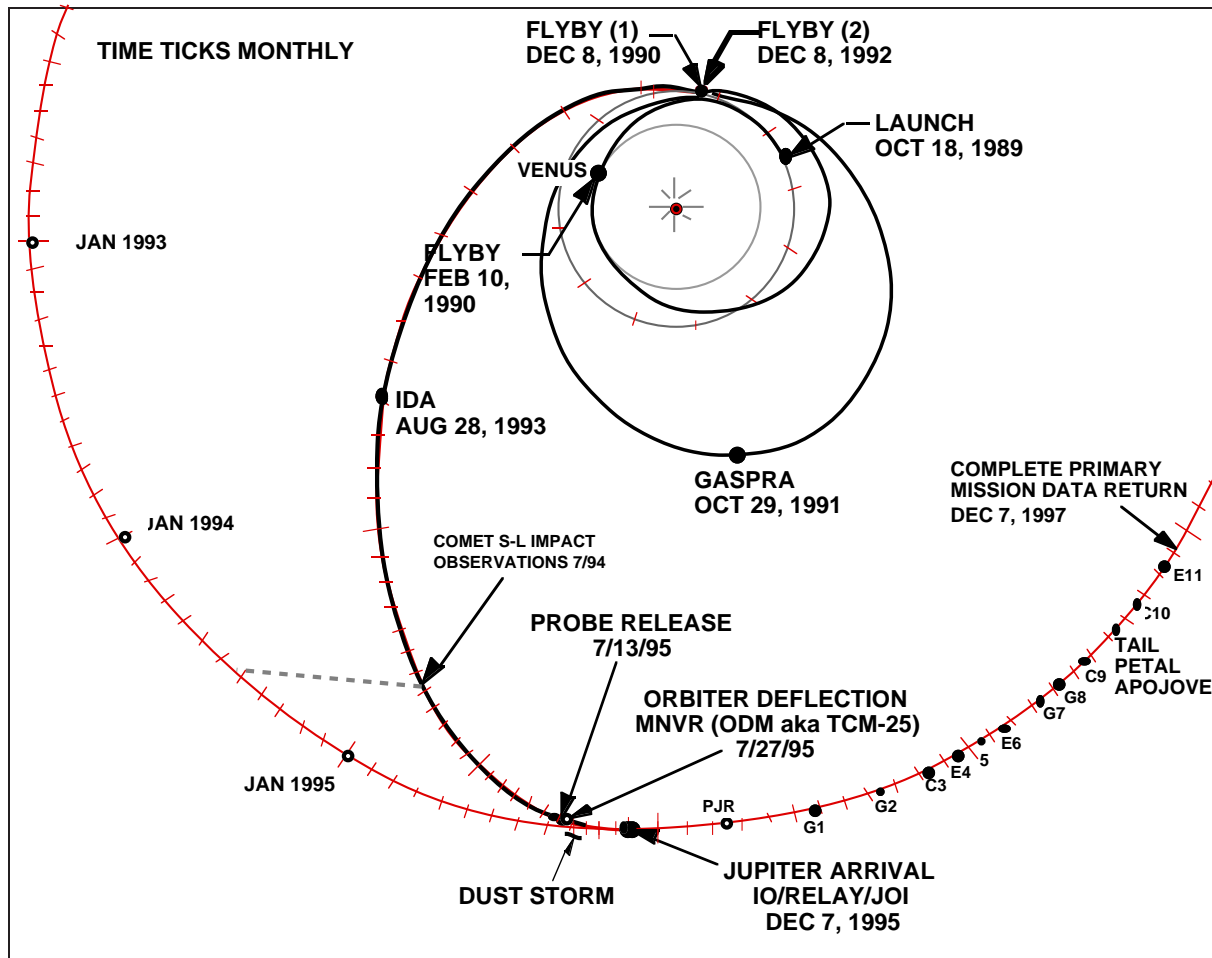


Abbildung 2.2: Die *Venus-Earth-Earth Gravity Assist* Flugbahn von GALILEO zum Jupiter (Blick auf die Ekliptik): Die nahen Vorbeiflüge an Venus und der Erde geben der Raumsonde die nötige kinetische Energie, um nach 6 Jahren Flugzeit zu ihrem Ziel Jupiter zu gelangen (aus *Jet Propulsion Laboratory / NASA* [1995]).

Bereits während der VEEGA-Flugbahn zum Jupiter konnte GALILEO hervorragende wissenschaftliche Ergebnisse liefern. So wurden erstmals Bilder eines Asteroiden gemacht und Magnetfeld- und Plasmamessungen in deren unmittelbaren Umgebung durchgeführt (Gaspra, Oktober 1991, Ida und sein Mond Dactyl, August 1993, siehe *Fischer* [1992]; *Kivelson et al.* [1993]; *Belton et al.* [1996]; *Kivelson et al.* [1996]). Die Vorbeiflüge an der Erde erlaubten nicht nur den Test aller Experimente, sondern lieferten aufgrund der für erdgebundene Satelliten nicht möglichen Flugbahn eine einzigartige Ansicht der Magnetosphäre [*Kivelson et al.*, 1995]. Die günstige Position von GALILEO beim Einschlag des Kometen *Shoemaker-Levy 9* im Juli 1994 ermöglichte die Aufnahme von Bildern dieses Ereignisses und vervollständigten

Tabelle 2.2: GALILEO Orbit-Tour: Mondvorbeiflüge und Nomenklatur der Orbits

Orbit	Mondvorbeiflug	Datum [UT]	Höhe [km]
I0	Io	7. Dezember 1995	898
G1	Ganymed	27. Juni 1996	844
G2	Ganymed	6. September	250
C3	Callisto	4. November	1104
E4	Europa	19. Dezember	692
J5	(Konjunktion mit Sonne, kein Mondvorbeiflug)		
E6	Europa	20. Februar 1997	587
G7	Ganymed	5. April	3059
G8	Ganymed	7. Mai	1585
C9	Callisto	25. Juni	416
	Apojovium	8. August	
C10	Callisto	17. September	524
E11	Europa	6. November	1125

die durch Erdbeobachtungen und dem *Hubble Space Telescope* gewonnenen Ergebnisse [Noll, 1994].

Ein wichtiger Teil der Mission war die erste in situ Messung der Atmosphäre des Jupiter mit der GALILEO-PROBE, die Erkenntnisse über chemische und physikalische Eigenschaften bis zu einer Tiefe von 140 km unter der Jupiteroberfläche (definiert als 1 bar Isobare) lieferte [Young, 1996].

2.2 Die GALILEO Orbit-Tour

Der *Gravity-Assist* Vorbeiflug an Jupiter am 7. Dezember 1995 und ein Zünden des Haupttriebwerkes (*Jupiter Orbit Insertion Burn*, JOI) brachten GALILEO auf eine stark elliptische Umlaufbahn um Jupiter, der sogenannten GALILEO Orbit-Tour. Diese Umlaufbahn, dargestellt in Abb. 2.3, bringt GALILEO auf der Tagseite bis etwa $9 R_{Jup}$ an Jupiter heran (Perijovium), die weitest entfernten Punkte liegen bei über $100 R_{Jup}$ auf der Mitternacht- bis Morgenseite (Apojovium). Bis auf Orbit Nummer fünf² beinhalten alle Orbits einen nahen Vorbeiflug an einem der vier Galileiischen Monde (siehe Tab. 2.2).

Für die Umläufe gilt folgende Nomenklatur: „Orbit NX“ bezeichnet den Orbit, der die Raumsonde am Mond N vorbeiführt (I, E, C und G für Io, Europa, Callisto und Ganymed) und X bezeichnet die Nummer des aktuellen Orbits. Diese Nomenklatur wird auch für die bereits genehmigte GALILEO Europa Mission beibehalten, die mit dem Orbit I24 bzw. I25 im Dezember 1999 beendet wird. GALILEO wird danach als künstlicher Mond vermutlich noch tausende Jahre um Jupiter kreisen.

²Der Orbit J5 fand zum Zeitpunkt der solaren Konjunktion statt: Die Sonne stand zwischen Erde und Jupiter, die Verbindung zu GALILEO war dadurch für etwa einen Monat unterbrochen.

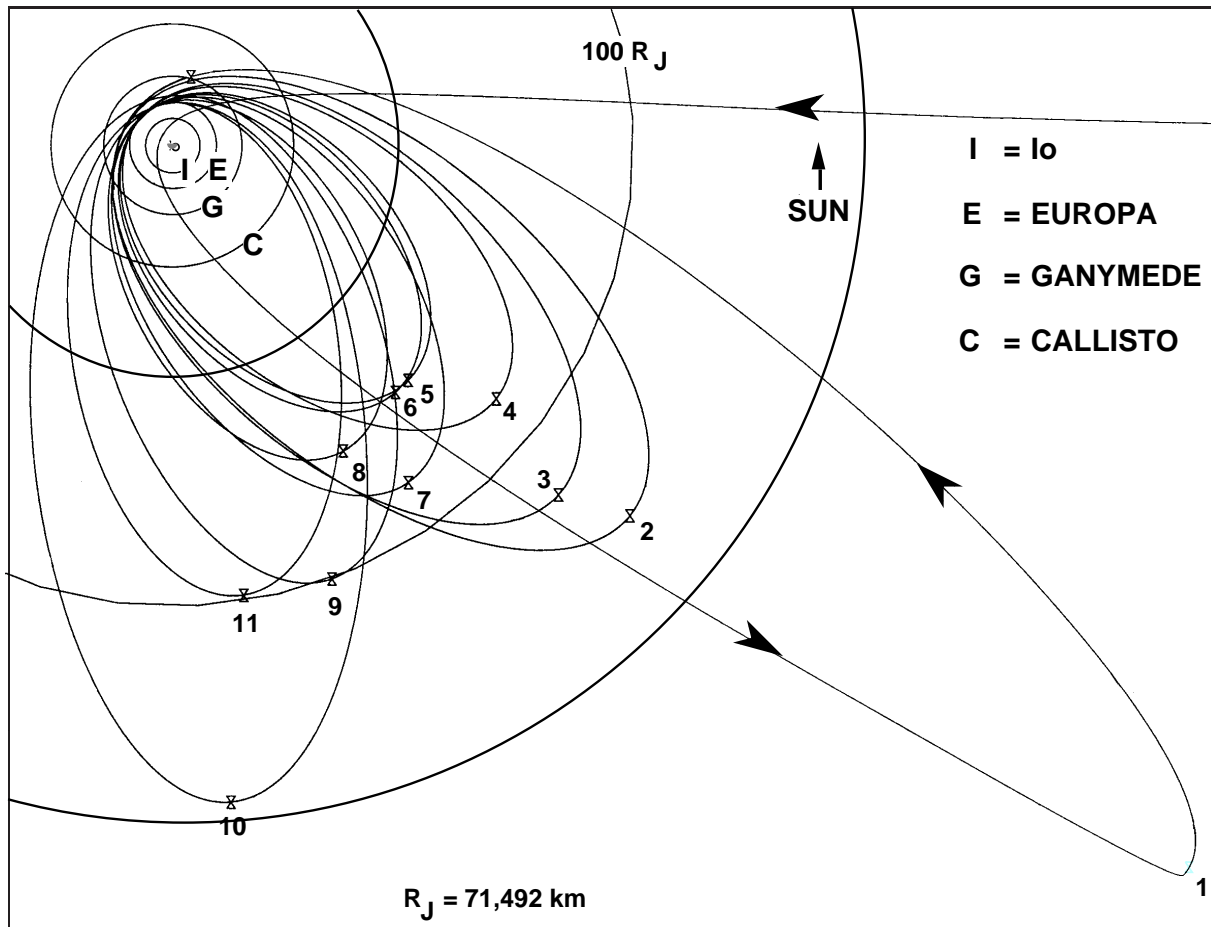


Abbildung 2.3: GALILEO Orbit-Tour: 11 Orbits in der bis Ende 1997 dauernden primären Mission decken den kompletten Morgensektor der Jupitermagnetosphäre ab. Weitere 14 Umläufe sind für die GALILEO Europa Mission geplant, die von Dezember 1997 bis Dezember 1999 dauern wird. Die Umläufe liegen mit geringen Abweichungen in der Ekliptik. Die Abbildung zeigt einen Blick auf die ekliptische Ebene aus Richtung ekliptischer Norden, die Sonne (und damit auch die Erde) ist oben (aus *Jet Propulsion Laboratory / NASA [1995]*).

2.3 Ausfall der *High-Gain* Antenne

Die *High-Gain* Antenne wurde entwickelt, um den Datentransfer zwischen GALILEO und der Erde zu ermöglichen. Um Schäden durch die starke Sonneneinstrahlung innerhalb der Venusbahn zu vermeiden, wurde sie mit einem Mechanismus ausgerüstet, der sie bei größerem Abstand zur Sonne, ähnlich wie einen Regenschirm, entfalten sollte. Im April 1991 wurde erstmals versucht, die Antenne zu öffnen; der Versuch schlug fehl. Zwischen 1991 und 1996 wurden noch etliche Versuche unternommen, aber auch „Hämmern“ (wiederholtes Ein- und Ausschalten des Entfaltungsmotors), Erhöhen der Rotationsgeschwindigkeit von GALILEO (Verstärkung der Fliehkraft auf die Antenne) und Zündung der Bremstriebwerke (Erschütterung der Raumsonde) konnten das Problem nicht lösen.

Die zweite Antenne an Bord der GALILEO-Raumsonde ist die sogenannte *Low-Gain* Antenne. Sie strahlt die Signale in einen Kegel mit einem Öffnungswinkel von 240° (Öffnungs-

winkel der *High-Gain* Antenne: 1°) und ermöglicht dadurch das Empfangen und Senden von Kommandos, auch wenn die Rotationsachse von GALILEO nicht genau zur Erde orientiert ist. Die maximale Datenübertragungsrate dieser Antenne ist mit 160 Bits pro Sekunde nur knapp ein Tausendstel der möglichen Rate mit der *High-Gain* Antenne (134 Kilobit pro Sekunde). Enorme Anstrengungen mußten unternommen werden, um die GALILEO-Mission trotzdem zu einem wissenschaftlichen Erfolg werden zu lassen.

Neue Software (*Phase 2 Software*), die im Mai 1995 an den Bordcomputer von GALILEO gesendet wurde, ermöglicht die Aufzeichnung wichtiger Phasen der Mission auf das Bandlaufwerk und damit ein Senden der Daten mit niedriger Rate zu einem späteren Zeitpunkt. Damit konnten die Ergebnisse der GALILEO-PROBE zu 100 Prozent gesichert werden, auch die kurzen Zeiträume der Mondvorbeiflüge können zeitverzögert mit voller Auflösung übertragen werden. Verbesserungen am Empfangssystem der Erde (*Deep Space Network*, DSN) und neu entwickelte Kompressionsalgorithmen (mit Verlusten für Bilder, verlustfrei für andere Daten) ermöglichen eine fast kontinuierliche Übermittlung von sogenannten *real-time* Daten, die trotz reduzierter Auflösung ein umfassendes Bild der Jupitermagnetosphäre liefern. Dank dieser Verbesserungen ist es dem GALILEO-Team gelungen, den größten Teil der wissenschaftlichen Zielsetzung mit nur einem Prozent der ursprünglich erwarteten Datenmenge zu erfüllen.

Kapitel 3

Der *Energetic Particles Detector*

Das starke Magnetfeld von Jupiter¹ und der bei 5 Astronomischen Einheiten niedrigere magnetische Druck des Sonnenwindes produzieren die größte Magnetosphäre in unserem Sonnensystem. Ihr gigantisches Ausmaß², die Vielfalt an geladenen und neutralen Teilchen und die sich innerhalb der Magnetosphäre bewegendenden Monde machen die Erforschung dieser Magnetosphäre und der in ihr ablaufenden plasmaphysikalischen Prozesse äußerst interessant. Die stark elliptische Umlaufbahn von GALILEO mit den nächsten Annäherungen an Jupiter (Perijovium) bei etwa $9 R_{Jup}$ auf der Tagseite und Ausflügen in den Magnetosphärenschweif bis über $100 R_{Jup}$ hinaus (Apojovium) erlaubt die Analyse sowohl von „kleinskaligen“ Phänomenen, die mit den Jupitermonden korreliert sind, als auch der globalen Struktur und Dynamik der Jupitermagnetosphäre (siehe zum Beispiel *Krupp et al.* [1997]). Besonders die Wechselwirkung mit Io, dem innersten der vier Galileiischen Monde, der durch die herrschenden Gezeitenkräfte vulkanisch aktivster Körper in unserem Sonnensystem, kann Aufschluß über Quell- und Verlustmechanismen sowie Transport- und Beschleunigungsprozesse energetischer Teilchen geben.

In Zusammenarbeit mit dem JOHNS HOPKINS UNIVERSITY APPLIED PHYSICS LABORATORY (JHU/APL) und dem NATIONAL OCEANIC AND ATMOSPHERIC ADMINISTRATION SPACE ENVIRONMENT LABORATORY (NOAA/SEL) entwickelte das MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR AERONOMIE ein Instrument, das die Population der energetischen Teilchen in der Jupitermagnetosphäre bestimmen konnte. Bereits 1976 wurde der *Energetic Particles Detector* (EPD) für die GALILEO Mission vorgeschlagen. Der Start der Raumsonde erfolgte jedoch erst im Dezember 1989. Die Startverzögerungen ermöglichten es den Entwicklern des Instrumentes, das ursprünglich vorgesehene Design aufgrund technischer Fortschritte bei den Festkörperdetektoren und der Elektronik mehrmals zu verbessern. Das Resultat wurde ein zuverlässiges und bis heute bestens funktionierendes Instrument, das auch in der GALILEO Europa Mission (Dezember 1997 bis Dezember 1999) noch interessante Ergebnisse aus der Jupitermagnetosphäre liefern wird.

Eine genaue Beschreibung des Instrumentes findet sich in *Williams et al.* [1992], hier sollen die wichtigsten Eigenschaften kurz erläutert werden. Die an EPD beteiligten Wissenschaftler

¹Das magnetische Dipolmoment von Jupiter ist mit $1,614 \cdot 10^{27} \text{ Am}^2$ etwa 20000 mal stärker als das der Erde.

²Könnte man die Magnetosphäre des Jupiter am Nachthimmel sichtbar machen, so erschiene sie 5 Mal größer als der Vollmond.

und Institute sind in Anhang B aufgeführt.

3.1 Grundlagen

Die insgesamt vier verschiedenen Teleskope des EPD können Masse und Energie von Teilchen im Energiebereich von etwa 15 keV bis 55 MeV bestimmen. Sie sind auf einer drehbaren Plattform montiert, die in 8 verschiedene Positionen bewegt werden kann. Da GALILEO eine durch Eigenrotation stabilisierte Raumsonde ist (Spinstabilisierung), können durch Kombination von Plattformdrehung (Stepwinkel θ) und der Rotation der Raumsonde (Spinwinkel ϕ) die Teleskope in alle Raumrichtungen schauen (4π sr Richtungsabdeckung, siehe Abb. 3.1). Die Messung einer 4π sr Einheitskugel dauert $7 (= \text{Anzahl der Me\sspositionen}) \times 20$ Sekunden (=Rotationsperiode von GALILEO), also 140 Sekunden. Im Modus der hohen räumlichen Auflösung (*record-mode*) stehen abhängig vom gewählten Teilchen- und Energiekanal 16, 32 oder 64 Sektoren in ϕ -Richtung und 7 Sektoren in θ -Richtung zur Verfügung (112, 224 oder 448 Meßpunkte auf der Einheitskugel). Im *real-time*-Modus werden diese Meßpunkte an Bord der Raumsonde zu insgesamt 16 Sektoren aufsummiert.

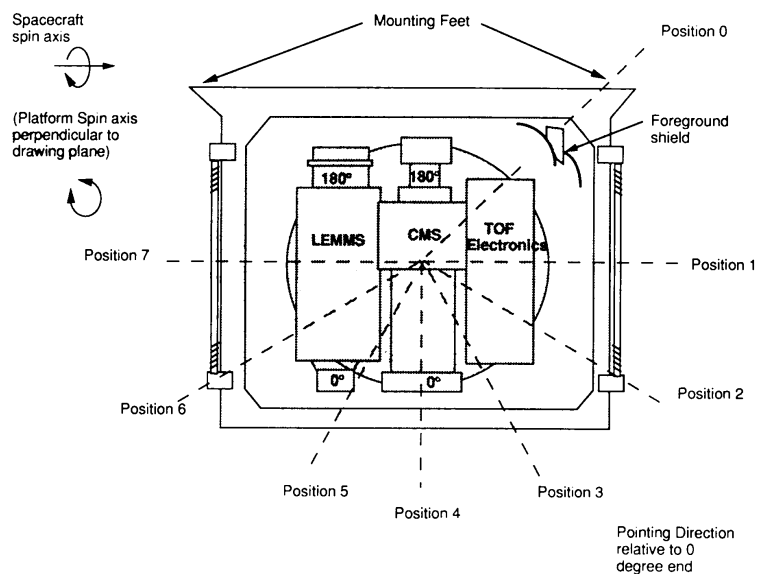


Abbildung 3.1: Montage der EPD-Teleskope auf der drehbaren Plattform. Positionen 1 bis 7 stellen die Meßpositionen dar, Position 0 dient zu Eichmessungen (α -Quelle) und der Messung der Hintergrundzählraten. Die Rotationsachsen der Plattform und der Raumsonde stehen senkrecht zueinander, die Kombination beider Rotationen ermöglicht Messungen in alle Raumrichtungen (aus Williams *et al.* [1992]).

Die Radioisotop-Batterien (*Radioisotope Thermoelectric Generator*, RTG) von GALILEO liefern eine Leistung von etwa 480 Watt, die auf alle Instrumente, die zentrale Steuerungselektronik und dem Sende- und Empfangsmodul aufgeteilt werden müssen. Die gesamte Leistung, die EPD verbraucht, liegt bei etwa 10 Watt, die Gesamtmasse des Detektors beträgt nur 10,5 kg. Die extremen Anforderung an Leistungsaufnahme, Masse und Robustheit gegen Erschütterungen machen den Bau eines Weltraumexperimentes auch technisch zu einer Herausforderung.

3.1.1 Low Energy Magnetospheric Measurement System

Das *Low Energy Magnetospheric Measurement System* (LEMMS) dient zur Messung von Elektronen von 15 keV bis >11 MeV und Ionen von 22 keV bis ≈ 55 MeV. Die Elektronen werden

mit dem sogenannten 0° -Ende des LEMMS-Sensors gemessen. Sie treten durch einen Kollimator mit 15° Öffnungswinkel ein, 11 Baffle-Platten definieren 7 sechseckige Eintrittskanäle. Im Sensor werden die Elektronen dann abhängig von ihrer Energie durch einen Permanentmagneten auf die Festkörperdetektoren E bzw. F gelenkt.

Ionen treten durch denselben Kollimator in das Sensorinnere, aufgrund ihrer höheren Masse werden sie vom Permanentmagneten jedoch kaum abgelenkt und treffen somit auf den Detektor A und, wenn die Energie genügend hoch ist, auch auf den Detektor B. Die Festkörperdetektoren A und B messen die Totalenergie der eintreffenden Ionen. Auch die Elektronen mit Energien ≥ 1 MeV werden auf dem A-Detektor nachgewiesen, da die Ablenkung durch die Permanentmagneten für Elektronen dieser Energie nur mehr gering ist (siehe Kap. 3.2.3).

Ladungszustand und Masse können mit diesem Teleskop nicht bestimmt werden. Der sogenannte *all-ion* Detektor A arbeitet im Energiebereich von 22 keV bis 12,4 MeV, die Elektrodendetektoren E_1 und F_1 sind für 15 bis 885 keV ausgelegt. Die Detektoren E_2 und F_2 arbeiten in Antikoinzidenz zu den Detektoren E_1 und F_1 um eine aktive Reduktion des Hintergrundrauschens zu ermöglichen. Dieses Hintergrundrauschen wird durch Teilchen hervorgerufen, die die Platin-Iridium Abschirmung des LEMMS-Sensors durchbrechen.

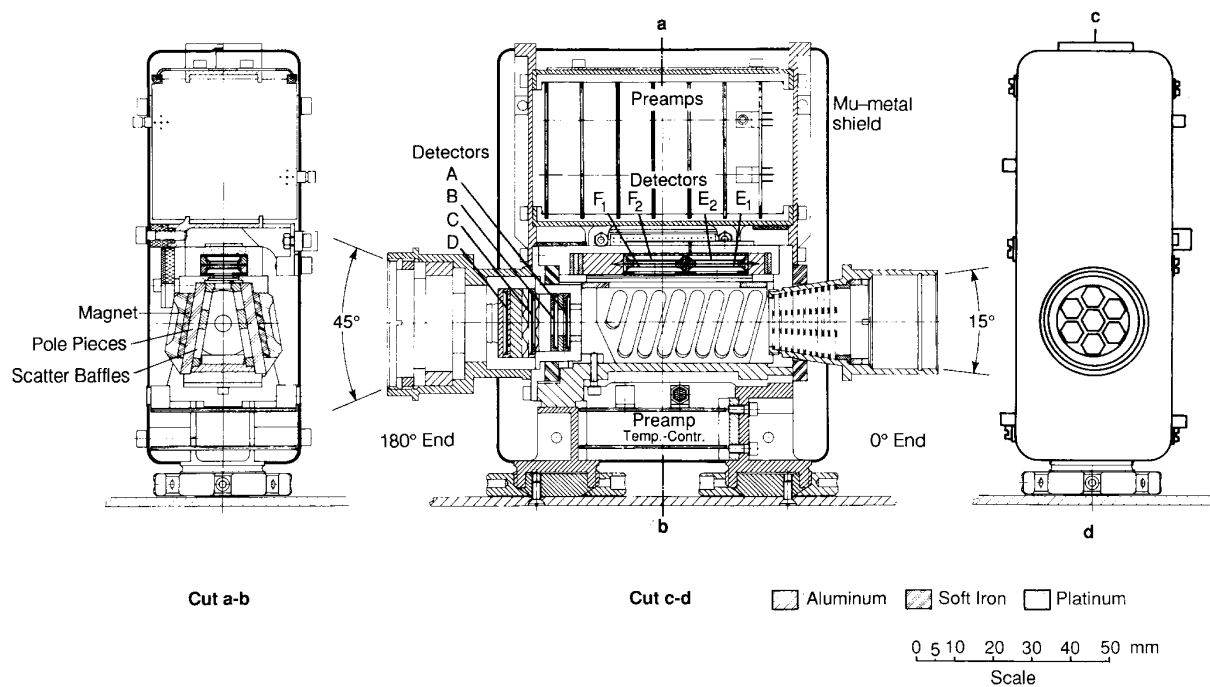


Abbildung 3.2: Das LEMMS-Teleskop. Teilchen mit hohen Energien werden mit dem 180° -Ende nachgewiesen (Detektoren C, D), niederenergetischere Teilchen mißt man mit dem 0° -Ende. Dort werden die Elektronen durch einen Permanentmagneten (schräge Lamellen in Cut c-d) von positiven Ionen und Neutralteilchen getrennt und auf die Detektoren E und F gelenkt (aus Williams *et al.* [1992]).

Am 180° -Ende befinden sich die Detektoren C und D. Der Öffnungswinkel dieses Teleskopes beträgt $\approx 45^\circ$, die Winkelauflösung ist damit im Vergleich zum 0° -Ende niedriger. Der Geometriefaktor für die Messung der hochenergetischen Teilchen wird dadurch allerdings deutlich erhöht. Dieser Teil erweitert den Energiebereich des Instrumentes, er erlaubt die Messung

von Elektronen von >2 MeV bis >11 MeV und Ionen von 14,5 MeV bis 59 MeV.

Die komplizierte Geometrie des 0° -Endes des LEMMS-Teleskopes (sechseckige Eintrittskanäle, Ablenkung der Teilchen durch Permanentmagnete) erforderten Teilchensimulationen zur Bestimmung der Geometriefaktoren. Eine Simulation, die dann zusammen mit Messungen am MPAe und JHU/APL und mit Simulationen an der UNIVERSITY OF KANSAS [Wu *et al.*, 1986] zur Festlegung der verwendeten Geometriefaktoren diente, wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit durchgeführt und ist in Kap. 3.2 beschrieben.

3.1.2 *Composition Measurement System*

Wie auch das LEMMS-Teleskop besteht das *Composition Measurement System* (CMS) aus einem 0° und einem 180° Ende. Im 0° -Ende ist ein Flugzeitmassenspektrometer (*Time-of-Flight*, TOF) integriert, das Ionen von 12 keV/nucl bis 1,25 MeV/nucl nachweisen kann. Ein Magnet im Kollimator (Öffnungswinkel 18°) hindert die Elektronen daran, in das Teleskop einzutreten. Die Ionen treffen auf eine Parylen-Folie, wo sie die Start-Elektronen auslösen. Diese Elektronen werden durch einen elektrostatischen Spiegel auf dem Start-MCP (*Microchannel Plate*) detektiert. Die Ionen werden durch ein elektrisches Feld (*Acceleration Grids*) beschleunigt und auf dem K_T -Detektor gestoppt. Dort wird deren Energie gemessen und weitere Elektronen emittiert, die durch den elektrostatischen Spiegel auf das Stopp-MCP gelenkt werden. Aus der korrigierten Energie in K_T und der zeitlichen Differenz von Start- und Stoppimpuls (Flugzeit) kann die Masse der Ionen berechnet werden. Der Ladungszustand kann mit diesem Massenspektrometer nicht bestimmt werden.

In einem doppellogarithmischen Diagramm kann die Flugzeit gegen den Energieverlust im K_T -Detektor aufgetragen werden (Abb. 3.4). Die unterschiedlichen Teilchensorten erzeugen „Spuren“, die durch Eichungen und theoretische Berechnungen einer bestimmten Masse zugeordnet werden können. Wie auch bei den LEMMS-Festkörperdetektoren werden nur wenige Ereignisse als PHA-Werte (*Pulse-Height Analysis*) mit kompletter Information zur Erde übermittelt. Ein Großteil der Ereignisse wird bereits an Bord von GALILEO in Energie- und Massekanäle zusammengefaßt.

Das Auflösungsvermögen des Flugzeit-Massenspektrometers ist durch zwei Faktoren begrenzt: Für hohe Massenzahlen und niedrige Energien ist es die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Energie im K_T -Detektor. Die zeitliche Auflösung von 0,6 ns bei der Bestimmung der Flugzeit beschränkt das Auflösungsvermögen für Teilchen hoher Energie. Das erreichte Auflösungsvermögen ist ausreichend, um die Hauptkomponenten der Teilchenpopulation (Protonen, Helium, Sauerstoff und Schwefel) in der Jupitermagnetosphäre unterscheiden zu können.

Das 180° Ende beinhaltet zwei $\Delta E \times E$ -Massenspektrometer. Es erlaubt die Messung der Ionenzusammensetzung für höhere Energien als das TOF-Teleskop (160 keV/nucl bis 15 MeV/nucl). Beide Teleskope des 180° -Endes bestehen aus einem Detektorpaar (J_a , K_a und J_b , K_b). Der J-Detektor ist ein dünner Halbleiterdetektor (Dicke $\approx 5,5 \mu\text{m}$), den das zu messende Teilchen durchdringen kann. Die dabei im Detektor dissipierte Energie wird gemessen (ΔE), ebenso wie die totale noch verbliebene Energie des Teilchens beim Auftreffen auf den K-Detektor

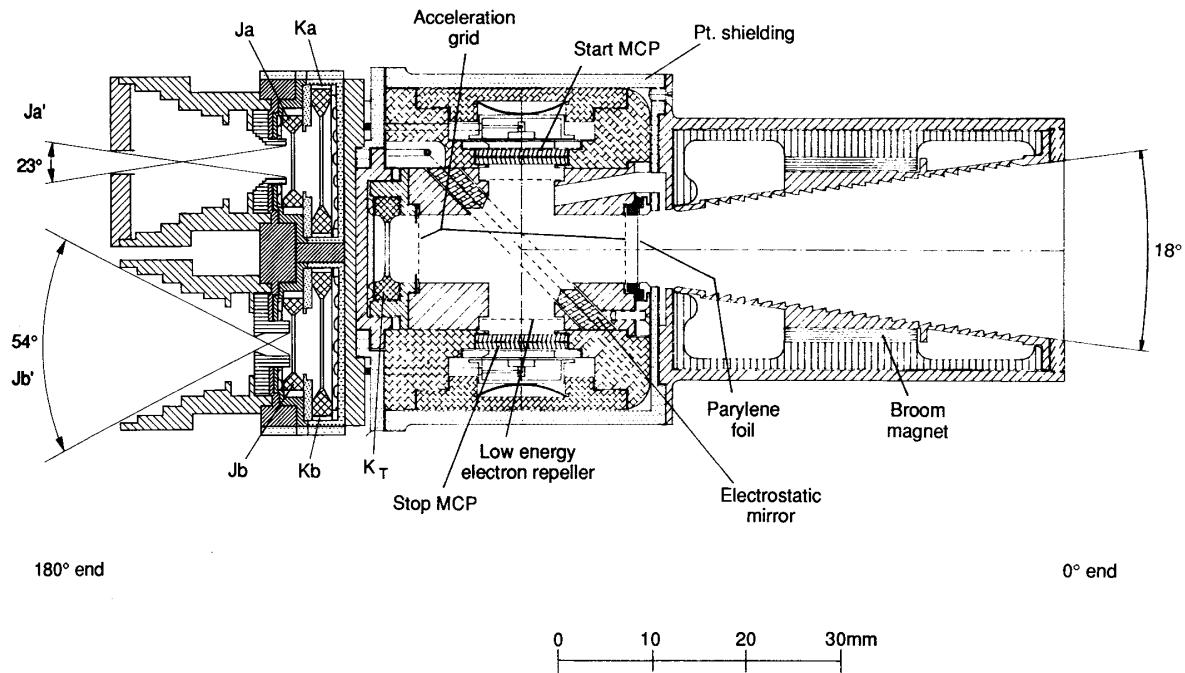


Abbildung 3.3: Das TOF-Teleskop (0°-Ende, rechts) und das $\Delta E \times E$ -Teleskop (180°-Ende) des CMS-Detektors. Die Teleskope ermöglichen die richtungsabhängige Bestimmung der Masse von Teilchen im Energiebereich von 10 keV/nucl bis 15 MeV/nucl (aus *Williams et al.* [1992]).

(E). Für den Energieverlust eines Teilchens, das auf einen Festkörper trifft, gilt die Beziehung (siehe zum Beispiel *Dearnaley and Northrop* [1966]):

$$-\frac{\Delta E}{\Delta x} \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto \frac{Z^2}{E} \quad (3.1)$$

Aus den gemessenen Größen ΔE und E bzw. der Geschwindigkeit v und der bekannten Detektordicke Δx kann so die Atomzahl Z berechnet werden. Auch dieses Teleskop kann also nicht die Ladungszustände der Ionen bestimmen, auch neutrale Teilchen werden nachgewiesen.

Aufgrund der beschränkten Übertragungskapazitäten werden auch hier die gemessenen Ereignisse in verschiedene Energie- und Teilchenkanäle eingeteilt. Nur wenige, mit einem Prioritätenschema versehenen Ereignisse werden als PHA-Daten mit voller Information zur Erde übermittelt. In Anhang C finden sich alle Energie- und Teilchenkanäle des EPD aufgelistet in Tabellen.

Das Auflösungsvermögen der $\Delta E \times E$ -Massenspektrometers ist höher als das des Flugzeit-Massenspektrometers. Die Unterscheidung einzelner Elemente ist bis zur Masse von Natrium (22 amu) möglich. Die Spur von Schwefel, einem Hauptbestandteile der Jupitermagnetosphäre, ist deutlich von der des Natriums und den schweren Elementen (Eisen) getrennt.

3.2 Simulation GALILEO-LEMMS

Die hier präsentierte Berechnung der Geometriefaktoren wurde ursprünglich für den LEMMS-Sensor auf dem *Magnetospheric Imaging Instrument* (MIMI) der CASSINI-Raumsonde durch-

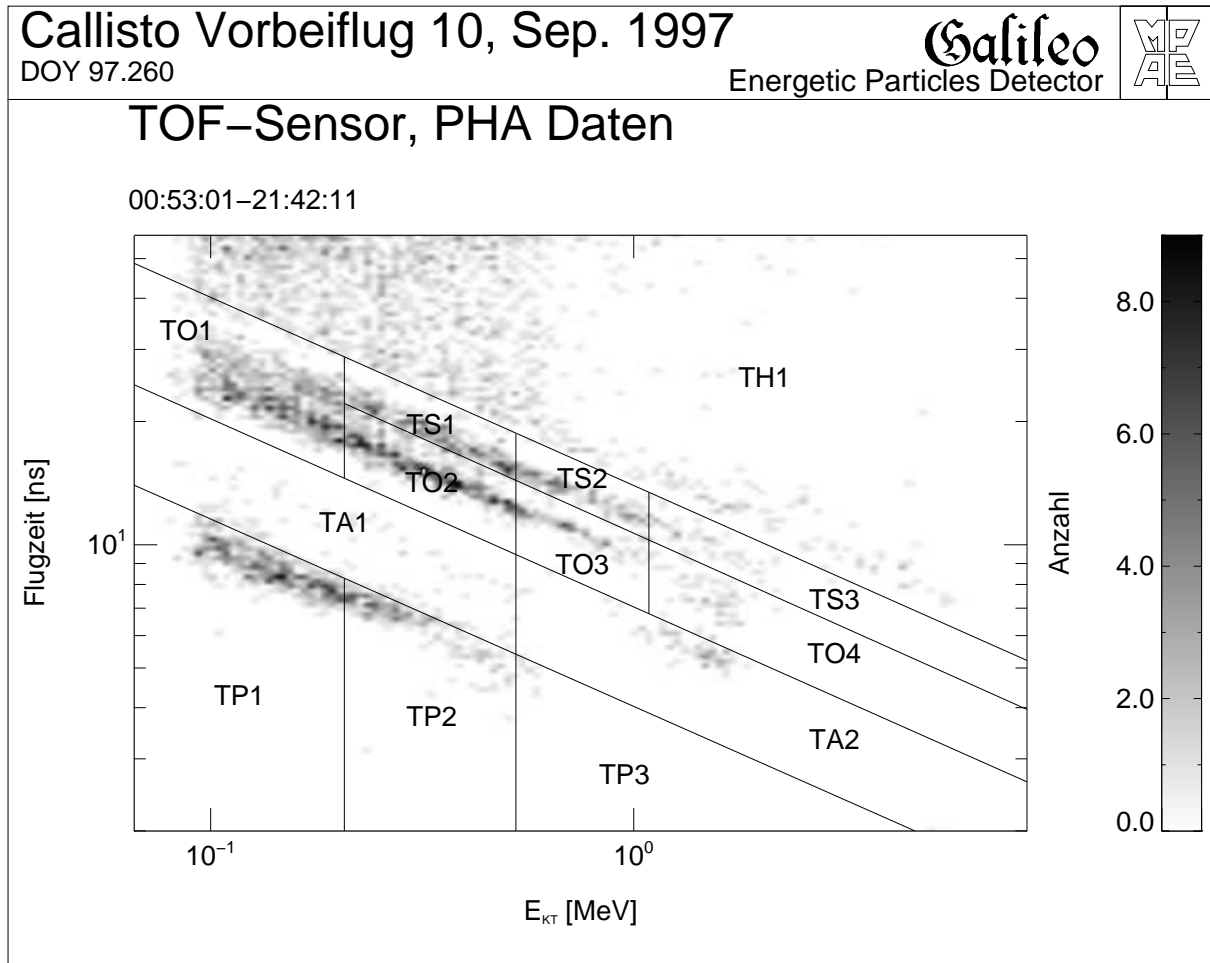


Abbildung 3.4: Flugzeit gegen die im Detektor K_T gemessene Energie. Die vertikalen und diagonalen Linien markieren die Kanäle, in die die gemessenen Ereignisse summiert werden. Das Diagramm wurde aus den gemessenen PHA-Daten am Tag des Callisto 10 Vorbeifluges erzeugt. Ein Prioritätenschema bevorzugt Ereignisse mit hohen Massen und Energien.

geführt. Dort ging es vor allem darum, noch offene Sensorparameter, wie die Stärke des Permanentmagneten und die Position der Elektronendetektoren, zu optimieren. Mit der Ankunft von CASSINI bei Saturn im Jahr 2004 werden dann auch die berechneten Geometriefaktoren für die Datenauswertung benötigt. Da das LEMMS-Teleskop von CASSINI eine technische Weiterentwicklung des GALILEO-LEMMS-Teleskopes ist, konnte die Simulation problemlos zur Bestimmung der Geometriefaktoren auch für das GALILEO-Instrument herangezogen werden.

Die genaue Kenntnis der Geometriefaktoren ist unerlässlich, um mit dem Instrument absolute Teilchenflüsse messen zu können. Nur die Umrechnung der gemessenen Zählraten (*counts per second*, cps) in Teilchenflüsse (Einheit $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{keV}^{-1}$) ermöglicht Vergleiche der einzelnen Energie- und Teilchenkanäle untereinander, die für das Verständnis und auch für theoretische Simulationen unerlässlich sind. Ebenso wird dadurch erst ein Vergleich mit Daten früherer Jupitermissionen möglich.

Durch die Visualisierung der Teilchenbahnen im Sensorinneren wird das Verständnis für im Labor durchgeführte Kalibrationen vertieft. Aus diesen Erkenntnissen konnten Parameter

wie die optimale Position des Sensors in der Vakuumkammer bestimmt werden oder vermeintliche Ungereimtheiten bei den Kalibrationsmessungen erklärt werden. Die dreidimensionale Darstellung des Sensors und der berechneten Teilchenbahnen war daher ein weiterer wichtiger Punkt, den diese Simulation zu erfüllen hatte.

Der Geometriefaktor

Der Geometriefaktor stellt den Zusammenhang zwischen der gemessenen Zählrate (z) und dem Teilchenfluß (I) her. Dieser Zusammenhang kann durch folgendes Integral beschrieben werden [Crannell and Ormes, 1971]:

$$z = \int_{\text{Geometrie}} \hat{j} \cdot d\vec{A} d\Omega I(\theta, \phi) \quad (3.2)$$

$I(\theta, \phi)$ beschreibt die differentielle Flußintensität in Abhängigkeit des Polarwinkels θ und des Azimutwinkels ϕ , \hat{j} ist der Einheitsvektor in Richtung des Flusses, das Integral (Flächenelement $d\vec{A}$, Raumwinkelement $d\Omega$) wird von der Geometrie des Sensors bestimmt. Im Falle eines isotropen Flusses mit der Intensität F ($I(\theta, \phi) = Fi(\theta, \phi)$), mit $i(\theta, \phi)$ = normierter Teilchenfluß) kann obige Gleichung umgeschrieben werden und man erhält die Definition für den Geometriefaktor GF:

$$z = F \int_{\text{Geometrie}} i(\theta, \phi) \hat{j} \cdot d\vec{A} d\Omega = F \text{GF} \quad (3.3)$$

Da die Bahn eines geladenen Teilchens und damit auch die Geometrie des Sensors im System des Teilchens von seiner Masse und seiner Energie abhängt, ist auch der Geometriefaktor eine Funktion dieser Parameter.

3.2.1 Beschreibung der Simulation

Die Berechnung des Geometriefaktors wird durch eine Monte-Carlo Simulation durchgeführt. Dazu wird der Sensor in eine „künstliche Weltraumumgebung“ gebracht: Der isotrope Fluß wird durch Teilchen bestimmter Energie, Masse und Ladung simuliert und die Bahnen dieser Teilchen durch den Sensor werden berechnet. Trifft das Teilchen auf einen Festkörperdetektor (E, F oder A, Bezeichnung siehe Kap. 3.1.1), dann gilt dieses Teilchen als detektiert, trifft es auf die Sensorwand oder gelangt es nicht in das Sensorinnere, dann gilt es als verloren. Es wird also angenommen, daß die elektronische Effizienz der Detektoren gleich eins ist. Sputtering-Effekte und Reflexionen werden in der Simulation nicht berücksichtigt. Die Simulation läuft nach folgendem Schema ab:

- (i) Festlegen der Startbedingungen des Teilchens (Position und Geschwindigkeitsvektor, Zufallsverteilung)
- (ii) Berechnen der Teilchenbahn unter Berücksichtigung des Magnetfeldes
- (iii) *hit-or-miss* Detektion: Feststellen, ob das Teilchen auf ein Hindernis trifft (Festkörperdetektor, Kollimator, ...)

- (iv) Wiederholen dieser Schritte für möglichst viele Teilchen
- (v) Berechnen des Geometriefaktors aus der Zahl der auf den Festkörperdetektor gelangten Teilchen

Die Startbedingungen der Teilchen werden so gewählt, daß der Fluß dieser Teilchen möglichst isotrop ist (Gleichverteilung der zufälligen Anfangsbedingungen). Für diesen Fall ($i(\theta, \phi) = \text{const.}$) kann Gl. 3.3 integriert werden, und man erhält für den Geometriefaktor:

$$\text{GF} = (\phi_0 - \phi_1) (\cos \theta_1 - \cos \theta_0) A_0 \frac{\text{Zahl der Teilchen auf Detektor}}{\text{Gesamtzahl der Teilchen}} \quad (3.4)$$

Abb. 3.5 stellt den Ablauf der Simulation schematisch dar. Als Startfläche A_0 kann die Eintrittsöffnung des Instrumentes (Kollimator) gewählt werden. Um Rechenzeit zu sparen, brauchen nur Teilchen berücksichtigt werden, deren Richtung in das Sensorinnere führen. Dazu definiert man sich einen Kegel mit einem Öffnungswinkel η , der den Sensor vollständig beinhaltet. Dann reduziert sich Gl. 3.4 auf folgende Form:

$$\text{GF} = 4\pi \sin^2\left(\frac{\eta}{2}\right) A_0 \frac{\text{Zahl der Teilchen auf Detektor}}{\text{Gesamtzahl der Teilchen}} \quad (3.5)$$

Der Term $\sin^2(\eta/2)$ beinhaltet die Korrektur, die notwendig ist, um vom berechneten Fluß in den Kegel auf den in alle Raumrichtungen isotropen Fluß (das entspricht einem Kegel mit einem Öffnungswinkel von 180°) zurückzurechnen.

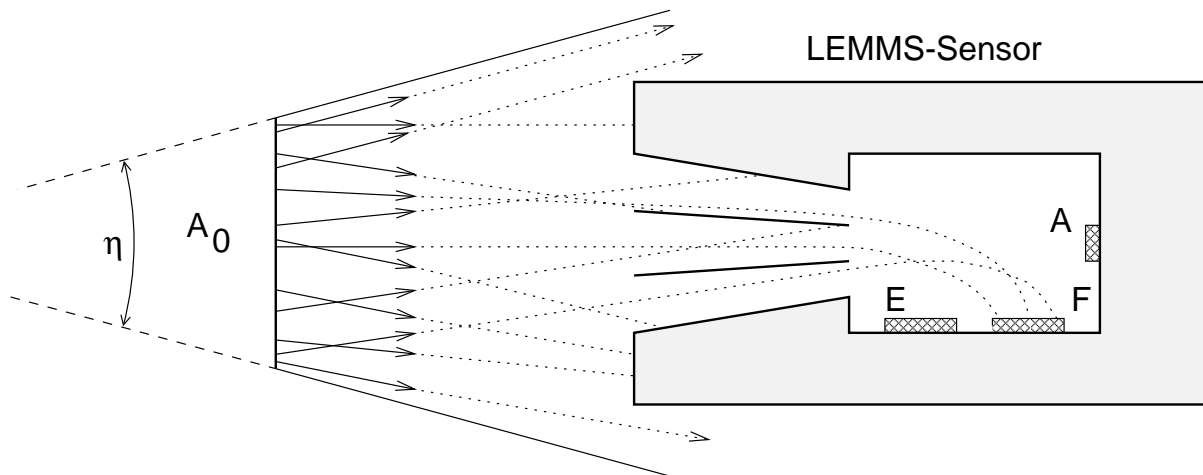


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Simulation des LEMMS-Teleskops. Von einer Fläche A_0 werden die Teilchen bestimmter Energie, Masse und Ladung in einen Kegel mit dem Öffnungswinkel η gestartet. Die Bahn der Teilchen wird berechnet (Ablenkung durch Permanentmagnete), ein *hit-or-miss* Algorithmus testet, ob das Teilchen auf ein Hindernis (Kollimator, Festkörperdetektor, ...) getroffen ist.

Das Programm zur Durchführung der Simulation bestand aus einem Kern in der Programmiersprache C, der die mathematischen Berechnungen durchführte, die Benutzeroberfläche und die Darstellung auf dem Bildschirm wurde in IDL³ geschrieben. Die wichtigsten Punkte der Simulation sollen im Folgenden kurz erläutert werden.

³Interactive Data Language, ©Research Systems, Inc.

Eingabe der Sensorgeometrie

Da alle begrenzenden Flächen im LEMMS-Sensor Hindernisse für die Teilchen darstellen, spielt die genaue Definition der Sensorgeometrie eine entscheidende Rolle bei der Berechnung der Geometriefaktoren. Um das Programm möglichst flexibel zu gestalten und damit auch eine einfache Anpassung an andere Sensorsysteme zu ermöglichen, werden die „Körper“ (zum Beispiel Kollimator, Halterungen, Detektoren) durch eine beliebige Anzahl von Ebenen, gegeben durch die Ebenengleichung in der Form $ax + by + cz + d = 0$, definiert. Der Normalvektor der Ebene zeigt dabei jeweils in das Körperinnere. Mit dieser Methode können allerdings nur konvexe Körper definiert werden. Um auch konkave Formen erzeugen zu können (zum Beispiel Eintrittskanäle des Kollimators), wird ein zweiter konvexer Körper definiert, der die Delle oder das Loch im ersten Körper beschreibt. Diese Methode erlaubt die Darstellung beliebig komplizierter Geometrien.

Setzt man einen beliebigen Punkt im Raum in die linke Seite der Ebenengleichungen eines Körpers ein, so liefert das Vorzeichen die Lage dieses Punktes relativ zu diesem Körper. Ein Punkt liegt innerhalb eines Körpers, wenn die linken Seiten aller Ebenengleichungen dieses Körpers positiv sind. Das erlaubt eine sehr schnelle *hit-or-miss*-Detektion, um festzustellen, ob das Teilchen auf seiner Flugbahn durch das Instrument auf ein Hindernis getroffen ist.

Die Darstellung der dreidimensionalen Körper und der Teilchenbahnen auf dem Bildschirm ist für die Verwendung des Programms zur Veranschaulichung des Experimentes unerlässlich. Das komplizierte Problem der Sichtbarkeit von Ebenen wird durch Zerlegen der Körperoberflächen in größtmögliche Dreiecke gelöst, die von einer im IDL-Paket enthaltenen Routine richtig gelesen und dargestellt werden können. Abb. 3.6 zeigt den LEMMS-Sensorkopf wie er in der Simulation verwendet wird.

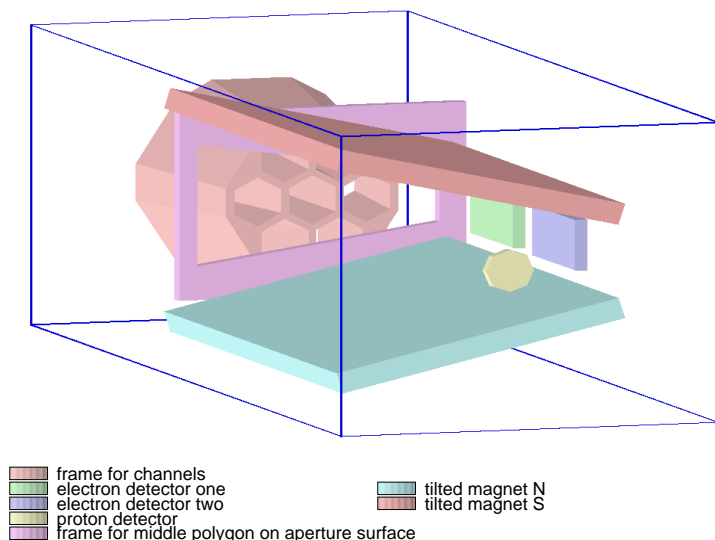


Abbildung 3.6: Dreidimensionale Ansicht des LEMMS-Sensorkopfes. Um auch das Sensorinnere zu sehen, sind die begrenzenden Flächen (Halterungen für die Festkörperdetektoren, Abdeckungen, ...) nicht gezeichnet. Die 11 Baffle-Platten des Kollimators sind durch einen Körper mit sechseckigen Eintrittskanälen definiert.

Berechnung des Magnetfeldes

Ob ein Teilchen einen der Festkörperdetektoren trifft, hängt neben der Sensorgeometrie auch vom Magnetfeld ab, das durch die Permanentmagnete erzeugt wird. Dieses Magnetfeld dient

zur Trennung der Elektronen von den Ionen und beeinflusst natürlich besonders den Geometriefaktor für die Elektronen. Auch niederenergetische Protonen werden durch das Magnetfeld merklich abgelenkt, was den Geometriefaktor für diese Teilchen erniedrigt. Eine genaue Kenntnis des im Sensorinneren herrschenden Magnetfeldes ist daher für die exakte Bestimmung der Geometriefaktoren sehr wichtig.

Das für die Simulation verwendete Magnetfeldmodell des Permanentmagneten stellt eine Mischung aus experimentellen Werten (Messungen am MP Ae) und einem einfachen Modell dar. Durch Zerlegen der Magnete in beliebig viele, rechteckige Segmente unterschiedlicher Magnetisierung und Überlagerung der Magnetfelder dieser einzelnen Segmente wird versucht, die Differenz zu den gemessenen Werten zu minimieren. Diese Methode ermöglicht die analytische Berechnung des Magnetfeldes an jedem beliebigen Ort, und damit auch die schnelle Berechnung der Teilchenbahnen.

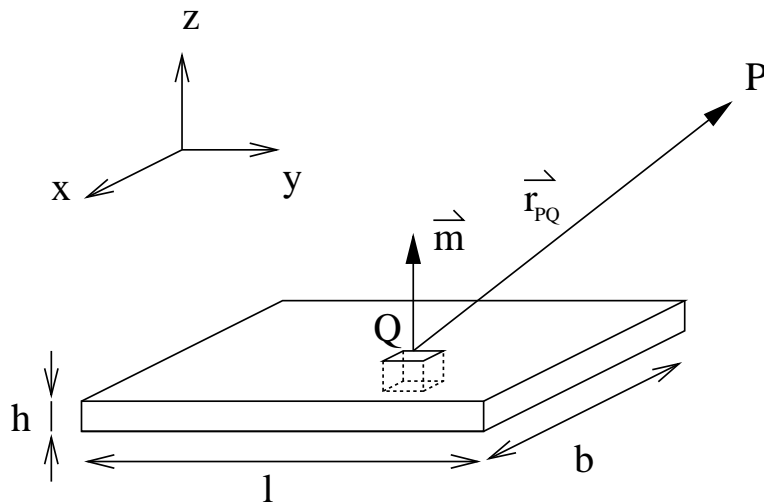


Abbildung 3.7: Berechnung des Potentials einer magnetisierten, rechteckigen Platte. Die Platte (Dicke h , Breite b , Länge l) besteht aus infinitesimalen Punktdipolen mit der Magnetisierung $d\vec{m}$. Integration über die Fläche liefert das Potential der Platte und damit das Magnetfeld eines Segmentes der Permanentmagneten des LEMMS-Sensors.

Die einzelnen „virtuellen“ Segmente der Permanentmagneten werden dabei als rechteckige, homogen magnetisierte Platten angenommen, die aus infinitesimalen Punktdipolen mit einer Flächenmagnetisierungsdichte ρ_m bestehen (siehe Abb. 3.7). Ausgehend vom Potential eines magnetischen Punktdipols (Quellpunkt Q) im Aufpunkt P (Abstand r_{PQ} , siehe auch Lautz [1976])

$$d\Psi_P = -\frac{1}{4\pi} d\vec{m} \cdot \vec{\nabla}_P \left(\frac{1}{r_{PQ}} \right) \quad (3.6)$$

läßt sich das Potential der magnetisierten Platte („magnetisches Blatt“) der Dicke h berechnen, indem man über die Fläche A integriert. Die Punktdipole seien senkrecht zur Oberfläche der Platte ausgerichtet:

$$d\vec{m} = \hat{n} \cdot d\vec{A} |\rho_m| h \quad \vec{m} \perp \vec{A} \Rightarrow d\vec{m} = \hat{n} dA |\rho_m| h \quad (3.7)$$

Damit kann das Magnetfeld der magnetischen Platte berechnet werden:

$$\vec{B} = -\vec{\nabla}\Psi_P = -\vec{\nabla} \left[-\frac{|\rho_m| h}{4\pi} \int_{\text{Fläche}} \hat{n} \cdot \vec{\nabla}_P \left(\frac{1}{r_{PQ}} \right) dA_Q \right] \quad (3.8)$$

Das Integral läßt sich analytisch lösen, die Superposition aller Segmente der Permanentmagnete liefert den gewünschten analytischen Ausdruck für das Magnetfeld im LEMMS-Sensor, der in Anhang A angegeben wird.

Die Anpassung des gemessenen Feldes an dieses analytische Modell erfolgt mittels einer Minimierungsroutine nach *Powell* [*Press et al.*, 1992], wobei die mittlere quadratische Abweichung des berechneten Feldes vom gemessenen Feld minimiert wird. Als Parameter für diese Minimierung gehen die Anzahl und Größe der Magnetsegmente und die für ein einzelnes Segment konstante Magnetisierung ein. Die Ergebnisse der Berechnung des Magnetfeldes werden in Kap. 3.2.2 präsentiert.

Berechnung der Teilchenbahnen

Nachdem Geometrie des Sensors und das Magnetfeld bekannt sind, können nun die Bahnen der zu messenden Teilchen berechnet werden. Die Startposition und -richtung wird nach dem in Abb. 3.5 gezeigten Schema festgelegt. Auf die geladenen Teilchen wirkt die *Lorentz-Kraft*, die Bewegungsgleichung hat folgende Form:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.9)$$

m beschreibt die Masse des Teilchens ($m = m_0\gamma$), q die Ladung, \vec{v} die Geschwindigkeit im Ruhesystem des Sensors, und \vec{B} das von den Permanentmagneten erzeugte Magnetfeld.

Die Lösung dieser Gleichung erfolgt mit einer *Bulirsch-Stoer-Methode* mit *Richardson-Extrapolation* aus den *Numerical Recipes* [*Press et al.*, 1992]. Diese Methode eignet sich sehr gut zur Lösung von Differentialgleichungen für relativ glatte Funktionen, sie ist extrem schnell und genau. Die Schnelligkeit der Berechnung ist von großer Bedeutung, denn um eine genügend hohe Genauigkeit bei der Berechnung der Geometriefaktoren zu erhalten, ist eine große Anzahl von Teilchen notwendig.

Abb. 3.8 zeigt die Bahnen einiger Teilchen durch den LEMMS-Sensor. Für eine genügend große Genauigkeit bei der Berechnung der Geometriefaktoren sind etwa 10^5 Teilchenbahnen pro Energie und Teilchensorte zu berechnen.

3.2.2 Ergebnisse der Magnetfeldberechnung

Am MPAe wurden 1983 unter der Leitung von Herrn *Erich Bubla* Messungen des Magnetfeldes zwischen den beiden Polschuhen im LEMMS-Sensor durchgeführt. Nach der in Kap. 3.2.1 präsentierten Methode wurde das gemessene Magnetfeld durch ein analytisch zu berechnendes Feld ersetzt, das von rechteckigen Magnetsegmenten erzeugt wird. Die Ergebnisse der Anpassung des berechneten an das gemessene Magnetfeld werden in diesem Kapitel gezeigt.

Die zwei Polschuhe des LEMMS-Teleskopes werden von einer Vielzahl von Flächen umgeben, die das Magnetfeld außerhalb des Bereiches zwischen den Polschuhen beeinflussen können. Um auch hier eine analytische Näherung des gemessenen Magnetfeldes zu erhalten, wurde die magnetisierte Fläche über die tatsächliche Fläche der Polschuhe hinaus ausgedehnt (Bereich A, B und F, G, H in Abb. 3.9). Mit dieser Erweiterung gelingt es, die Abweichung des

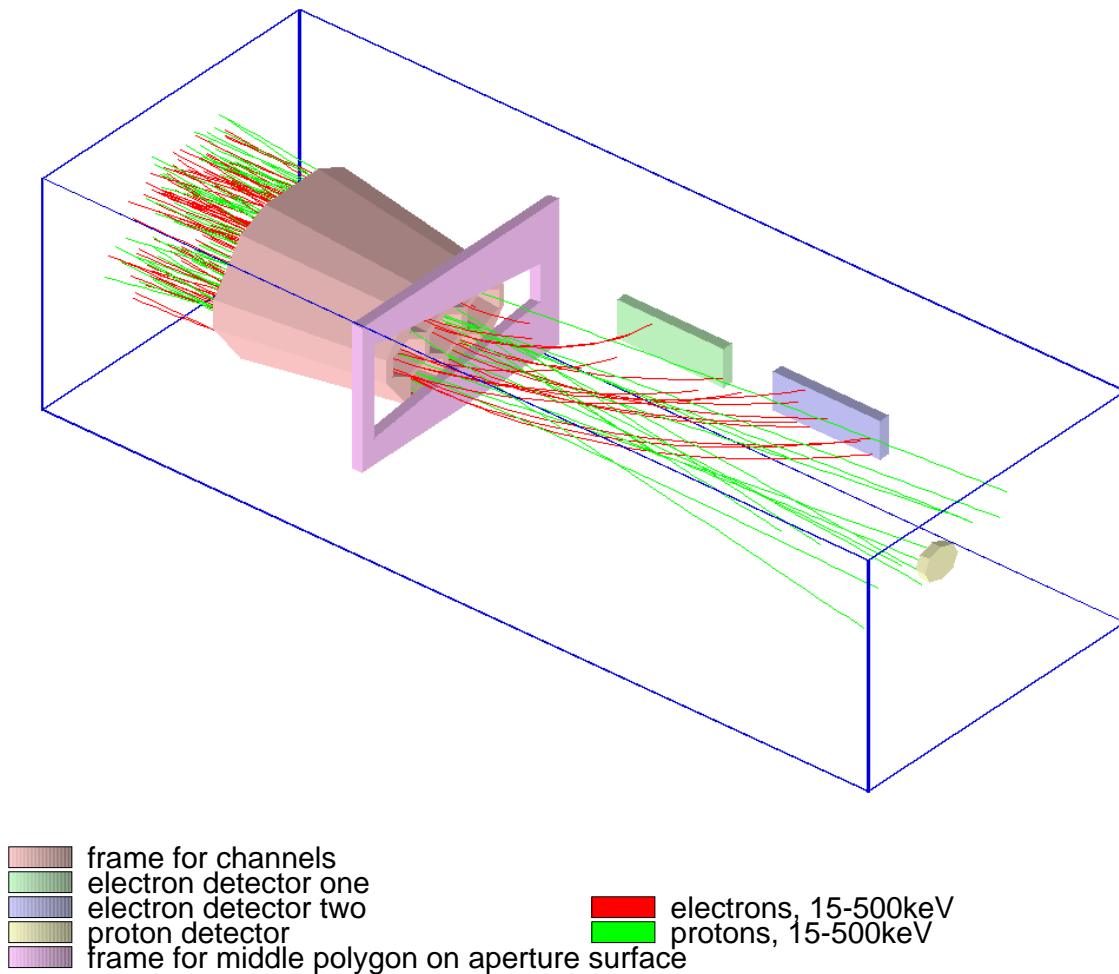


Abbildung 3.8: Bahnen von Elektronen (rot) und Protonen (grün) im LEMMS-Sensor. Das Magnetfeld der beiden Permanentmagnete (zur besseren Sichtbarkeit der Teilchenbahnen nicht eingezeichnet) lenkt die Elektronen auf die Detektoren E (*electron detector one*) und F (*electron detector two*), die Protonen werden nur wenig vom Magnetfeld beeinflusst und werden mit dem Ionendetektor A (*proton detector*) nachgewiesen.

berechneten vom gemessenen Magnetfeld an jedem beliebigen Punkt im Sensorkopf möglichst gering zu halten. Das beste Modell der LEMMS-Magnete wird mit der in Tab. 3.1 zusammengefaßten Segmentierung erreicht, die Orientierung der Segmente wird in Abb. 3.9 dargestellt.

Abb. 3.10 zeigt die z -Komponente des gemessenen Magnetfelds (links) und des berechneten Magnetfelds (rechts) in Abhängigkeit der Meßposition. Im Bereich zwischen den Polschuhen ist das Magnetfeld konstant, außerhalb der Polschuhe fällt es stark ab. Die Variationen im berechneten Feld ist auf die gewählte Segmentierung der Polschuhe zurückzuführen. Eine Unterteilung in eine größere Anzahl von Segmenten kann diese Variationen beseitigen.

Die verwendete Segmentierung stellt einen Kompromiß zwischen Genauigkeit und Einfachheit des Magnetfeldmodells dar. Eine Unterteilung in eine größere Anzahl von Segmenten erhöht den Aufwand für die Berechnung der Teilchenbahnen und führt damit zu einer deutlichen Verlängerung der Rechenzeit bei der Bestimmung der Geometriefaktoren, wo etwa 10^6

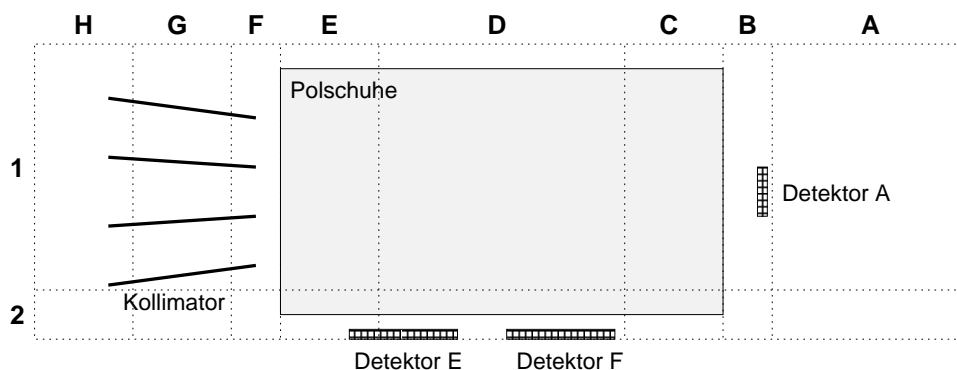


Abbildung 3.9: Segmentierung der Permanentmagnete des EPD-LEMMS-Teleskopes. Die Polschuhe sind durch das grau hinterlegte Rechteck markiert, die punktierten Linien markieren die Segmente, die für die Magnetfeldberechnung herangezogen werden (Bezeichnung A1 bis H2).

Tabelle 3.1: Größe und Magnetisierung der Segmente der Permanentmagnete des LEMMS-Teleskopes. Die Unterteilung in die Segmente ist für beide Magnete bis auf das Vorzeichen der Magnetisierung dieselbe. Die zur Kompensation des Streufeldes außerhalb der Polschuhe liegenden Segmente sind durch Schrägstellung markiert. Die Numerierung der Segmente ist in Abb. 3.9 dargestellt.

Segment	Magnetisierung B_0								
	A	B	C	D	E	F	G	H	
Größe	2,0 cm	0,4 cm	1,0 cm	2,5 cm	1,0 cm	0,4 cm	1,0 cm	1,0 cm	
1	2,65 cm	3,952	11,557	16,274	17,216	15,891	8,804	3,781	1,462
2	0,50 cm	4,410	4,451	8,978	10,030	8,566	4,310	3,145	1,090

Teilchenbahnen berechnet wurden.

Die Abweichung des von diesen Segmenten erzeugten Magnetfeldes vom gemessenen Feld ist in Abb. 3.11 dargestellt. Diese Abbildung zeigt einen Schnitt durch die Symmetrieebene des LEMMS-Teleskopes (Ebene zwischen den Polschuhen). Zu erkennen sind die Öffnungskanäle des Kollimators und die Detektoren E, F und A.

Die Länge der Balken repräsentiert die Abweichung des an diesem Punkt gemessenen Magnetfeldes vom berechneten Feld. Grüne Balken bedeuten, daß die Abweichung innerhalb der Toleranz von $\pm 1,5$ mT liegt. Ein blauer Balken zeigt an, daß das gemessene Feld größer ist und rot markiert die Punkte, an denen das berechnete Feld größer ist. Die maximale Abweichung von 2,1 mT wird durch den gelben Balken symbolisiert. Gemessen am maximalen Magnetfeld von 62,5 mT im Zentrum des Sensors entspricht dies einer Genauigkeit von $\leq 3,4$ Prozent, was für die Berechnung der Teilchenbahnen und damit zur Bestimmung der Geometriefaktoren ausreichend ist.

3.2.3 Ergebnisse der Geometriefaktorberechnung

Der Hauptzweck der Simulation ist die Bestimmung der Geometriefaktoren für Elektronen und Protonen über den gesamten Energiebereich, den das LEMMS-Teleskop abdeckt. Dazu

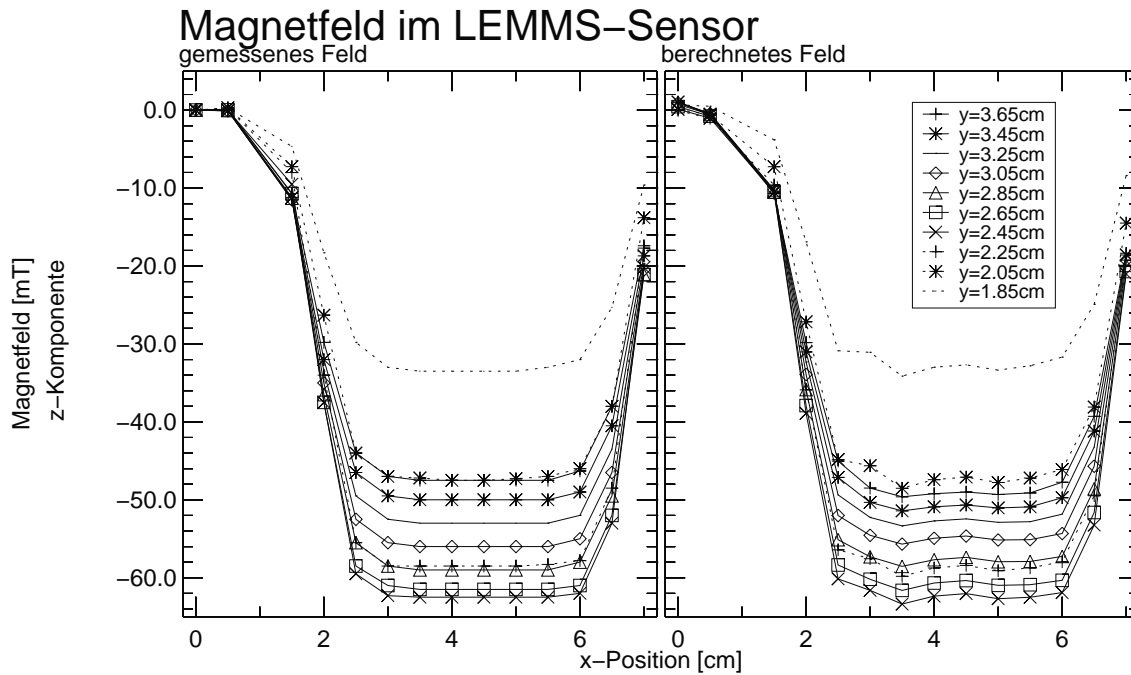


Abbildung 3.10: Gemessenes (links) und berechnetes (rechts) Magnetfeld im LEMMS-Sensor. Die Werte wurden in der Symmetrieebene zwischen den Polschuhen gemessen. Die Position der Meßwerte im Sensor (x- und y-Werte) sind in Abb. 3.11 zu erkennen.

werden nach der in Kap. 3.2.1 beschriebenen Methode die Trajektorien der Teilchen durch den Sensor berechnet. Die Bestimmung des Geometriefaktors erfolgt nach einer statistischen Methode; der Fehler der Berechnung wird durch eine möglichst große Anzahl an berechneten Teilchentrajektorien minimiert.

Für die Bestimmung der Geometriefaktoren wurden die Bahnen von insgesamt knapp 1,7 Millionen Elektronen und 2,1 Millionen Protonen im Energiebereich von 5 keV bis 3 MeV berechnet. Die Startpositionen dieser Teilchen liegen auf einer knapp 4 cm^2 großen, kreisförmigen Fläche, die sich $0,2 \text{ cm}$ vor den Eintrittsöffnungen (Kollimator) des Sensors befindet. Von dort werden die Teilchen in einen Kegel mit einem Öffnungswinkel $\eta/2$ von 25° mit einer definierten Anfangsenergie gestartet und ihr Weg durch das Sensorinnere berechnet. Die Teilchen, die auf einen der Detektoren gelangen, werden gezählt und mit Hilfe der Gl. 3.4 kann daraus der Geometriefaktor für die jeweilige Energie gewonnen werden.

Die Ergebnisse dieser Berechnung für Elektronen sind in Abb. 3.12 dargestellt. Der E-Detektor kann Elektronen mit Energien ab $\approx 15 \text{ keV}$ bis in den MeV-Bereich nachweisen, wobei die Effizienz für Teilchen mit über 300 keV nur mehr sehr gering ist. Für diesen Bereich arbeitet der F-Detektor, dessen seine maximale Empfindlichkeit bei etwa 400 keV liegt. Hochenergetische Elektronen ab etwa 1 MeV gelangen auf den Ionendetektor A. Da die Elektronenflüsse bei solch hohen Energien in der Jupitermagnetosphäre gering sind, spielt diese „Verschmutzung“ der Ionenkanäle durch hochenergetische Elektronen nur eine untergeordnete

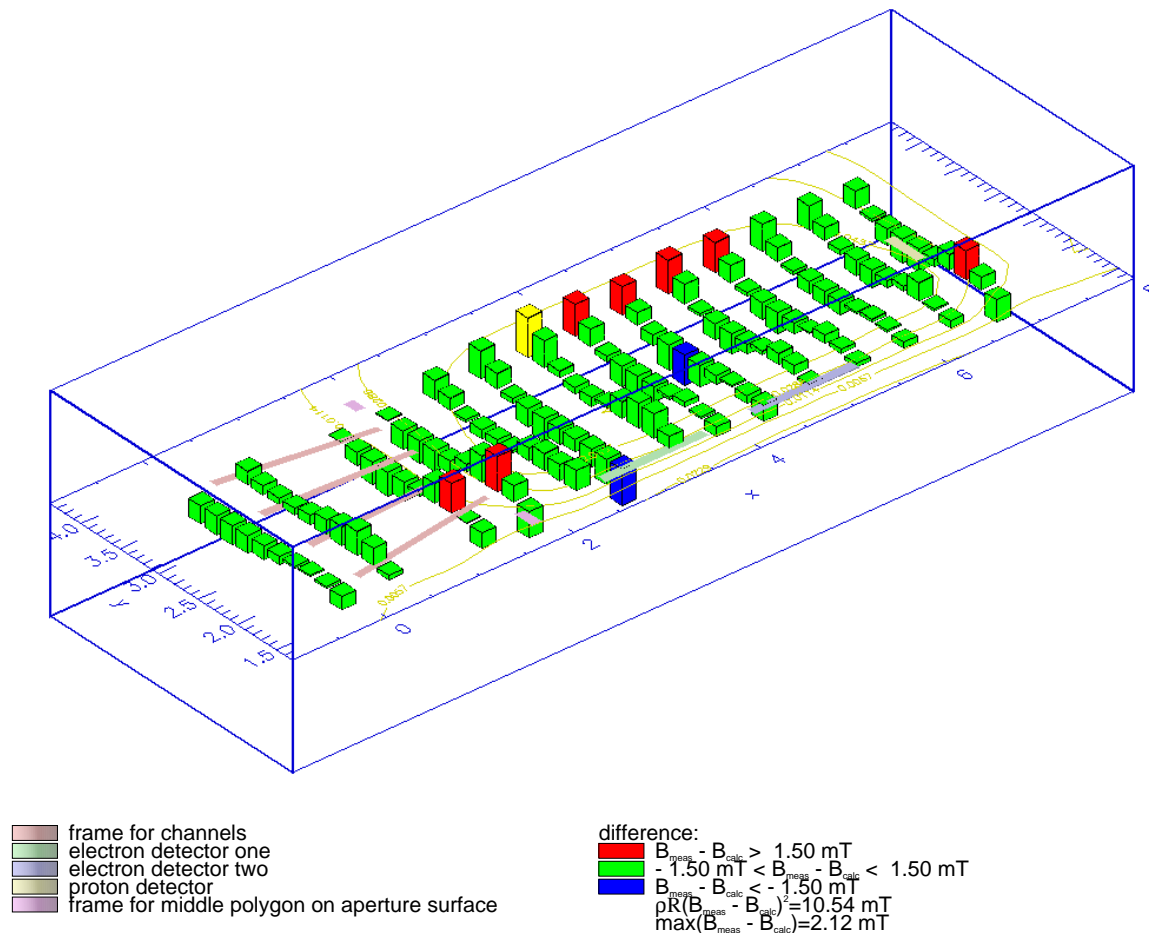


Abbildung 3.11: Differenz des berechneten zum gemessenen Magnetfeld in der zentralen Ebene des LEMMS-Sensors (Ebene zwischen den Polschuhen). Die Länge des Balkens an jedem Meßpunkt entspricht dieser Differenz. Eine innerhalb der Toleranz von 1,5 mT liegende Abweichung wird durch einen grünen Balken markiert. Zu starkes bzw. zu schwaches berechnetes Feld wird durch rote bzw. blaue Balken angezeigt. Der Kollimator befindet sich links unten, die Elektronendetektoren E und F liegen auf der rechten Seite.

te Rolle. Die maximale geometrische Effizienz⁴ besitzt der Sensor für Elektronen mit einer Energie von $\approx 50 \text{ keV}$.

Abb. 3.13 zeigt das Ergebnis der Geometriefaktorberechnung für Protonen. Protonen unterhalb $\approx 20 \text{ keV}$ werden durch das Magnetfeld leicht abgelenkt und einige gelangen nicht auf den A-Detektor. Mit zunehmender Energie wird der Einfluß des Magnetfeldes geringer, das heißt, die Trajektorien der Protonen werden zu Geraden. Für genügend große Energien ($> 20 \text{ keV}$) ist der Einfluß des Magnetfeldes vernachlässigbar klein und damit keine Energieabhängigkeit des Geometriefaktors mehr gegeben.

Die Fehlerbalken in Abb. 3.12 und Abb. 3.13 definieren das 99% Signifikanzniveau für die jeweilige Energie. Sie werden berechnet aus der Standardabweichung σ_P , gegeben durch

⁴Um die tatsächliche Effizienz des Sensors zu erhalten muß dieses Ergebnis noch mit der elektronischen Effizienz des Halbleiterdetektors gefaltet werden.

Geometriefaktoren, Elektronen

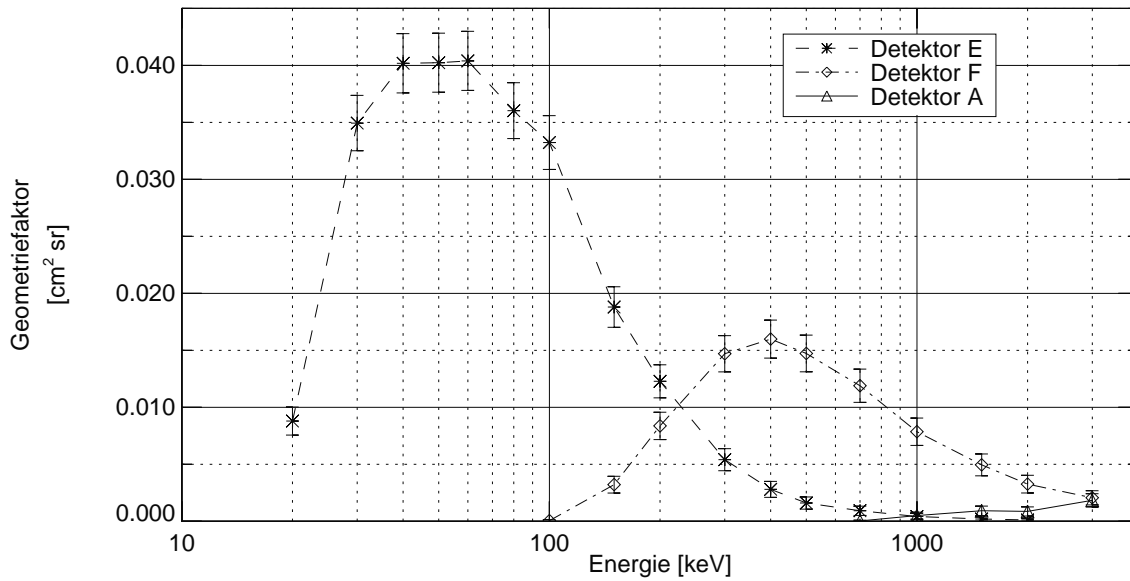


Abbildung 3.12: Geometriefaktoren der Elektronen für die Detektoren E, F und A des 0° -Endes des LEMMS-Teleskopes. Die maximale Effizienz erreicht der Sensor für Elektronen mit etwa 50 keV mit dem E-Detektor. Der F-Detektor deckt den Energiebereich von 200 keV bis >1 MeV ab. Hochenergetische Elektronen (ab ≈ 1 MeV) können auch auf den Ionendetektor A gelangen.

[Haseloff and Hoffmann, 1970]:

$$\sigma_P = \sqrt{\frac{P(100 - P)}{n}} \quad (3.10)$$

P gibt den Prozentwert der Teilchen an, die auf den Detektor gelangt sind und n ist die Gesamtzahl der berechneten Teilchenbahnen. Um auf ein Signifikanzniveau von 99% zu gelangen, muß der Wert für σ_P noch mit 2,58 multipliziert werden.

Aus Abb. 3.12 und Abb. 3.13 kann problemlos der Geometriefaktor für eine bestimmte Teilchenenergie abgelesen werden. Da die von EPD gemessenen Ereignisse in verschiedene Energiekanäle zusammengefaßt werden, ist es wichtig, die Geometriefaktoren für diese Energiekanäle angeben zu können. Die Berechnung des Geometriefaktors für einen bestimmten Teilchenkanal ist trivial, wenn die Flüsse der Teilchen über den gesamten Energiekanal gleichverteilt sind. Diese Gleichverteilung ist in der Realität nicht gegeben. So erwartet man für die Teilchenflüsse (I) im Energiebereich von EPD, daß sie folgende Abhängigkeit von ihrer Energie E aufweisen (Potenzgesetz):

$$I(E) \propto E^{-\gamma} \quad (3.11)$$

Der Parameter γ wird als spektraler Index bezeichnet. Abb. 3.14 skizziert die Berechnung des Geometriefaktors für einen Energiekanal.

Um den Geometriefaktor für einen Energiekanal, definiert durch die Grenzen E_0 und E_1 zu erhalten, muß der mit der Energieabhängigkeit der Teilchenflüsse gewichtete Integralmittelwert des differentiellen Geometriefaktors $g(E)$, der aus der Simulation erhalten wurde, berechnet

Geometriefaktoren, Protonen

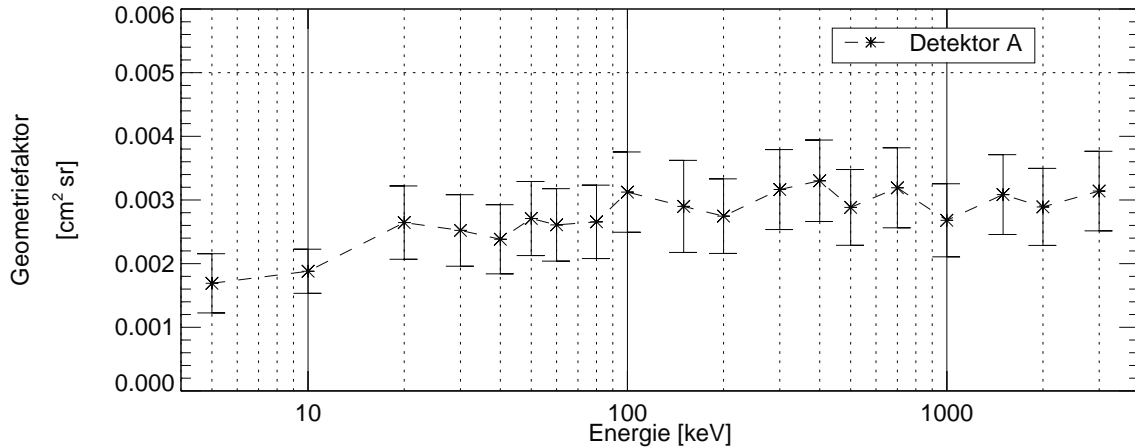


Abbildung 3.13: Geometriefaktoren der Protonen für den A-Detektor des 0°-Endes des LEMMS-Teleskopes. Für Protonen mit Energien über 20 keV spielt der Einfluß des Magnetfeldes kaum mehr eine Rolle, der Geometriefaktor wird energieunabhängig.

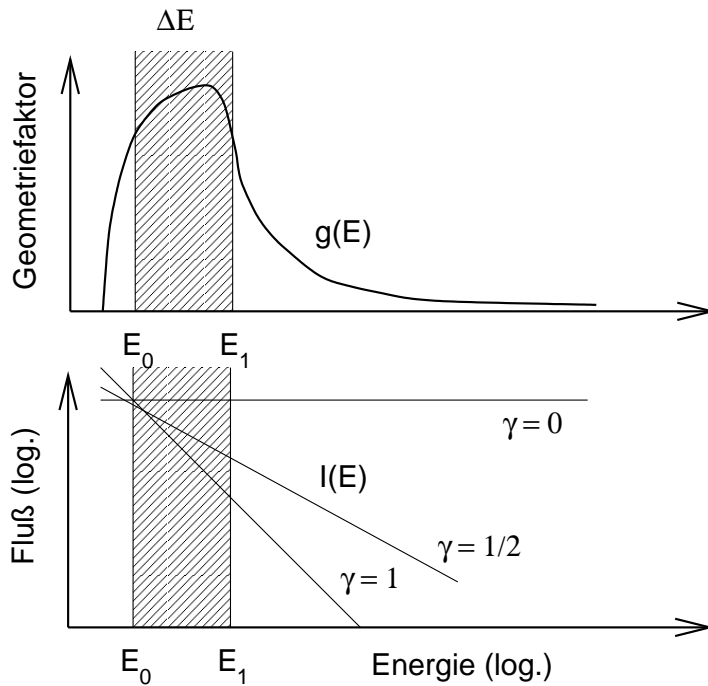


Abbildung 3.14: Schema zur Berechnung des Geometriefaktors für einen Energiekanal. Für $\gamma = 0$ (keine Energieabhängigkeit des Teilchenflusses) ist der Geometriefaktor für den Energiekanal ΔE mit den Grenzen E_0 und E_1 gegeben durch den Integralmittelwert über die Funktion $g(E)$. Ist der Teilchenfluß energieabhängig (spektraler Index $\gamma \neq 0$, unten), so muß diese Abhängigkeit als Gewichtung bei der Berechnung des Integralmittelwertes verwendet werden.

werden:

$$GF_{[E_0, E_1]} = \int_{E_0}^{E_1} g(E) I(E) dE \Big/ \int_{E_0}^{E_1} I(E) dE \quad (3.12)$$

Diese Methode soll nun für die Energiekanäle der Elektronendetektoren E und F sowie des Ionendetektors A angewandt werden. Dazu wird an die in Abb. 3.12 und Abb. 3.13 aus der Simulation gewonnen Energieverläufe der differentiellen Geometriefaktoren für die drei Detektoren eine Splinefunktion gelegt. Diese Splinefunktion erlaubt es, unter Vorgabe eines spektralen Indizes γ die Integrale aus Gl. 3.12 numerisch zu berechnen. Damit erhält man den Geome-

Tabelle 3.2: Geometriefaktoren der LEMMS-Elektronenkanäle E0 bis F3

Kanal	Detektor	Energie $[E_0, E_1]$ [keV]	Geometriefaktor $GF_{[E_0, E_1]}(\gamma)$ [$\text{cm}^2 \text{sr}$] $\cdot 10^3$			
			$\gamma = 0$	$\gamma = 1$	$\gamma = 3$	$\gamma = 5$
E0	E	15 - 29	15,23	13,09	9,04	5,81
E1	E	29 - 42	38,61	38,42	38,01	37,60
E2	E	42 - 50	40,23	40,23	40,23	40,23
E3	E	55 - 93	37,54	37,86	38,49	39,04
F0 ^a	E	93 - 188	22,55	23,97	26,71	28,95
F0 ^a	F	93 - 188	2,81	2,39	1,63	1,05
F1	F	174 - 304	11,15	10,72	9,85	9,05
F2	F	304 - 527	15,44	15,48	15,52	15,53
F3	F	527 - 884	11,80	12,01	12,43	12,80
A-Detektor		527 - 884	0,10	0,08	0,06	0,04

^aFür den Elektronenkanal F0 werden Ereignisse im Detektor E und F addiert.

Tabelle 3.3: Geometriefaktoren der LEMMS-Ionenkanäle (A-Detektor) A0 bis A7 für Protonen

Kanal	Energie $[E_0, E_1]$ [keV]	$GF_{[E_0, E_1]} \cdot 10^3$ [$\text{cm}^2 \text{sr}$]	Kanal	Energie $[E_0, E_1]$ [keV]	$GF_{[E_0, E_1]} \cdot 10^3$ [$\text{cm}^2 \text{sr}$]
A0	22 - 42	2,52	A4	280 - 515	3,18
A1	42 - 65	2,62	A5	515 - 825	3,04
A2	65 - 120	2,85	A6	825 - 1680	2,86
A3	120 - 280	2,90	A7	1680 - 3200	2,99

triefaktor $GF_{[E_0, E_1]}$ als Funktion von γ ; die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Tab. 3.2 und Tab. 3.3 zusammengestellt.

Aufgrund der gegenüber Elektronen größeren Massen der Protonen und Ionen und dem damit verbundenen geringen Einfluß des Magnetfeldes der Permanentmagnete ist der differentielle Geometriefaktor für den A-Detektor kaum energieabhängig. Dies bedeutet auch, daß auch die Abhängigkeit vom spektralen Index γ sehr gering ist. In Tab. 3.3 wird daher auf die Angabe der Geometriefaktoren für verschiedene Werte von γ verzichtet und nur ein mittlerer Geometriefaktor für den jeweiligen Energiekanal angegeben.

Der Geometriefaktor für einen Energiekanal ist also eine Funktion des spektralen Index der Teilchenflüsse. Es ist einsichtig, daß diese Abhängigkeit besonders stark ist, wenn sich die Funktion $g(E)$ über das Energieintervall $[E_0, E_1]$ stark ändert, während man am Maximum der geometrischen Effizienz kaum eine Abhängigkeit der Energieverteilung der Teilchenflüsse zu erwarten hat.

Aufgrund der Abhängigkeit des Geometriefaktors für einen bestimmten Energiekanal von den gemessenen Teilchenflüssen muß ein iteratives Verfahren zur Umrechnung von Zählraten in Teilchenflüsse angewandt werden:

- Konvertierung der Zählraten in Teilchenflüsse für einen beliebig gewählten spektralen

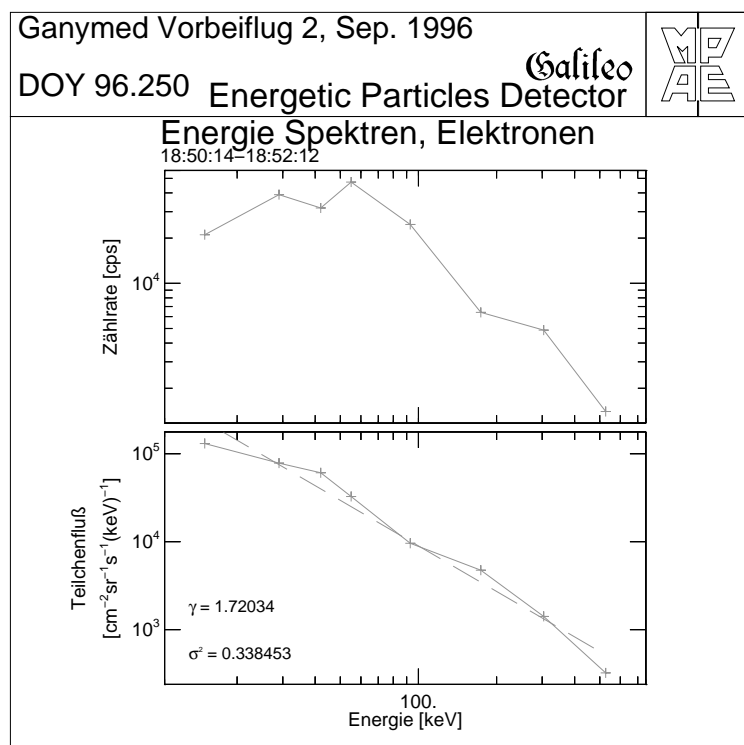


Abbildung 3.15: Umrechnung der Zählraten (oben) der Elektronendetektoren E und F in Teilchenflüsse (unten). Das im Text beschriebene iterative Verfahren wurde angewandt, zur Umrechnung wurden die Geometriefaktoren $GF_{[E_0, E_1]}$ für $\gamma = 1,75$ verwendet. Die durchgezogenen Linien mit dem Symbol + repräsentieren die Meßwerte (Zählrate bzw. Elektronenflüsse), die strichlierte Linie in der unteren Abbildung markiert den Fit $I(E) \propto E^{-\gamma}$.

Tabelle 3.4: Geometriefaktoren $GF_{[E_0, E_1]}$ für Beispiel in Abb. 3.15, $\gamma = 1,75$. Die Energieintervalle der Kanäle sind in keV angegeben, die Geometriefaktoren in cm² sr.

Kanal	E0	E1	E2	E3	F0 ^a	F1	F2	F3
$[E_0, E_1]$	15-29	29-42	42-50	55-93	93-188	174-304	304-527	527-884
$GF_{[E_0, E_1]}$	0,0115	0,0383	0,0402	0,0381	0,0271	0,0104	0,0155	0,0122

^aAddition aus Geometriefaktor für E- und F-Detektor

Index (zum Beispiel $\gamma = 1$)

- Berechnung des spektralen Index γ_{neu} aus dem damit erhaltenen Energiespektrum (=Diagramm $\log E$ gegen $\log I(E)$)
- Neuerliche Umrechnung von Zählraten in Teilchenflüssen für den spektralen Index γ_{neu}
- Wiederholen von Punkt 2 und 3, bis die Änderung des spektralen Index γ_{neu} kleiner als eine gewählte Toleranzgrenze ϵ ist.

Dieses Verfahren wurde als Beispiel in Abb. 3.15 angewandt, um die Elektronenflüsse aus den gemessenen Zählraten zu berechnen und daraus den spektralen Index γ dieser Verteilung zu erhalten. Bereits nach zwei Iterationen war die gewünschte Genauigkeit erreicht. Das für die Berechnung der Geometriefaktoren herangezogene γ betrug 1,75, der spektrale Index der gemessenen Teilchenflüsse wurde mit $\gamma = 1,72$ bestimmt. Die dabei verwendeten Geometriefaktoren sind in der Tab. 3.4 zusammengefaßt.

Kapitel 4

Energiereiche Teilchen im Dipolfeld von Jupiter

Die Untersuchung von geladenen, energetischen Teilchen (*Energetic Charged Particle*, ECP) in der Magnetosphäre eines Planeten ist deshalb so interessant, weil diese Teilchen die Konfiguration des Magnetfeldes sehr gut widerspiegeln. Die Bewegung der ECPs in einem planetaren Magnetfeld wird dabei durch grundlegende, physikalische Prozesse beeinflusst, deren unterschiedliche Zeitskalen sowohl lokale als auch globale Strukturen der Magnetosphäre erfassen können.

In diesem Kapitel sollen die vor allem für die innere Magnetosphäre von Jupiter relevanten Prozesse genauer betrachtet werden. Die hier erhaltenen Resultate spielen bei der Interpretation der Daten in Kap. 7 eine wichtige Rolle. Ausführlichere Behandlungen der Bewegung von geladenen Teilchen in planetaren magnetischen und elektrischen Feldern finden sich zum Beispiel in *Walt* [1994] oder *Hargreaves* [1992].

Die hier präsentierten Formeln zur Berechnung der Zeitskalen für energetische Teilchen in einem planetaren Dipolfeld werden speziell auf die Jupitermagnetosphäre angewandt. Natürlich sind diese Gleichungen auch für andere Planeten gültig, solange man sich in der Dipolfeldregion befindet.

4.1 Das Magnetfeld von Jupiter

Bereits 1955 gab es den ersten Hinweis darauf, daß Jupiter ein starkes, internes Magnetfeld besitzt. Das Zustandekommen der Dekameter-Strahlung von Jupiter, die von *Burke and Franklin* [1955] gemessen wurde, konnte nur unter der Annahme eines internen Magnetfeldes erklärt werden. Noch bevor die ersten in situ Messungen der Raumsonden durchgeführt wurden, konnte aus der Synchrotronstrahlung der im Magnetfeld von Jupiter gefangenen Elektronen die Neigung des Magnetfeldes zur Planetenrotationsachse (Dipoltilt) bestimmt werden [*Morris and Berge*, 1962]. Erst die Raumsonde PIONEER 10 konnte im Jahr 1973 den Betrag des Magnetfeldes bestimmen.

In sehr guter Näherung kann die Magnetfelder aller Planeten unseres Sonnensystems¹ durch ein Dipolfeld angenähert werden. Dieses Dipolfeld weist eine bestimmte Neigung zur Rotationsachse und eine Verschiebung vom Zentrum des Planeten auf. Das Jupitermagnetfeld ist durch einen etwa 10° zur Rotationsachse geneigten Dipol mit einem Dipolmoment M_{Jup} von $1,614 \cdot 10^{27} \text{ Am}^2$ und einer Verschiebung vom Zentrum von etwa $0,1 R_{Jup}$ charakterisiert (siehe zum Beispiel Connerney [1993]).

Sonnenwind und Stromsysteme, hervorgerufen durch geladene Teilchen in der Planetenmagnetosphäre, haben einen entscheidenden Einfluß auf die Magnetosphäre eines Planeten. Der Sonnenwinddruck ist die Ursache für die Kompression der Magnetosphäre auf der Tagseite. Dabei definiert das Gleichgewicht aus Sonnenwinddruck und dem Magnetfeldruck des planetaren Feldes die Position der Magnetopause, der Grenzschicht zwischen interplanetarem Raum und Magnetosphäre. Der subsolare Punkt der Magnetopause liegt bei Jupiter zwischen 50 und 100 R_{Jup} . Auf der Nachtseite des Planeten kommt es zur Ausbildung eines langgezogenen Schweifes (*Magnetospheric Tail*), über dessen Ausdehnung bei Jupiter bisher nur Vermutungen existieren.

Im Inneren der Magnetosphäre sind es vor allem Stromsysteme, die die Form der Magnetosphäre verändern. So kommt es bei Jupiter sowohl auf der Tag- als auch auf der Nachtseite zur Ausbildung einer Stromschicht. Die kurze Rotationsperiode von Jupiter (10 Stunden) bewirkt, daß eine hohe Zentripetalkraft auf die Plasmateilchen wirkt. Dadurch kommt es zu einer starken radialen Komponente des Magnetfeldes in der äquatorialen Region von Jupiter. Eine Sammlung von Artikeln zur Jupitermagnetosphäre findet sich in Dessler [1983].

Innerhalb eines gewissen Abstandes jedoch ist das Dipolfeld des Planeten dominierend und Einflüsse von Sonnenwind und magnetosphärischem Plasma auf die Magnetfeldstruktur spielen nur eine untergeordnete Rolle. Bei Jupiter liegt dieser Abstand bei etwa $15 R_{Jup}$. Die in dieser Arbeit behandelten Daten wurden bei etwa $6 R_{Jup}$ (Io-Vorbeiflug) bzw. $9,5 R_{Jup}$ (Europa-Vorbeiflug) gewonnen. Das Magnetfeld in dieser Region ist noch ausgezeichnet durch ein Dipolfeld repräsentiert.

Die in den nächsten Abschnitten durchgeführten Untersuchungen über die Bewegung von energetischen, geladenen Teilchen (*Energetic Charged Particle*, ECP) werden daher unter der Annahme eines dipolaren Magnetfeldes durchgeführt. Die Gültigkeit dieser Berechnungen erstreckt sich daher nur bis zu einem Abstand von etwa $15 R_{Jup}$. Die genannten Effekte (*Bounce- und Driftbewegungen*) können natürlich auch in anderen Magnetfeldkonfigurationen stattfinden. Im interplanetaren Raum kommt es zur Ausbildung sogenannter „magnetischer Flaschen“, wo ein Gradient im Magnetfeld ebenso wie beim Dipolfeld eines Planeten eine Pendelbewegung geladener Teilchen bewirken kann. Eine Anpassung an diese Magnetfeldtopologien läßt die in diesem Abschnitt erarbeiteten Gleichungen auch auf andere Bereiche anwenden.

¹In unserem Sonnensystem wurde bei folgenden Planeten ein Magnetfeld festgestellt: Merkur, Erde, Mars, Jupiter, Saturn, Uranus, Neptun. Aktuelle GALILEO-Messungen deuten darauf hin, daß auch die Jupitermonde Ganymed und möglicherweise Io ein internes Magnetfeld besitzen.

4.2 Gyration

Die grundlegende Gleichung, die die Bewegung eines geladenen Teilchens in einem magnetischen und elektrischen Feld beschreibt, ist die *Lorentz-Gleichung*:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E}) \quad (4.1)$$

Diese Gleichung kann in eine Komponente parallel und senkrecht zum Magnetfeld aufgespalten werden:

$$\left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right)_{\parallel} = q\vec{E}_{\parallel} \quad \text{und} \quad \left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right)_{\perp} = q(\vec{v}_{\perp} \times \vec{B} + \vec{E}_{\perp}) \quad (4.2)$$

Das elektrische Feld ist in einem mit dem Planeten mitrotierenden Koordinatensystem gleich Null (siehe $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift in Kap. 4.4), und wird daher für die folgenden Überlegungen nicht weiter betrachtet. Aus Gl. 4.2 folgt, daß der Impuls parallel zu einem homogenen Magnetfeld konstant ist. Damit muß auch der Betrag des Impulses senkrecht zum Magnetfeld konstant sein, und durch Gleichsetzen der Lorentzkraft mit der Zentripetalkraft erhält man

$$r_g = \frac{p_{\perp}}{qB} \quad (4.3)$$

Dabei wird r_g als Gyrationradius bezeichnet, und die Kreisbewegung, die bei Vorhandensein einer zusätzlichen Geschwindigkeitskomponente parallel zu \vec{B} zu einer Schraubenlinie wird, nennt man *Gyration*. Die Periode der Gyrationbewegung τ_g ist gegeben durch:

$$\tau_g = 2\pi \frac{m_0\gamma}{qB} \quad (4.4)$$

wobei m_0 die Ruhemasse des Teilchens ist und γ die relativistische Massenzunahme beschreibt, die bei den Elektronen im EPD-Energiebereich von 15 keV bis einigen MeV durchaus eine entscheidende Rolle spielt. Die Gyrationperiode ist, abgesehen von der relativistischen Korrektur, unabhängig von der Energie des Teilchens. Tab. 4.1 gibt Werte für die Gyroradien und -perioden von Elektronen und verschiedenen Ionensorten für zwei Positionen (Io- und Europaorbit) in der inneren Jupitermagnetosphäre an.

4.3 Bounce-Bewegung

Aufgrund der Inhomogenität eines Dipolfeldes kommt es zur Ausbildung einer Pendelbewegung, der sogenannten *Bounce-Bewegung*. Das geladene Teilchen, dessen Gyrozentrum sich parallel zum Magnetfeld (entlang der Magnetfeldlinien²) bewegt, spürt über den Polen des Magneten ein stärkeres Feld als am Äquator. Dieses zum Pol hin stärker werdende Feld führt dann zur sogenannten *Spiegelung* der Teilchen, die im Folgenden mathematisch beschrieben wird.

²Feldlinien sind ein oft nützliches Gebilde, um physikalische Prozesse leichter verstehen zu können. Trotzdem sollte nicht außer acht gelassen werden, daß Feldlinien nur in den Köpfen der Physiker existieren.

Tabelle 4.1: Gyrationenradien und -perioden für Elektronen und einfach geladene Ionen.

Io-Orbit (6 R _{Jup} , B ≈ 2000 nT)				Europa-Orbit (9,5 R _{Jup} , B ≈ 500 nT)			
Teilchen	Energie [keV/nucl]	τ_g [s]	r_g [km]	Teilchen	Energie [keV/nucl]	τ_g [s]	r_g [km]
e ⁻	20	1,9 · 10 ⁻⁵	0,24	e ⁻	20	7,4 · 10 ⁻⁵	0,96
	100	2,1 · 10 ⁻⁵	0,56		100	8,5 · 10 ⁻⁵	2,23
	500	3,5 · 10 ⁻⁵	1,45		500	1,4 · 10 ⁻⁴	5,81
p ⁺	20	3,3 · 10 ⁻²	10,2	p ⁺	20	0,13	40,8
	100	3,3 · 10 ⁻²	22,8		100	0,13	91,3
	500	3,3 · 10 ⁻²	51,0		500	0,13	204,1
O ⁺	20	0,52	163,1	O ⁺	20	2,09	653,0
	100	0,52	364,8		100	2,09	1460,2
	500	0,52	815,8		500	2,09	3265,3
S ⁺	20	1,05	326,3	S ⁺	20	4,19	1306,0
	100	1,05	729,6		100	4,19	2920,3
	500	1,05	1631,85		500	4,19	6530,7

Da sich während einer Gyrationperiode der Betrag des planetaren Magnetfeldes nur unwesentlich ändert, ist der magnetischen Fluß Φ_m konstant:

$$\Phi_m = B\pi r_g^2 = 2\pi \frac{m_0 \gamma E_{\perp}}{q^2 B} = \text{const.} \quad (4.5)$$

wobei E_{\perp} die kinetische Energie des Teilchens senkrecht zum Magnetfeld ist. Da das magnetische Moment μ proportional zum magnetischen Fluß Φ_m ist, ist auch μ eine Erhaltungsgröße:

$$\mu = \text{Strom} \times \text{Fläche der Schleife} = \frac{qv_{\perp}}{2\pi r_g} \pi r_g^2 = \frac{E_{\perp}}{B} \quad (4.6)$$

μ wird auch als die *erste adiabatische Invariante* bezeichnet. Wenn keine elektrischen Felder vorhanden sind, dann gilt weiter, daß die kinetische Energie des Teilchens konstant ist. Daraus folgt eine Beziehung zwischen dem Betrag des Magnetfeldes (B) und dem Winkel zwischen Bewegungsrichtung des Teilchens und Magnetfeldrichtung (α):

$$E_{\perp}/B = E_{kin} \sin^2 \alpha / B = \text{const.} \quad \Rightarrow \quad \sin^2 \alpha \propto B \quad (4.7)$$

Der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung des geladenen Teilchens und dem Magnetfeldvektor \vec{B} ist also proportional zum Betrag des Magnetfeldes. Dieser Winkel α wird als *Pitchwinkel* bezeichnet. Da das dipolare Magnetfeld eines Planeten entlang einer Feldlinie am Äquator am schwächsten ist, ist der Pitchwinkel eines ECPs dort am kleinsten, und wird mit zunehmender magnetischer Breite immer größer, bis er den Wert $\alpha=90^\circ$ erreicht (siehe Abb. 4.1). An diesem Punkt (Spiegelpunkt, *Mirror Point*) steckt die gesamte kinetische Energie des Teilchens in der Normalkomponente E_{\perp} und die Geschwindigkeit parallel zum Magnetfeld ist gleich Null. Die Bewegungsrichtung des Teilchens kehrt sich um und es gyriert entlang der Feldlinie bis zum Spiegelpunkt auf der anderen Hemisphäre.

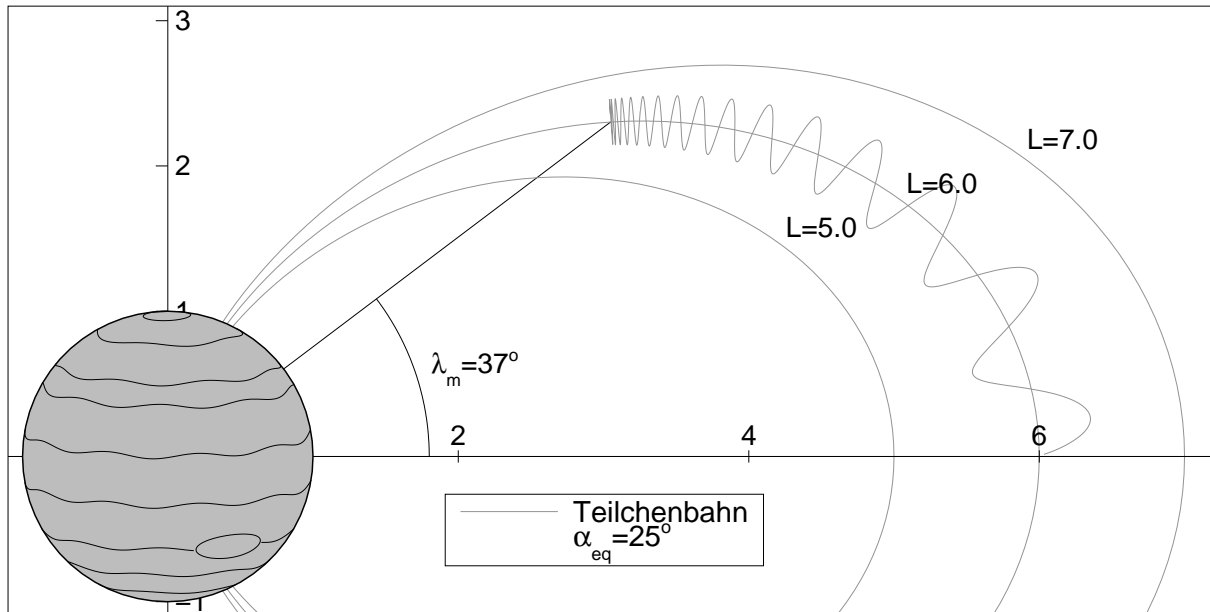


Abbildung 4.1: Spiegelungsprozeß eines geladenen Teilchens in einem inhomogenen Magnetfeld. Der Pitchwinkel wird aufgrund des stärker werdenden Magnetfeldes immer größer, bis er am Spiegelpunkt 90° erreicht hat. Dort kehrt das Teilchen seine Bewegungsrichtung um. Der Gytrationsradius und die Gytrationsfrequenz sind nicht maßstabsgetreu.

Für ein Dipolfeld kann die dadurch zustandekommende Pendelbewegung (meist als *Bounce-Bewegung* bezeichnet) berechnet werden. Die Periode der *Bounce-Bewegung* errechnet sich aus folgendem Integral:

$$\tau_b = 4 \int_{\lambda_{eq}}^{\lambda_m} \frac{ds}{v_{\parallel}(s)} \quad (4.8)$$

Die Integrationsgrenzen λ_{eq} und λ_m bezeichnen die magnetische Breite des Äquators ($=0^\circ$) und des Spiegelpunktes. Die Bewegung vom Äquator zum Spiegelpunkt entspricht einem Viertel der *Bounce-Periode*, deswegen muß das Integral mit dem Faktor 4 multipliziert werden, um die gesamte Periode zu erhalten. Das Wegelement ds und die Geschwindigkeit v_{\parallel} parallel zum Magnetfeld berechnen wir unter der Annahme eines Dipolfeldes:

$$B(\lambda, r) = \frac{\mu_0 M}{4\pi r^3} \sqrt{4 - 3 \cos^2 \lambda} \quad \text{gesamtes Magnetfeld} \quad (4.9)$$

$$B_r(\lambda, r) = -\frac{\mu_0 M}{4\pi r^3} \sin \lambda \quad \text{und} \quad B_\lambda(\lambda, r) = \frac{\mu_0 M}{4\pi r^3} \cos \lambda \quad \text{Komponenten} \quad (4.10)$$

wobei r der radiale Abstand und λ die magnetische Breite sind und M das magnetische Dipolmoment des Planeten bezeichnet³.

Anstelle des magnetischen Dipolmomentes wird im weiteren Text der magnetische Dipolparameter \mathcal{M}_{Jup} verwendet ($\mathcal{M}_{Jup} = \mu_0 M / 4\pi$). Die Feldliniengleichung

$$r = r_{eq} \cos^2 \lambda \quad (4.11)$$

³Das magnetische Dipolmoment von Jupiter ist mit $1,614 \cdot 10^{27} \text{ Am}^2$ etwa 20000 mal größer als das der Erde.

beschreibt den Zusammenhang zwischen r und λ , wobei r_{eq} den radialen Abstand des Schnittpunktes der Feldlinie mit der Äquatorebene ($\lambda = 0$) repräsentiert. Dieser Schnittpunkt wird in der Magnetosphärenphysik als der sogenannte L-Parameter oder McIlwainparameter bezeichnet. Die Definition lautet:

$$L = \frac{r}{\cos^2 \lambda} \quad (4.12)$$

Damit läßt sich das Wegelement ds berechnen:

$$(ds)^2 = (dr)^2 + (rd\lambda)^2 = r_{eq}^2 \cos^2 \lambda (4 - 3 \cos^2 \lambda) (d\lambda)^2 \quad (4.13)$$

Die Geschwindigkeit parallel zum Magnetfeld ist gegeben durch:

$$v_{\parallel}^2 = v^2 \cos^2 \alpha \quad (4.14)$$

Aus der Proportionalität zwischen dem Betrag des Magnetfeldes B und dem Sinusquadrat des Pitchwinkels $\sin^2 \alpha$ (Gl. 4.7) kann man noch eine Beziehung zwischen dem Pitchwinkel und der magnetischen Breite λ herleiten:

$$\frac{\sin^2 \alpha}{\sin^2 \alpha_{eq}} = \frac{B}{B_{eq}} \quad (4.15)$$

Durch Einsetzen von Gl. 4.9 erhält man:

$$\sin^2 \alpha = \frac{\sqrt{4 - 3 \cos^2 \lambda}}{\cos^6 \lambda} \sin^2 \alpha_{eq} \quad (4.16)$$

Damit kann v_{\parallel} als Funktion von λ und dem äquatorialen Pitchwinkel α_{eq} angegeben werden. Gl. 4.7 liefert außerdem noch den Zusammenhang zwischen dem äquatorialen Pitchwinkel und der magnetischen Breite des Spiegelpunktes λ_m , wo der Pitchwinkel 90° beträgt:

$$\sin^2 \alpha_{eq} = \frac{\cos^6 \lambda_m}{\sqrt{4 - 3 \cos^2 \lambda_m}} \quad (4.17)$$

Mit Hilfe obiger Gleichungen kann nun das Integral aus Gl. 4.8 berechnet werden. Dies ist analytisch nicht möglich, das Ergebnis der numerischen Berechnung ist in Abb. 4.2 dargestellt.

4.4 Longitudinale Driftbewegung

Wirkt eine zusätzliche Kraft auf ein geladenes Teilchen, dann kommt es zur Ausbildung einer Driftbewegung. In diesem Kapitel werden drei Driftbewegungen behandelt, die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift, die $\vec{V}B$ -Drift und die *Curvature*-Drift. Sie bewirken eine Bewegung des Gyrozentrums senkrecht zur Magnetfeldrichtung. Im Dipolfeld eines Planeten ist das gleichbedeutend mit einer longitudinalen Bewegung.

Es sollen nun wieder die Perioden dieser Driftbewegungen berechnet werden, die hier der Umlaufzeit um den Planeten entsprechen. Diese Werte sind in verschiedenen Büchern bereits für die Erde berechnet worden (zum Beispiel *Walt* [1994]), hier sollen die analytischen und numerischen Lösungen auf Jupiter angewandt werden. Die Summation der mit unterschiedlichem Vorzeichen versehenen longitudinalen Driftbewegungen führt dann zu einer Nettobewegung des geladenen Teilchens um den Planeten, deren Periode von der Energie, der Masse und dem Ladungszustand des betrachteten Teilchen abhängen kann.

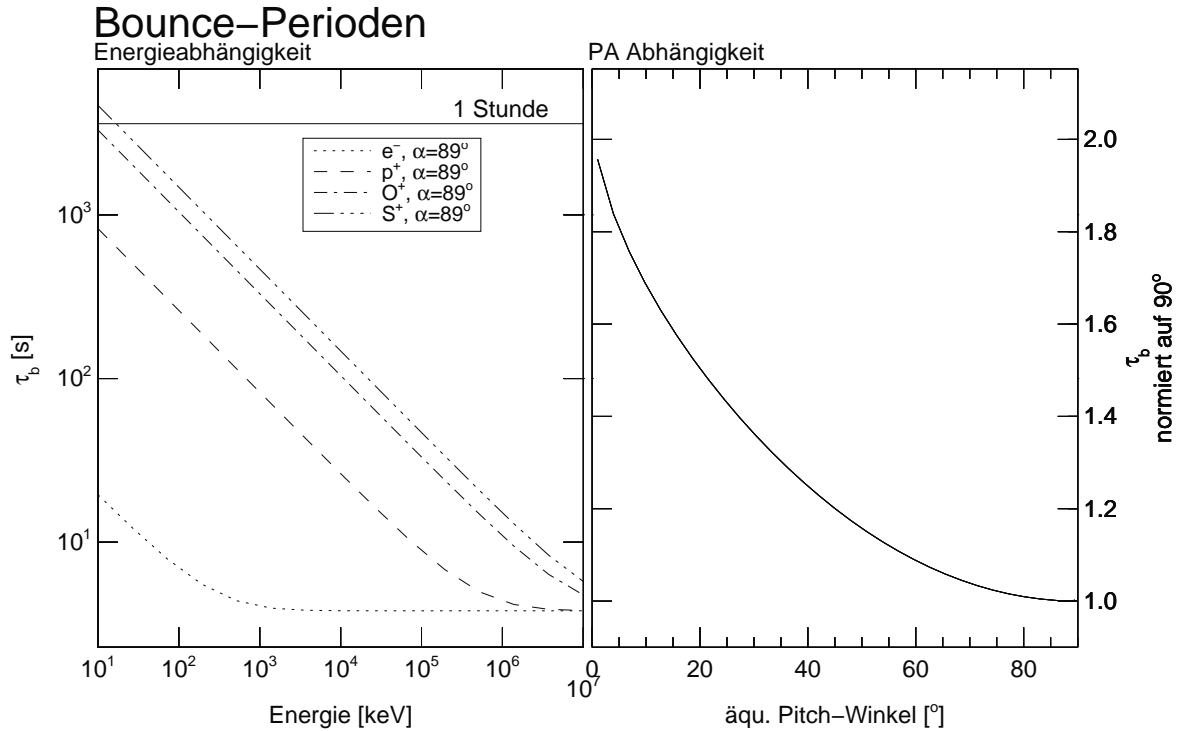


Abbildung 4.2: *Bounce*-Perioden geladener Teilchen im Dipolfeld von Jupiter ($L=6$). Teilchen mit großem äquatorialem Pitchwinkel pendeln rascher zwischen den Spiegelpunkten als Teilchen mit kleinem äquatorialem Pitchwinkel (rechtes Diagramm). Bei gleicher Energie ist die *Bounce*-Periode für leichte Teilchen kürzer (linkes Diagramm).

4.4.1 Die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift

Die Eigenrotation des Planeten beeinflusst auch die Bewegung der geladenen Teilchen in seiner Magnetosphäre. Innerhalb der sogenannten Plasmasphäre herrscht Korotation - das Plasma rotiert mit dem Planeten⁴. Die Plasmopause markiert den Übergang von innerer zu äußerer Magnetosphäre, dort entwickeln sich eigene Rotationsmuster, die vom Sonnenwind kontrolliert werden. Das korotierende Plasma in der inneren Magnetosphäre ist äquivalent mit einem starken, elektrischen Feld \vec{E} , das in der hydromagnetischen Näherung des verallgemeinerten Ohmschen Gesetzes (zum Beispiel *Siscoe* [1983]) folgendermaßen angegeben werden kann:

$$\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B} \quad (4.18)$$

wobei $\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r}$ die Geschwindigkeit des mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ am Ort \vec{r} mitrotierenden Plasmas bedeutet. Die Korotation des Plasmas in der Plasmasphäre kann daher auch als Driftbewegung aufgefaßt und als $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift bezeichnet werden. Die Periode dieser Driftbewegung ist gegeben durch die Rotationsperiode des Planeten und ist unabhängig von Masse, Energie und Ladung der Plasmateilchen. Für Teilchen in der Jupitermagnetosphäre mit Energien, die in dem mit EPD meßbaren Bereich liegen, ist diese Drift dominierend.

⁴Die Bedingungen für Korotation werden zum Beispiel von *Vasyliunas* [1983] behandelt.

4.4.2 Die $\vec{\nabla}B$ -Drift

In einem Dipolfeld existiert neben dem für die *Bounce*-Bewegung verantwortlichen Gradienten in Feldrichtung auch noch ein Gradient senkrecht zur Magnetfeldrichtung. Dieser Gradient ist dafür verantwortlich, daß ein geladenes Teilchen je nach seiner Gyrophase ein unterschiedlich starkes Magnetfeld spürt, was den Gytrationsradius beeinflusst (siehe Abb. 4.3). Das bewirkt einen Nettotransport des geladenen Teilchens senkrecht zur Magnetfeldrichtung und zum Gradienten des Magnetfeldes.

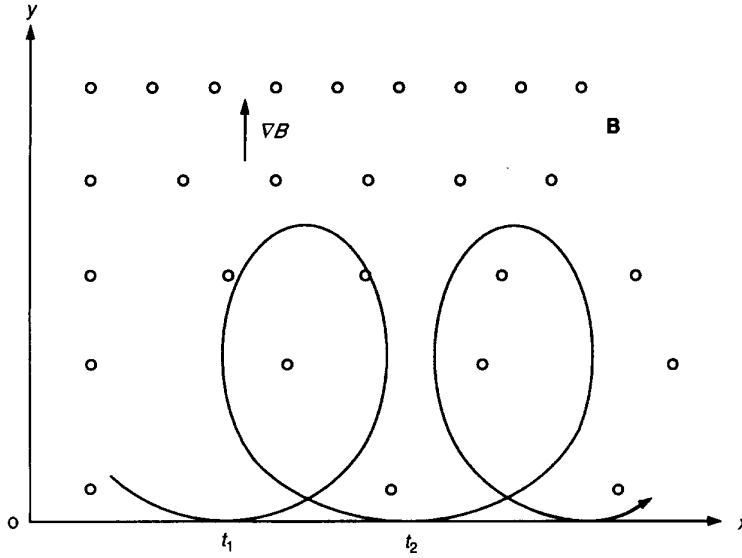


Abbildung 4.3: $\vec{\nabla}B$ -Drift: Ein inhomogenes Magnetfeld bewirkt aufgrund des lokalen Unterschieds im Gytrationsradius einen Nettotransport der Ladungen senkrecht zu dessen Gradienten (aus Walt [1994]).

Mit Hilfe einer Taylorentwicklung des Magnetfeldes und der anschließenden Lösung der Lorentz-Gleichung erhält man die Geschwindigkeit \vec{v}_g der $\vec{\nabla}B$ -Drift (zum Beispiel Walt [1994]):

$$\vec{v}_g = \frac{m_0 \gamma v_{\perp}^2}{2qB^3} (\vec{B} \times \vec{\nabla}_{\perp} B) \quad (4.19)$$

Mit $\vec{\nabla}_{\perp}$ ist der Gradient senkrecht zur Richtung von \vec{B} gemeint ($\vec{\nabla}_{\perp} = \hat{n}_B (\vec{\nabla} \cdot \hat{n}_B)$, wobei \hat{n}_B der Einheitsvektor senkrecht zu \vec{B} ist). Die Berechnung des Vektorproduktes ($\vec{B} \times \vec{\nabla}_{\perp} B$) liefert:

$$\vec{B} \times \vec{\nabla}_{\perp} B = \frac{3\mathcal{M}_{Jup} \cos \lambda}{r^7} (1 + \sin^2 \lambda) \hat{e}_{\phi} \quad (4.20)$$

Teilchen mit einem äquatorialen Pitchwinkel, der nicht gleich 90° ist, führen außerdem noch die im letzten Kapitel beschriebene *Bounce*-Bewegung aus. Um die Periode für die $\vec{\nabla}B$ -Drift zu erhalten, berechnet man zunächst die Änderung in der jovigraphischen Länge $\Delta\phi_g$ während einer *Bounce*-Periode:

$$\Delta\phi_g = 4 \int_0^{\lambda_m} \frac{v_g(\lambda)}{r \cos \lambda v_{\parallel}} ds \quad (4.21)$$

Das Integral geht über die magnetische Breite λ vom Äquator ($\lambda = 0$) bis zum Spiegelpunkt ($\lambda = \lambda_m$). Die über eine *Bounce*-Periode gemittelte Winkelgeschwindigkeit beträgt dann:

$$\left\langle \frac{d\phi_g}{dt} \right\rangle = \frac{\Delta\phi_g}{\tau_b} = \frac{4}{\tau_b} \int_0^{\lambda_m} \frac{v_g(\lambda)}{r_{eq} \cos^3 \lambda v_{\parallel}(\lambda)} ds(\lambda) \quad (4.22)$$

Wie in Kap. 4.3 können nun das Wegelement ds , die Geschwindigkeiten v_{\perp} und v_{\parallel} sowie das Magnetfeld als Funktion der magnetischen Breite λ ausgedrückt werden. Die Gleichungen für die parallele und die vertikale Geschwindigkeitskomponente lauten:

$$v_{\perp}^2 = v^2 \sin^2 \alpha_{eq} \frac{\sqrt{4 - 3 \cos^2 \lambda}}{\cos^6 \lambda} \quad \text{und} \quad v_{\parallel}^2 = v^2 \left(1 - \sin^2 \alpha_{eq} \frac{\sqrt{4 - 3 \cos^2 \lambda}}{\cos^6 \lambda} \right) \quad (4.23)$$

Damit kann die Geschwindigkeit der $\vec{V}B$ -Drift (v_g) als Funktion der magnetischen Breite λ angegeben werden:

$$v_g(\lambda) = \frac{3mr_{eq}^2 v^2 \cos^5 \lambda (1 + \sin^2 \lambda)}{qM_{Jup} (4 - 3 \cos^2 \lambda)^2} \frac{1}{2} \sin^2 \alpha_{eq} \frac{\sqrt{4 - 3 \cos^2 \lambda}}{\cos^6 \lambda} \quad (4.24)$$

Das Integral in Gl. 4.22 kann damit numerisch gelöst werden. Die Geschwindigkeit der $\vec{V}B$ -Drift ist hängt von der Ladung und der Energie des Teilchens ab, im nicht relativistischen Bereich ist sie nicht von der Masse abhängig. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Abb. 4.4 zusammengefaßt.

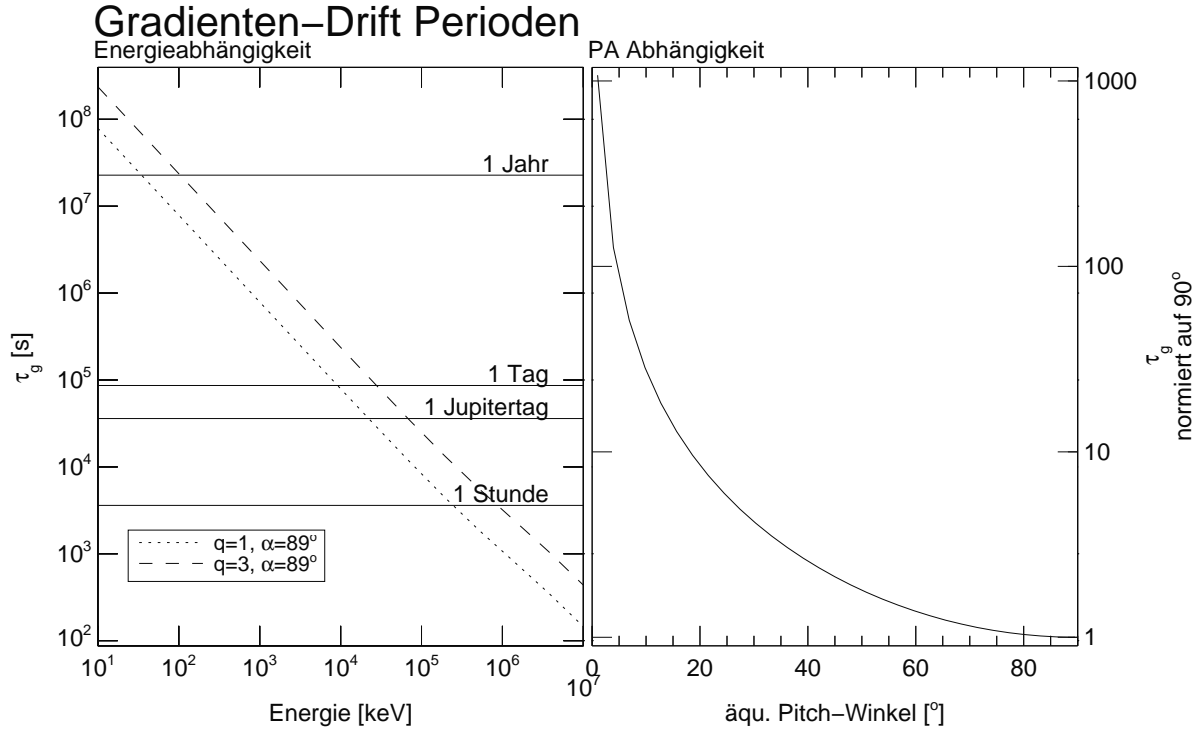


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der Periode der $\vec{V}B$ -Drift von der Energie (links) und dem Pitchwinkel (rechts) für Jupiter bei $L=6$ (Io-Umlaufbahn). Die Driftperiode wird kürzer für höhere Energien, niedrigere Ladungszustände (q) und größerem Pitchwinkel. Positive Ionen driften in Richtung der Korotation, negative Ionen und Elektronen in Antikorotationsrichtung.

4.4.3 Die Curvature-Drift

Da sich das Gyrozentrum eines geladenen Teilchens in erster Näherung entlang der Magnetfeldlinien bewegt, und die Feldlinien eines Dipolfeldes gekrümmt sind, wirkt auf das Gyrozen-

trum eine Zentripetalkraft \vec{F}_c :

$$\vec{F}_c = \frac{mv_{\parallel}^2}{R_c} \hat{n}_B \quad (4.25)$$

R_c ist der lokale Krümmungsradius der Feldlinie und \hat{n}_B ist der Einheitsvektor senkrecht zur Magnetfeldrichtung (im Dipolfeld: $\hat{n}_B = -\cos\lambda\hat{e}_r - 2\sin\lambda\hat{e}_\lambda$). Diese Kraft auf das Teilchen ist äquivalent mit einem elektrischen Feld der Größe $\vec{E} = \hat{n}_B mv_{\parallel}^2 / qR_c$. Dieses Feld bewirkt eine Drift in longitudinaler Richtung, deren Geschwindigkeit gegeben ist durch:

$$\vec{v}_c = \frac{mv_{\parallel}^2}{qR_c B^2} \hat{n}_B \times \vec{B} \quad (4.26)$$

Unter der Annahme eines rotationsfreien Magnetfeldes ($\vec{\nabla} \times \vec{B} = 0$) kann eine Beziehung zwischen \hat{n}_B und dem Gradienten des Magnetfeldes senkrecht zu \vec{B} hergestellt werden (siehe zum Beispiel Roederer [1970], Appendix I):

$$\vec{\nabla}_{\perp} B = -\frac{B}{R_c} \hat{n}_B \quad (4.27)$$

Unter Verwendung der in Kap. 4.4.2 für die $\vec{\nabla}B$ -Drift hergeleiteten Gleichungen kann die *Curvature*-Drift folgendermaßen als Funktion der magnetischen Breite angegeben werden:

$$v_c(\lambda) = \frac{3mr_{eq}^2 v^2}{q\mathcal{M}_{Jup}} \frac{\cos^5\lambda (1 + \sin^2\lambda)}{(4 - 3\cos^2\lambda)^2} \left(1 - \sin^2\alpha_{eq} \frac{\sqrt{4 - 3\cos^2\lambda}}{\cos^6\lambda} \right) \quad (4.28)$$

Damit kann in Analogie zu Gl. 4.22 die über eine *Bounce*-Periode gemittelte Winkelgeschwindigkeit berechnet werden. Wie die $\vec{\nabla}B$ -Drift ist auch die *Curvature*-Drift für nicht relativistische Teilchen nicht von ihrer Masse abhängig. Dies ist wiederum nur numerisch möglich, die Ergebnisse der Berechnung sind in Abb. 4.5 dargestellt.

4.4.4 Die Gradient-Curvature-Drift

Die $\vec{\nabla}B$ - und die *Curvature*-Drift treten in einem Dipolfeld immer gemeinsam auf. Da beide Driftbewegungen für die jeweiligen Teilchensorten in dieselbe Richtung gehen (Korotation für positive Ionen, Antikorotation für Elektronen), addieren sie sich zur *Gradient-Curvature*-Drift. Die Ergebnisse dieser Addition sind in Abb. 4.6 dargestellt. Die starke, aber entgegengesetzte Abhängigkeit der Driftperioden der $\vec{\nabla}B$ - und der *Curvature*-Drift vom äquatorialen Pitchwinkel (Faktor 10^3 zwischen feldlinienparallelen und senkrechten Teilchen) reduziert sich auf einen Faktor $\approx 1,5$. Da sowohl $\vec{\nabla}B$ - als auch *Curvature*-Drift keine Massenabhängigkeit für nicht relativistische Teilchen zeigen, ist auch die *Gradient-Curvature*-Drift unabhängig von der Teilchenmasse.

Die Geschwindigkeit der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift (Korotationsgeschwindigkeit, Periode 1 Jupitertag) wird für Teilchen mit Energien über 30 MeV erreicht. Das bedeutet, daß die Nettobewegung (Summe aus *Gradient-Curvature*- und $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift) für Elektronen mit mehr als 30 MeV in Antikorotationsrichtung verläuft. Alle anderen Teilchen hingegen (positive Ionen, Elektronen < 30 MeV) strömen in Richtung der Planetenrotation.

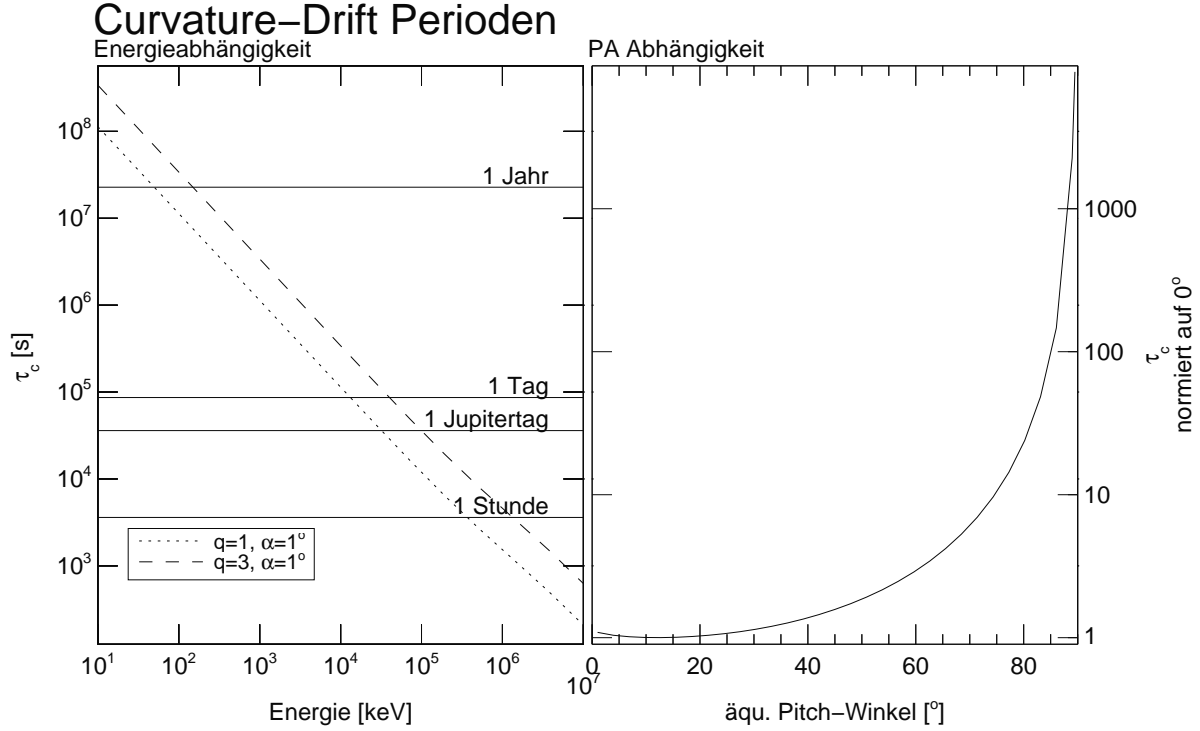


Abbildung 4.5: Abhängigkeit der Periode der *Curvature*-Drift von der Energie (links) und dem Pitchwinkel (rechts) für Jupiter bei $L=6$. Die Driftperioden sind vergleichbar mit denen der $\vec{V}B$ -Drift (Abb. 4.4), zeigen allerdings die umgekehrte Pitchwinkel-Abhängigkeit. Auch hier driften positive Teilchen in Korotationsrichtung und negative Teilchen in Antikorotationsrichtung.

Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeiten von Energie und Ladung der Teilchen kann meßbare Effekte in den Daten von EPD auf GALILEO produzieren. In Kap. 7.5 wird die Situation behandelt, wo durch eine Injektion zu einem bestimmten Zeitpunkt energetische Teilchen auf eine bestimmte L -Schale gelangt sind, die dann einige Zeit später von GALILEO durchquert wurde. Aus den Ankunftszeiten, die von Energie und Ladung der Teilchen abhängen, wird versucht, den Ort der Injektion zu lokalisieren.

In einem Dipolfeld hängt der radiale Abstand eines Teilchens mit einem bestimmten Pitchwinkel nicht von der jovigraphischen Länge ab. Für Teilchen mit einem Pitchwinkel von 90° heißt das zum Beispiel, daß sich ihr radialer Abstand während eines Umlaufes um den Planeten nicht ändert. Der Driftpfad in einem planetaren Magnetfeld, das durch den Sonnenwinddruck auf der Tagseite komprimiert wird und sich auf der Nachtseite ausdehnt, wird durch die Erhaltung der *zweiten adiabatischen Invariante* (j) bestimmt: Das Integral des Impulses parallel zum Magnetfeld über eine *Bounce*-Periode ist konstant.

$$j = 2 \int_{s_1}^{s_2} mv_{\parallel} ds = 2mv \int_{s_1}^{s_2} \left(1 - \frac{B}{B_m}\right)^{1/2} ds = \text{const.} \quad (4.29)$$

Das Wegelement entlang der Feldlinie ist mit ds bezeichnet, s_1 und s_2 markieren die Punkte, an denen das Magnetfeld gleich B_m ist, dem Wert beim Spiegelpunkt. Durch diese Eigenschaft wird eine Oberfläche definiert, auf der das Gyrozentrum eines geladenen Teilchens seine *Bounce*- und Driftbewegung ausführt. Es kann gezeigt werden, daß der Fluß der gefangenen Teilchen

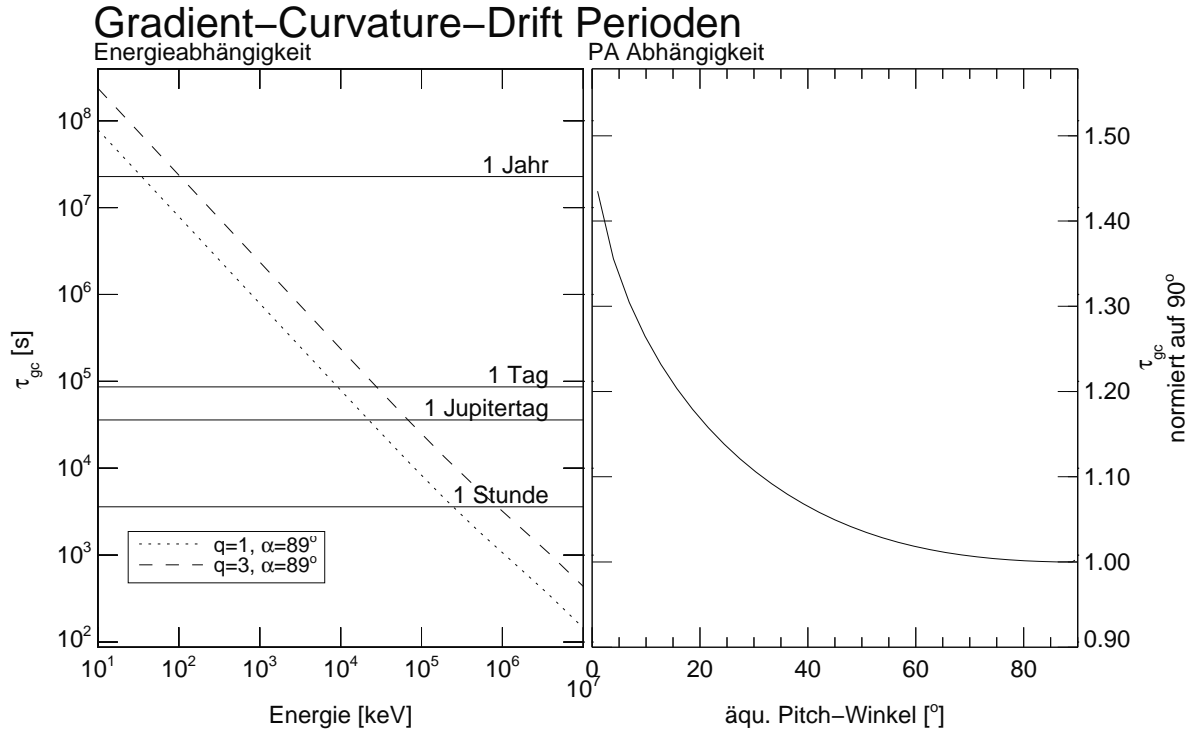


Abbildung 4.6: Abhängigkeit der Periode der *Gradient-Curvature*-Drift von der Energie (links) und dem Pitchwinkel (rechts) bei $L=6$. Die Abhängigkeit vom Pitchwinkel ist durch das entgegengesetzte Verhalten der $\vec{\nabla}B$ - und der *Curvature*-Drift nur noch gering (Faktor $\approx 1,5$ zwischen Teilchen mit 0° und 90° Pitchwinkel).

senkrecht zur Magnetfeldrichtung an allen Orten mit gleichem B und j/mv denselben Wert hat. Die Erhaltung der zweiten adiabatischen Invariante gilt, wenn sich das Magnetfeld während einer *Bounce*-Periode nicht verändert. Dynamische Prozesse wie zum Beispiel ein magnetischer Teilsturm können zur Verletzung dieser Invariante führen und eine Änderung der Teilchenpopulation auf dieser Oberfläche bewirken.

4.5 Der Verlustkegel

Die *Bounce*-Bewegung eines im Dipolfeld eines Planeten gefangenen, geladenen Teilchens ist verantwortlich für die Entstehung von Minima in den Teilchenflüssen bei 0° und 180° Pitchwinkel. Diese Minima werden Verlustkegel genannt, da sie bei gyrotropen Pitchwinkel-Verteilungen im dreidimensionalen Raum eine Kegelgestalt besitzen und Teilchen, die durch einen Diffusionsprozeß in diesen Kegel gestreut werden, verloren gehen. Das Zustandekommen dieses Kegels und der Verlustprozeß werden im folgenden kurz erläutert.

Die Erhaltung des magnetischen Moments (1. adiabatische Invariante) führt das Teilchen entlang einer Dipolfeldlinie bis zu seinem Spiegelpunkt, dessen Lage vom äquatorialen Pitchwinkel abhängt (Abb. 4.1). Aus Gl. 4.7 folgt:

$$\frac{B_m}{\sin^2 90^\circ} = \frac{B_{eq}}{\sin^2 \alpha_{eq}} \quad (4.30)$$

Tabelle 4.2: Spiegelpunkte und Verlustkegel für $L=6$ (Io) und $L=9,5$ (Europa). Der Öffnungswinkel α_{eq}^{BLC} ist nur von L abhängig.

äqu. Pitchwinkel α_{eq} [°]	Position Spiegelpunkt magn. Breite [°]	Abstand [R_{Jup}]		Öffnungswinkel α_{eq}^{BLC} [°]	
		$L=6$	$L=9,5$	$L=6$	$L=9,5$
		0,00	90,00	0,00	0,00
5,00	60,69	1,44	2,27		
10,00	52,45	2,23	3,53		
20,00	41,41	3,37	5,34	2,85	1,41
40,00	26,25	4,83	7,64		
60,00	14,69	5,61	8,89		
90,00	0,00	6,00	9,50		

In der Dipolnäherung (Gl. 4.9) kann man damit eine Beziehung zwischen der magnetischen Breite des Spiegelpunktes λ_m und dem äquatorialen Pitchwinkel α_{eq} herstellen:

$$\begin{aligned} \sin^2 \alpha_{eq} &= \frac{\cos^6 \lambda_m}{4 - 3 \cos^2 \lambda_m} \\ &= \frac{r^3 / L^3}{\sqrt{4 - 3r/L}} \end{aligned} \quad (4.31)$$

wobei L der in Gl. 4.12 definierte L-Parameter ist. Sofern keine der drei adiabatischen Invarianten verletzt wird, bleibt dieses Teilchen auf dieser Bahn zwischen den zwei Spiegelpunkten gefangen. Plasmawellen, variierende Magnetfelder oder auch Stöße mit anderen Teilchen können nun Impuls, Ladungszustand oder auch Masse (reaktiver Stoß) dieses Teilchens so verändern, daß es für das Meßinstrument als verloren gilt.

Die Verarmung von Teilchen mit kleinen Pitchwinkeln (0° oder 180°) ist meist auf einen in der Planetenatmosphäre stattfindenden Stoß zurückzuführen. Ein Stoßprozeß mit atmosphärischen Teilchen kann passieren, wenn der Spiegelpunkt des Teilchens in der dichten Planetenatmosphäre (oder gar im Inneren des Planeten) liegt. Unter der Annahme, daß alle Teilchen mit einem Spiegelpunkt unterhalb $1 R_{Jup}$ für die nächste Messung am Äquator verloren sind, kann man aus Gl. 4.31 den äquatorialen Öffnungswinkel des Verlustkegels (*Bounce Loss Cone*, Abkürzung in Formeln: BLC) berechnen:

$$\sin^2 \alpha_{eq}^{BLC} = \frac{1}{L^3} \sqrt{\frac{1}{4 - 3/L}} \quad (4.32)$$

Teilchen mit einem äquatorialen Pitchwinkel α_{eq} , der kleiner ist als der Winkel α_{eq}^{BLC} befinden sich im Verlustkegel und werden gestreut, bevor sie ihren Spiegelpunkt erreichen.

In Tab. 4.2 sind die Lage der Spiegelpunkte und die Öffnungswinkel der Verlustkegel für verschiedene äquatoriale Pitchwinkel aufgeführt. Die erwartete Pitchwinkel-Verteilung für ein ungestörtes Dipolfeld zeigt also isotropen Fluß außerhalb des Verlustkegels und keine Teilchen im Verlustkegel. Quell- und Verlustmechanismen, Beschleunigungsprozesse und Diffusion (siehe Kap. 4.6) führen zu einer Veränderung dieser „idealen“ Pitchwinkel-Verteilung.

Tabelle 4.3: Diffusionsmechanismen

Wechselwirkung mit	Verletzung von	Erhaltung von	Diffusion
Zyklotron-Wellen	μ, J, Φ^a	Feldlinie, E_{kin}	Pitchwinkel, radial
<i>Bounce</i> -resonante Wellen	J, Φ	μ	Pitchwinkel, radial
Oszillationen im geomagnetischen Feld	Φ	μ, J	radial
Kompression der Magnetosphäre, variierendes E-Feld, Änderungen im Ringstrom, ...	Φ	μ, J	radial
Coulomb Stöße mit Atmosphäre	μ, J, Φ^a	Feldlinie, E_{kin}	Pitchwinkel, radial
reaktive Stöße (Ladungstausch)	μ, J, Φ		Pitchwinkel, radial

^aErhaltungsgröße in symmetrischen Feldern

4.6 Diffusion

Die Erhaltung der in Kap. 4.2 bis Kap. 4.4 beschriebenen adiabatischen Invarianten hat zur Folge, daß ein Teilchen seine L-Schale nicht verlassen kann und deshalb auf dieser Schale gefangen bleibt. Anders ausgedrückt ist es einem Teilchen sogar unmöglich, ohne Verletzung einer der Invarianten überhaupt auf diese L-Schale zu gelangen. Stoßprozesse, variierende magnetische Felder und externe Kräfte (elektrische Felder) können diese Teilchenbahnen auf irreversible Art beeinflussen und damit zu einem Diffusionsprozeß führen. Je nach Zeitskala der Störung, die periodisch (Wellen) oder stochastisch (Änderung im Sonnenwinddruck, Stoßprozesse) auftreten kann, werden eine oder mehrere adiabatische Invariante verletzt. Tab. 4.3 [Roederer, 1970] gibt einen Überblick über mögliche Störungen und deren Folgen.

Um das Verhalten von Teilchen in diesen veränderlichen Feldern zu beschreiben, bedient man sich den Methoden der statistischen Physik. Nicht mehr die Bahn eines einzelnen Teilchens, sondern das Verhalten eines Teilchenensembles (beschrieben durch eine Verteilungsfunktion f) wird untersucht. In den folgenden zwei Kapiteln soll kurz auf das Wesentliche der Pitchwinkel- und der radialen Diffusion eingegangen werden. Genaue Behandlungen mit theoretischen Ableitungen finden sich unter anderem in Roederer [1970] oder in Walt [1994].

4.6.1 Pitchwinkel-Diffusion

Die Pitchwinkel-Diffusion bewirkt einen Transport des Spiegelpunktes entlang der Magnetfeldlinie und stellt damit einen Mechanismus dar, der Teilchen in den Verlustkegel befördern kann. Je nach dem Betrag des Pitchwinkel-Diffusionskoeffizienten $D_{\alpha\alpha}$ kann man zwei Grenzfälle unterscheiden.

Ist die Geschwindigkeit der Pitchwinkel-Diffusion im Verhältnis zur *Bounce*-Periode des Teilchens klein, dann spricht man von *schwacher Pitchwinkel Diffusion*; die Teilchen führen

mehrere Pendelbewegungen zwischen den Spiegelpunkten durch, bis sie in den Verlustkegel gestreut werden. In diesem Fall hängt die Form der Pitchwinkel-Verteilung weder von der Intensität der Teilchenquelle noch vom Wert des Diffusionskoeffizienten ab. Die beobachtete Pitchwinkel-Verteilung wird sehr wenige Teilchen innerhalb des Verlustkegels zeigen.

Im Grenzfall der *starken Pitchwinkel-Diffusion* werden die Teilchen während einer *Bounce-Periode* in den Verlustkegel gestreut. Dies führt zu einer Auffüllung der Verlustkegel und damit zur Isotropisierung der Pitchwinkel-Verteilungen. Die Verlustrate hängt dann vom Öffnungswinkel des Verlustkegels (α_{eq}^{BLC}) und der *Bounce-Periode* τ_b und nicht vom Betrag des Diffusionskoeffizienten ab.

Kennel and Petschek [1966] berechneten Diffusionskoeffizient und die Verteilungsfunktionen für Elektronen und Ionen in den Strahlungsgürteln der Erde unter Einwirkung von *whistler-mode noise* bzw. Ion-Zyklotron-Wellen. Dazu lösten sie die Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{\sin \alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(D_{\alpha\alpha} \sin \alpha \frac{\partial f}{\partial \alpha} \right) \quad (4.33)$$

und berechneten näherungsweise den Diffusionskoeffizienten $D_{\alpha\alpha}$:

$$D_{\alpha\alpha} \approx \frac{(\Delta\alpha)^2}{2\Delta t} \approx \frac{|\Omega^\pm|}{|\cos \alpha|} k^* \left(\frac{B_k}{B} \right)^2 \equiv \frac{D_{\alpha\alpha}^*}{|\cos \alpha|} \quad (4.34)$$

wobei $k^* \equiv |\Omega^\pm|/v$ die typische Wellenzahl für das Whistler (–) bzw. das Ion-Zyklotron-Wellen Spektrum (+), B_k^2 die Energie pro Wellenzahl bei Resonanz und Ω^\pm die Zyklotronfrequenz für Elektronen (–) bzw. Ionen (+) bedeuten. Diese Diffusionsgleichung soll nun für den Gleichgewichtsfall gelöst werden (Fluß der Teilchenquelle = Fluß in den Verlustkegel). In Kap. 7.1 soll später versucht werden, die mit EPD gemessenen Pitchwinkel-Verteilungen mit Hilfe dieser Diffusionsgleichung zu erklären.

Um den Verlust von Teilchen im Verlustkegel (Öffnungswinkel α^{BLC}) auszugleichen und damit eine Gleichgewichtsverteilung zu erhalten, nehmen *Kennel and Petschek* [1966] an, daß Teilchen mit „flachem“ Pitchwinkel ($=90^\circ$) über den gesamten Bereich der *Bounce-Periode* gleichmäßig injiziert werden. Diese Annahme der Teilchenquelle ist natürlich willkürlich, erlaubt aber die analytische Lösung der Diffusionsgleichung durch die Darstellung der Quellfunktion als δ -Funktion. Da über Ort und Art der Beschleunigungsprozesse, die ja die Quelle der energetischen Teilchenpopulation darstellen, ohnehin nicht viel bekannt ist, soll diese Näherung genügen. Damit erhalten *Kennel and Petschek* [1966] für die Verteilungsfunktion f_1 innerhalb und f_2 außerhalb des Verlustkegels:

$$\begin{aligned} f_1(\alpha, v) &= \frac{S(v)}{D_{\alpha\alpha}^*} h(\alpha) && \text{für } 0 < \alpha < \alpha^{BLC} \\ f_2(\alpha, v) &= \frac{S(v)}{D_{\alpha\alpha}^*} \left(h(\alpha^{BLC}) + \ln \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha^{BLC}} \right) && \text{für } \alpha^{BLC} < \alpha < \pi/2 \end{aligned} \quad (4.35)$$

$S(v)$ beschreibt den Fluß der Injektion von Teilchen (und ist damit auch gleich dem Fluß in den Verlustkegel), und die Funktion $h(\alpha)$ ist gegeben durch

$$h(\alpha) = \frac{\sqrt{D_{\alpha\alpha}^* T_E}}{\alpha^{BLC}} \frac{I_0(\alpha/\sqrt{D_{\alpha\alpha}^* T_E})}{I_1(\alpha/\sqrt{D_{\alpha\alpha}^* T_E})} \quad (4.36)$$

wobei I_0 und I_1 die modifizierten Besselfunktionen sind und $T_E \approx LR_{Jup}/V_R$ die Zeit beschreibt, die das Teilchen in der Diffusionsregion verbringt, nachdem es am Äquator in den Verlustkegel gestreut wurde. Sie entspricht ungefähr einem Viertel der *Bounce*-Periode des Teilchens. V_R ist die Resonanzgeschwindigkeit, definiert durch $kV_R = \omega - |\Omega^\pm|$.

Aus 4.35 läßt sich eine mittlere Lebensdauer T_L eines Teilchens berechnen, vor es in den Verlustkegel gestreut wird. Dazu dividiert man die Anzahl der gefangenen Teilchen mit bestimmter Energie durch die Verlustrate:

$$\begin{aligned} T_L &= \frac{1}{D_{\alpha\alpha}^*} \int_{\alpha^{BLC}}^{\pi/2} d\alpha \sin \alpha \left(h(\alpha^{BLC}) + \ln \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha^{BLC}} \right) \\ &\approx \frac{1}{D_{\alpha\alpha}^*} \left[h(\alpha^{BLC}) + \ln \left(e \tan \frac{\alpha^{BLC}}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.37)$$

Im Grenzfall der schwachen Pitchwinkel-Diffusion kann Gl. 4.37 näherungsweise durch

$$T_L \approx 1/D_{\alpha\alpha}^* \ln(2/e\alpha^{BLC}) \quad (4.38)$$

bestimmt werden. Die Lebensdauer hängt in diesem Fall hauptsächlich von der Wellenintensität ab. Der Öffnungswinkel des Verlustkegels geht nur logarithmisch ein, und es gibt keine Abhängigkeit der Lebensdauer von der Energie des Teilchens. Im anderen Grenzfall der starken Pitchwinkel-Diffusion ergibt sich als Näherung:

$$T_L \approx 2T_E/(\alpha^{BLC})^2 \quad (4.39)$$

Hier ist die mittlere Lebensdauer T_L unabhängig von der Wellenintensität der Whistler-Welle (Elektronen) bzw. der Ion-Zyklotron-Welle (Ionen), aber indirekt proportional zur Geschwindigkeit des Teilchens (T_E).

4.6.2 Radiale Diffusion

Radiale Diffusion (oder auch L-Diffusion) bewirkt einen Transport von Teilchen über die L-Schalen. Die erste und die zweite adiabatische Invariante bleiben bei diesem Prozeß erhalten, es genügt also, die Diffusionsgleichung nur für die 3. adiabatische Invariante Φ zu betrachten. Da der L-Parameter in Satellitenexperimenten eine anschaulichere Bedeutung hat ($\Phi = L^{-1}$), kann die aus der Fokker-Planck Gleichung hergeleitete Diffusionsgleichung mit dem radialen Diffusionskoeffizienten D_{LL} folgendermaßen angegeben werden [Walt, 1994]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial L} \left(D_{LL} \frac{1}{L^2} \frac{\partial}{\partial L} (L^2 f) \right) \quad (4.40)$$

Bereits aus den Daten der PIONEER und VOYAGER Raumsonden versuchte man, diesen radialen Diffusionskoeffizienten zu bestimmen (siehe zum Beispiel *Armstrong et al.* [1981]). Diese Ergebnisse werden in Kap. 7 für die Interpretation der GALILEO-Daten benötigt und werden daher auch dort genauer behandelt.

Kapitel 5

Der Io-Torus

Die Galileiischen Monde Io, Europa, Ganymed und Callisto bewegen sich auf ihrer Umlaufbahn um Jupiter innerhalb dessen Magnetosphäre. Eine Reihe von Wechselwirkungen zwischen dem magnetosphärischen Plasma und den Monden sind die Folge. Die Nähe zum Gasriesen Jupiter verursacht beim innersten der vier Monde, Io, sehr starke Gezeitenkräfte, die Io zum vulkanisch aktivsten Körper im Sonnensystem machen. Diese Aktivität zusammen mit dem Bombardement von Plasmateilchen mit Energien von einigen Elektronenvolt bis zu etlichen Megaelektronenvolt sorgen für eine einzigartige Plasmapopulation in der inneren Jupitermagnetosphäre.

GALILEO flog am 7. Dezember 1995 in einer Höhe von 895 km an Io vorbei. Die Messungen der Wellen- und Teilchenexperimente an Bord von GALILEO lieferten neue Informationen über diese Region, die den bisherigen Kenntnisstand, der auf erdgebundene Messungen und den Vorbeiflügen der VOYAGER und PIONEER Raumsonden beruht, erheblich erweitern konnten. Im folgenden Abschnitt sollen die Effekte, die zur Ausbildung von Plasma- und Neutralgastori führen, kurz behandelt werden. Ausführliche Informationen über Io und seine Plasmaumgebung finden sich zum Beispiel in den Übersichtsartikeln von *Spencer and Schneider* [1996] und *Thomas* [1992]. Besonders der Neutralgastorus spielt bei der Interpretation der Daten des *Energetic Particles Detector* eine entscheidende Rolle, weil er als Senke für Teilchen mit großen Pitchwinkeln dienen kann (siehe Kap. 7.2).

5.1 Neutralgastorus

Die Entdeckung einer Neutralgaswolke um Io geht auf *Brown* [1974] zurück, der mit erdgebundenen Beobachtungen atomares Natrium über einen sich entlang der Io-Umlaufbahn erstreckenden Bereich nachweisen konnte. Natrium ist nur zu einigen Prozent Bestandteil der Neutralgaswolke, die Io umgibt, ist aber aufgrund der Helligkeit der Natriumlinie leicht zu beobachten. Die Hauptbestandteile der Neutralgaswolke sind atomarer Schwefel, atomarer Sauerstoff und Schwefeldioxid, deren Ursprung hauptsächlich die Vulkane auf Io sind. Sie erhalten durch *Sputtering*, dem Herausschlagen von Teilchen durch Stöße mit den schnellen Plasmateilchen, die Energie, um der Gravitation von Io zu entkommen.

Erstmals entdeckt wurde neutraler Sauerstoff von *Brown* [1981] und neutraler Schwefel

von *Durrance et al.* [1982] in großen Entfernungen zu Io. *Smyth and Shemansky* [1983] modellierten diese Verteilung erstmals als Torus entlang der Umlaufbahn von Io (siehe Abb. 5.1). Die neutralen Teilchen bewegen sich dabei mit einer im Vergleich zu Io geringen Geschwindigkeit auf Keplerbahnen um Jupiter. Nach dem dritten Keplerschen Gesetz befinden sich dann schnellere Teilchen innerhalb, langsamere Teilchen außerhalb der Io-Umlaufbahn auf stabilen Orbits, was bei isotropem Ausstoß der Teilchen von Io eine „bananenförmige“ Gestalt der Neutralgaswolke erklärt.

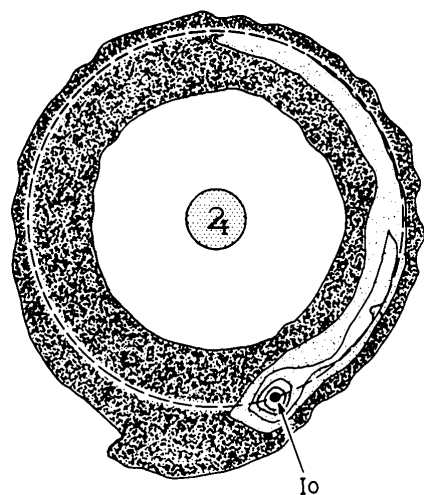


Abbildung 5.1: Modell der Säulendichte des atomaren Sauerstofftorus (aus *Smyth and Shemansky* [1983]). Das Modell entstand aus Beobachtungen von *Brown* [1981] unter der Annahme, daß Stöße mit Plasmaelektronen den einzigen Verlustprozeß für neutralen Sauerstoff darstellen; Ladungstausch mit Plasmaionen wurde vernachlässigt.

Die bananenförmige Gestalt ist besonders für die Natrium-Neutralgaswolke ausgeprägt. Die kurze Lebenszeit der Natriumatome gegenüber dem Hauptverlustprozeß für Neutrale, der Ionisation durch Stöße mit Plasmaelektronen, bewirkt einen raschen Dichteabfall in longitudinaler Richtung, also entlang der Umlaufbahn von Io. Daher bildet sich für Natrium kein jupiterumspannender Torus aus. Sauerstoff- und Schwefelatome haben gegenüber diesem Prozeß eine mindestens um einen Faktor 100 höhere Lebenszeit, die Neutralgaswolke entartet für diese Atome zu einem Torus entlang der Io-Umlaufbahn mit einem Maximum der Teilchendichte beim Mond Io. Die mit kleinerem radialen Abstand abnehmende Elektronentemperatur und das damit verbundene Absinken des Querschnittes für die Ionisation durch Elektronenstoß verlängert die mittlere Lebensdauer für Neutrale innerhalb der Io-Bahn. Das erklärt die breitere Ausdehnung des neutralen Torus zu kleineren radialen Abständen.

Die Bestimmung der Dichten für Sauerstoff- und Schwefelatome ist äußerst schwierig. Aus erdgebundenen Messungen erhält man eine über die Sichtlinie integrierte Säulendichte. Die Entfaltung gestaltet sich problematisch, da die beobachteten Emissionen durch Stoßanregung zustande kommen und damit quadratisch in der Dichte sind. Optische Beobachtungen der elektronischen Temperatur von neutralem Sauerstoff (OI) führten *Brown* [1981] auf einen Wert von $30 \pm 15 \text{ cm}^{-3}$.

Mit einem Teleskop und einem Spektrometer an Bord einer Rakete beobachteten *Skinner and Durrance* [1986] die Emissionen von neutralem Sauerstoff und Schwefel. Sie erhielten für den Io gegenüberliegenden Bereich der Umlaufbahn (180° longitudinaler Abstand zu Io) Untergrenzen der Neutralgasdichten von $29 \pm 15 \text{ cm}^{-3}$ für neutralen Sauerstoff und $6 \pm 3 \text{ cm}^{-3}$

für neutralen Schwefel. Ein Modell von *Smith and Strobel* [1985] kommt auf dieselben Werte, nämlich 30 cm^{-3} für Sauerstoffatome und 6 cm^{-3} für Schwefelatome.

In Kap. 7.2.3 soll aus den von GALILEO im Io-Torus gemessenen Teilchenflüssen auf die Neutralgasdichte geschlossen werden und dann mit den in Tab. 7.3 angeführten Werten verglichen werden.

5.2 Plasmatorus

Kupo et al. [1976] konnten erstmals einen Torus einfach geladenen Schwefels entlang der Io-Umlaufbahn beobachten. Die in situ Messungen der Raumsonden, besonders von VOYAGER 1, bestätigten diese Beobachtungen. Das *Plasma Science Instrument* (PLS, *Bridge et al.* [1979]) auf VOYAGER 1 konnte Ionen- und Elektronendichten messen, das *Ultraviolet Spectrometer* (ULS, *Broadfoot et al.* [1979]; *Sandel et al.* [1979]) lieferte Daten über die unerwartet hohe Temperatur des Torus (einige Elektronenvolt für Elektronen, einige 10 Elektronenvolt für Ionen).

Der Io-Plasmatorus besteht fast ausschließlich aus Sauerstoff- und Schwefelionen in verschiedenen Ladungszuständen. Sie entstehen durch Ionisation der von Io emittierten neutralen Atome und Moleküle, und bewegen sich dann als geladene Teilchen nach den in Kap. 4 beschriebenen Bahnen mit einer Geschwindigkeit von 74 km/s beim Abstand von $6 R_{Jup}$ (Radius der Io-Umlaufbahn) in der Rotationsrichtung von Jupiter. Sie „überholen“ damit den Mond Io, der sich mit 17,8 km/s um Jupiter bewegt. Als Plasmatorus im engeren Sinne werden die Teilchen mit Energien bis 100 eV angesehen, das der kinetischen Energie der Korotation entspricht.

Das GALILEO Plasma-Instrument (PLS) konnte beim Io-Vorbeiflug im Dezember 1995 die Zusammensetzung des Plasmatorus messen [*Frank et al.*, 1996]. Danach besteht der Plasmatorus zu $15(\pm 5)\%$ aus O^{++} , $50(\pm 15)\%$ aus O^+ und S^{++} (keine Unterscheidung möglich, weil O^+ und S^{++} dasselbe Masse/Ladungsverhältnis haben), $30(\pm 5)\%$ aus S^+ und $5(\pm 2)\%$ aus SO_2^+ .

Die Plasmadichten betragen in der Nähe der Io-Umlaufbahn nach den Ergebnissen des PLS etwa 3600 Ionen/cm^3 [*Frank et al.*, 1996] und dem *Plasma Wave Subsystem* (PWS) $4000 \text{ Elektronen/cm}^3$ [*Gurnett et al.*, 1996]. Diese Dichten sind im Vergleich zu den Messungen der VOYAGER-Raumsonden um einen Faktor 2 höher, der Unterschied wird von *Bagenal et al.* [1997] behandelt. Das Verhältnis O/S liegt im Bereich von 1 bis 2 (siehe *Spencer and Schneider* [1996] und darin enthaltene Referenzen).

Der Io-Plasmatorus kann in radialer Richtung in drei Regionen eingeteilt werden [*Trauger*, 1984]:

- *Kalter Torus* ($\approx 5,3 R_{Jup}$): Er besteht hauptsächlich aus einfach geladenen Ionen mit Temperaturen von einigen Elektronenvolt, die Elektronen haben in etwa vergleichbare Temperaturen.
- *Ribbon* (Band, Streifen, $\approx 5,7 R_{Jup}$): Dieses sehr dünne Band ($0,1-0,2 R_{Jup}$) enthält ebenfalls hauptsächlich einfach geladene Ionen, die Iontemperatur ist allerdings um einen

Faktor 10 höher als im kalten Torus. Die VOYAGER-Messungen zeigten hier das Maximum der Plasmadichte.

- *Heißer Torus* (bis $\approx 7,5 R_{Jup}$): Hier ist der Schwefel vorwiegend zweifach ionisiert, der Sauerstoff einfach, die Plasmadichte nimmt nach außen hin ab. Die Iontemperatur liegt bei 70 eV, die der Elektronen bei 6 eV.

Diese Struktur entsteht in erster Näherung durch den radialen Transport der Teilchen, die von Io gleichförmig in alle Raumrichtungen abgegeben werden: Der Transport nach innen ist langsam, weil er gegen die Zentrifugalkraft erfolgt; die Ionen haben Zeit, sich abzukühlen. Die Zentrifugalkraft ermöglicht den schnellen Transport von Ionen nach außen, die Ionen haben wenig Zeit sich abzukühlen. Über das Zustandekommen des *Ribbons* gibt es noch keine allgemein anerkannte Vorstellung, die verschiedenen Modelle sind von *Bagenal* [1992] zusammengefaßt worden. Abb. 5.2 zeigt die Elektronendichte im Io-Plasmatorus gemessen mit dem PWS-Instrument von GALILEO, verglichen mit den erwarteten Dichten nach einem auf VOYAGER-Daten basierenden Modell. Das Fehlen des *Ribbons* bei den GALILEO-Messungen wird in *Bagenal et al.* [1997] diskutiert.

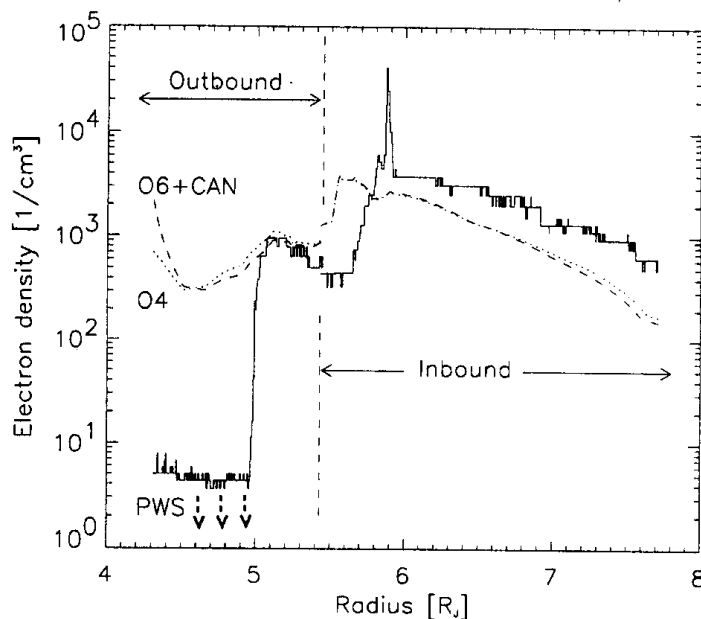


Abbildung 5.2: Vergleich der radialen Profile der Elektronendichte gemessen mit dem PWS-Instrument auf GALILEO mit auf VOYAGER-Daten basierenden Modellen: Das Band (*Ribbon*) zwischen kaltem und heißem Torus fehlt bei den GALILEO-Daten (aus *Bagenal et al.* [1997]). Der Peak in der Elektronendichte bei $5,9 R_{Jup}$ markiert die Durchquerung der *Io Flux-Tube* (Kap. 6.3.1).

Die Ausdehnung in latitudinaler Richtung wird stark von der Neigung der magnetischen Dipolachse von Jupiter zu seiner Rotationsachse beeinflusst. Die schnelle Rotation von Jupiter und die damit verbundene hohe Korotationsgeschwindigkeit des Plasmas (74 km/s bei Io) bewirkt, daß die Gleichgewichtsposition der Plasmateilchen, die entlang der Feldlinien *Bounce*- und Driftbewegung ausführen, an dem von Jupiter am weitesten entfernten Punkt liegt. Die Ebene dieser Gleichgewichtspositionen (*zentrifugale Ebene*) ist 7° gegen die Bahnebene von Io¹ geneigt, das Maximum der Plasmadichten (Plasmaäquator) liegt nahe diesem zentrifugalen

¹Die Bahnebene von Io ist identisch mit der Rotationsäquatorebene von Jupiter, da die Inklination der Io-Bahn 0° beträgt.

Äquator. Strukturen in longitudinaler Richtung (λ_{III} - und λ_{IV} -Asymmetrien) wurden ebenfalls beobachtet, sie spielen bei der Interpretation der in dieser Arbeit vorgestellten Daten allerdings keine Rolle; Informationen zu diesen Asymmetrien finden sich zum Beispiel in *Spencer and Schneider* [1996].

Kapitel 6

Daten des *Energetic Particles Detector* bei Jupiter

6.1 Datentypen

Der EPD-Sensor mit seinen insgesamt vier verschiedenen Teleskopen liefert eine Vielzahl von Informationen über die Population der energetischen Teilchen in der Jupitermagnetosphäre. Diese Information wird an Bord der Raumsonde vorprozessiert; es erfolgt eine Einteilung in Energie- und Teilchenkanäle sowie die Speicherung der Richtungs- und Zeitinformation und eine Kompression, um die Übertragung höherer Datenmengen zu ermöglichen. Mit den vier Radioteleskopen des *Deep Space Network* (DSN) wird der Empfang der GALILEO-Daten rund um die Uhr möglich. Die Laufzeit der Signale von Jupiter zur Erde beträgt je nach Planetenkonstellation zwischen 35 und 50 Minuten.

Der Ausfall der *High-Gain* Antenne (siehe Kap. 2.3) und die damit verbundene Reduktion der Übertragungsrate um einen Faktor 1000 machten einige Änderungen in der Organisation der Daten notwendig. Für das EPD-Instrument bedeutete dies eine Einteilung der übermittelten Daten in 2 Kategorien: den *record-mode* Daten und den *real-time* Daten.

6.1.1 *Record-Mode* Daten

Die *record-mode* Daten repräsentieren das für den EPD-Sensor ursprünglich geplante Datenformat. Die dafür notwendige Übertragungsrate beträgt 912 bps, knapp ein Prozent der geplanten 134 kbps für die gesamte Raumsonde, die mit der 4,8 Meter großen *High-Gain* Antenne möglich gewesen wären. Der Ausfall dieser Antenne (siehe Kap. 2.3) läßt eine kontinuierliche Übertragung der Daten in diesem Format leider nicht zu. Durch das mitgeführte Bandlaufwerk ist es jedoch möglich, Daten in diesem Format auf ein Band zwischenzuspeichern und dann mit einer niedrigeren Übertragungsrate von einigen zehn Bits pro Sekunde zu übermitteln. Für besonders interessant erscheinende Ereignisse, wie zum Beispiel Vorbeiflüge an den Galileischen Monden oder Durchquerungen der Plasmaschicht, wird daher der *Energetic Particles Detector* in diesen sogenannten *record-mode* („Aufzeichnungsmodus“) geschaltet.

Bis zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit sind insgesamt zwölf *record-mode* Da-

Tabelle 6.1: Bisher gewonnene *record-mode* Daten der GALILEO Mission.

Orbit	Ereignis	Zeit			Ort	
		Jahr	DOY	von - bis (UT)	R_{Jup}	Lokalzeit
I0	Vorbeiflug & Io-Torus	1995	341	16:54 - 18:24	6	11:45
G2	Vorbeiflug Ganymed	1996	250	18:32 - 19:28	15	10:45
	Durchq. Plasmaschicht	1996	255	02:38 - 03:18	39,3	23:50
C3	Vorbeiflug Callisto	1996	309	13:14 - 14:00	26,2	07:47
	Transaurora-Region	1996	310	07:04 - 07:45	29,2	08:57
E4	Vorbeiflug Europa	1996	354	06:33 - 07:27	9,2	16:45
E6	Vorbeiflug Europa	1997	051	16:37 - 17:22	9,1	12:55
G7	Durchq. Plasmaschicht	1997	089	18:49 - 19:34	46,4	04:45
	Vorbeiflug Ganymed	1997	095	06:45 - 07:41	15	19:44
G8	Vorbeiflug Ganymed	1997	127	15:38 - 16:23	15	08:06
C9	Vorbeiflug Callisto 9	1997	176	13:25 - 14:11	26,2	05:31
	Aurora Kampagne A	1997	179	13:49 - 14:50	18,3	18:08
	Tail Beob. (Abendseite)	1997	204	13:11 - 13:55	129,4	23:43
	Tail Beob. (Apojovium)	1997	219	11:06 - 12:35	143	00:18
	Tail Beob. (Morgenseite)	1997	235	14:07 - 16:07	129,8	00:56
C10	Vorbeiflug Callisto	1997	259	23:49 - 00:48	26,2	05:02
	magn. Äquator	1997	261	22:36 - 23:21	9,2	12:39
E11	Europa Vorbeiflug	1997	310	20:09 - 22:50	9,2	11:20

tensätze übermittelt worden (siehe Tab. 6.1). Auch für die GALILEO Europa Mission sind noch einige *record-mode*-Daten geplant. Besonders interessant versprechen dabei die noch ausstehenden Io-Vorbeiflüge I24 und I25 zu werden, die GALILEO im Jahr 1999 noch zwei Mal die Möglichkeit der in situ Messung von Prozessen im Io-Torus gibt.

Die *record-mode* Daten zeichnen sich durch eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung der Meßpunkte aus. So wird eine Rotation der Raumsonde in 16, 32 oder 64 Segmente unterteilt (Spin-Sektoren). Mit den sieben möglichen Meßpositionen, die der Stepper-Motor bietet (Step-Sektoren), erreicht man damit eine Auflösung von bis zu 448 Datenpunkten auf der Einheitskugel. Die Rotationsperiode von GALILEO beträgt etwa 20 Sekunden, die maximale zeitliche Auflösung beträgt daher in den Kanälen mit 64 Segmenten 20/64 Sekunden.

Die Orientierung der Raumsonde und die Sektorisierung der Daten ist in Abb. 6.1 dargestellt. Als z_{SC} -Achse¹ wird die Rotationsachse von GALILEO bezeichnet. Die negative z_{SC} -Achse zeigt dabei immer in Richtung Erde, um eine optimale Ausrichtung der Antenne und damit eine möglichst hohe Datenübertragungsrate zu gewährleisten. Diese Richtung entspricht in etwa auch der Richtung zur Sonne, die maximale Abweichung zwischen Erd- und Sonnenrichtung beträgt $\approx 11^\circ$.

Die Numerierung der Sektoren verläuft nach folgendem Schema: Motorposition 1 zeigt in Richtung der negativen z_{SC} -Achse (zur Erde), Motorposition 7 in die entgegengesetzte Rich-

¹Der Index *SC* gibt an, daß es sich um das Koordinatensystem der Raumsonde GALILEO (*Spacecraft*) handelt.

SC-System:

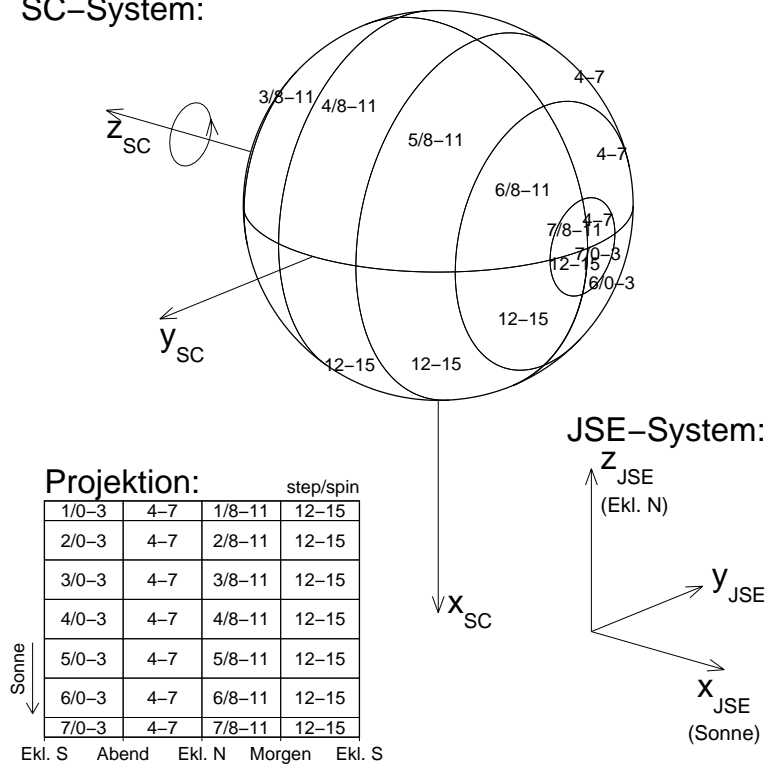


Abbildung 6.1: Sektorisierung der *record-mode* Daten. Die Rotation von GALILEO erfolgt um die z_{SC} -Achse, die x_{SC} -Achse zeigt in Richtung ekliptischer Süden und die y_{SC} -Achse vervollständigt das orthogonale Koordinatensystem. Die Sektorisierung ist für die 16-Spinkanäle dargestellt (siehe Kugel und Projektion), wobei in der Darstellung wegen der besseren Übersichtlichkeit jeweils drei Spinsektoren (0-3, 4-7, 8-11 und 12-15) zusammengefaßt sind. Zur Orientierung ist das JSE-Koordinatensystem eingezeichnet (*Jupiter Solar Ecliptic*).

tung, die dazwischenliegenden Motorpositionen 2 bis 6 werden in 30° Schritten durchlaufen. Der Spinsektor 0 befindet sich in Richtung $+x_{SC}$ (ekliptischer Süden), die weiteren Spinsektoren unterteilen die Rotation der Raumsonde in 16, 32 oder 64 Segmente. Die Auswertung des Signals des Teilchens im Detektor (Energie- und Masseninformation) liefert somit zusammen mit dieser Sektorisierung für jeden Energie- und Teilchenkanal einen kompletten 4π -Raumwinkel Datensatz.

Es soll erwähnt werden, daß die Öffnungswinkel der EPD-Teleskope (siehe Abb. 3.2 und Abb. 3.3) zum Teil größer sind als die Öffnungswinkel der oben beschriebenen, durch zeitliche Einteilung gewonnenen Sektoren. Dies kann zu einer künstlichen Verbreiterung sehr stark kollimierter Teilchenstrahlen führen.

Diese Einteilung wird durch die begrenzte Telemetrierrate notwendig gemacht. Unter Laborbedingungen („unendliche“ Datenübertragungsrate möglich), kann natürlich die komplette Information eines jeden Teilchenereignisses gespeichert werden. Diese Technik erhöht die Richtungsauflösung (gekoppelt mit der zeitlichen Auflösung) und die Information über Energie- und Masse des detektierten Teilchens. Im PHA-Modus (*Pulse-Height Analysis*) werden einzelne Ereignisse, versehen mit einem Prioritätenschema, das schwere und hochenergetische Teilchen bevorzugt, mit dieser vollen Information gespeichert (siehe Abb. 3.4). Sie sind eine ideale Ergänzung zu den in Kanälen zusammengefaßten Daten und sind besonders für das bessere Verständnis der Betriebsweise des Sensors wichtig.

6.1.2 Real-Time Daten

Die S-Band Mission² machte aufgrund der niedrigen zur Verfügung stehenden Übertragungsrates von 5 bis 40 Bits pro Sekunde eine komplette Neuorganisation der Daten notwendig. Die vorgegebene Funktionsweise des Sensors (Rotation durch Raumsondendrehung, Positionierung durch den Stepper-Motor) mußte mit einer neuen Sektorisierung versehen werden, um die Datenmenge durch Reduktion von zeitlicher und räumlicher Auflösung zu verkleinern. Besonders der Arbeit von S. Jaskulek am JHU/APL und dem Einsatz des *Principal Investigators* von EPD, Don Williams, ist es zu verdanken, daß durch diesen neuen Modus trotz der um einen Faktor 100 reduzierten Übertragungsrate 70 Prozent der wissenschaftlichen Zielsetzung erfüllt werden können.

SC-System:

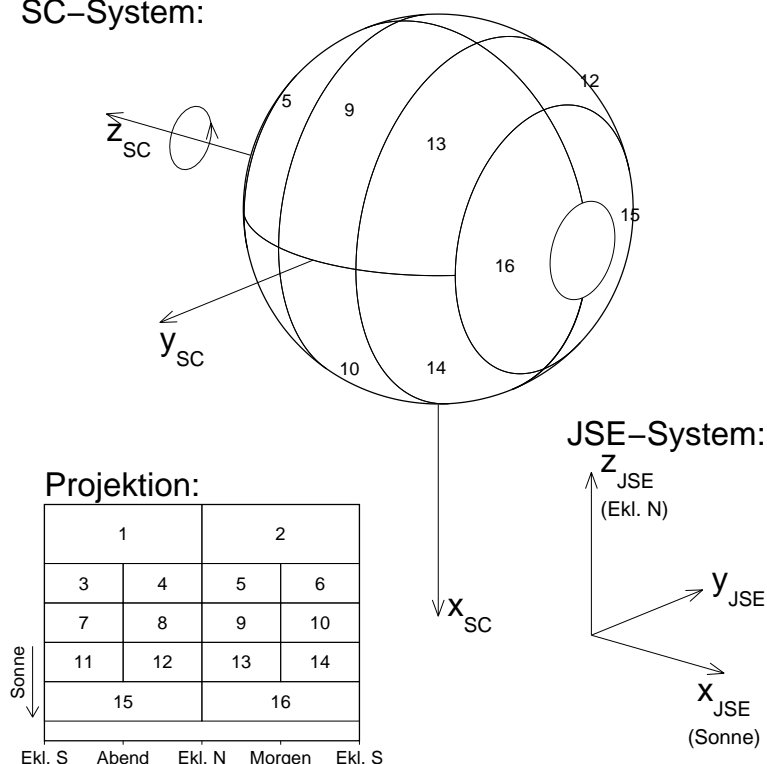


Abbildung 6.2: Sektorisierung der *real-time* Daten. Die Daten werden über einen Zeitraum von 3 bis 12 Minuten gesammelt und an Bord der Raumsonde nach dem abgebildeten Schema sektorisiert. Die maximale Anzahl der räumlichen Sektoren beträgt 16 (vergleiche *record-mode*: maximal 448 Sektoren). Die Orientierung der Raumsonde und die Einteilung in Energie- und Teilchenkanäle ist gegenüber dem *record-mode* unverändert.

Abb. 6.2 stellt diese Sektorisierung graphisch dar. Die maximale Anzahl räumlicher Sektoren beträgt 16, die Zeit für die Messung aller Sektoren beträgt je nach Übertragungsrate 3 bis 12 Minuten. Die Energie- und Massenauflösung wurde nicht verändert, ein direkter Vergleich von *record-mode* und *real-time* Daten ist damit sehr leicht möglich. Ebenso wurde ein PHA-Datenblock beibehalten, der die gesamte Energie- und Masseninformaton für einige wenige Ereignisse enthält. Da in dieser Arbeit ausschließlich *record-mode* Daten ausgewertet wurden, soll auf eine genauere Behandlung dieses Betriebsmodus verzichtet werden. Eine intensive Untersuchung der *real-time* Daten findet am MP Ae unter der Leitung von Dr. Norbert Krupp statt.

²Das für die *real-time*-Daten verwendete Übertragungsband ist das S-Band, die *record-mode*-Daten werden im X-Band übermittelt.

6.2 Verarbeitung der Daten

Da die Entwicklung des Detektors bereits etliche Jahre zurückliegt, und die Möglichkeiten der elektronischen Datenverarbeitung enorm gewachsen sind, wurde für die Auswertung der Daten im Rahmen dieser Arbeit ein neues, umfangreiches Software-Paket entwickelt. Es erlaubt die Erstellung einer Vielzahl von Diagrammen und auch die Anwendung einiger Fit-Mechanismen direkt auf die Rohdaten von EPD. Trotz der unterschiedlichen Datenstruktur können sowohl *record-mode* als auch *real-time* Daten gleichermaßen behandelt werden.

Die komplett in IDL geschriebene Software setzt auf die Blockstruktur der Rohdaten auf, die an der UNIVERSITY OF KANSAS aus den vom *Deep Space Network* (DSN) empfangenen Signalen zusammengestellt werden. Mit Hilfe von Textdateien können alle Parameter zur Erzeugung einer Abbildung definiert werden, ein LISP-Code für den Editor `emacs`, der auf nahezu allen Betriebssystemplattformen erhältlich ist, erlaubt die menügeführte Erstellung und Bearbeitung dieser Textdateien. Die Ausgabe der Bilder kann in unterschiedlichen Bildformaten (Bildschirmausgabe, Postscript-Datei, TIFF-Bild) oder auch als Textfile erfolgen. Bereits getestet wurde die Software unter den Betriebssystemen UNIX (Linux, Digital Unix, SunOS) und Windows 95. Eine Anpassung an jedes andere Betriebssystem (zum Beispiel VMS), für das IDL lieferbar ist, ist leicht möglich und erfordert nur die Abänderung der Dateistruktur (Pfadnamen).

Alle Abbildungen der in dieser Arbeit präsentierten EPD-Daten wurden mit dieser Software erstellt. Sie eignet sich damit nicht nur zur routinemäßigen Datenanalyse sondern auch zur publikationsreifen Präsentation der Daten. Über das Internet wurde die Software jedem EPD-Teammitglied verfügbar gemacht und wird mittlerweile auch am JHU/APL in Maryland eingesetzt.

6.3 Io Vorbeiflug Dezember 1995 (I0)

Kurz nach der Ankunft von GALILEO bei Jupiter am 7. Dezember 1995 fand der bisher einzige Vorbeiflug am Mond Io statt. Die hohe Strahlenbelastung in dieser innersten Region der Jupitermagnetosphäre ließen weitere Vorbeiflüge als zu riskant erscheinen. Dieser nahe Vorbeiflug an Jupiter (Abstand $4,9 R_{Jup}$) war notwendig, um GALILEO durch die Gravitation des Planeten auf die sogenannte GALILEO *Orbit-Tour* (Kap. 2.2) zu bringen. In der bis Dezember 1999 dauernden GALILEO Europa Mission soll es noch zwei weitere Vorbeiflüge an Io geben, der letzte am 7. Dezember 1999 (I25) soll den Abschluß der GALILEO-Mission darstellen.

Der *Energetic Particles Detector* war für etwa 90 Minuten um die nächste Annäherung (*Closest Approach*) an Io eingeschaltet. Bei den Daten handelt es sich um sogenannte *record-mode* Daten (Kap. 6.1.1), dem ursprünglich für die GALILEO Mission vorgesehenen Format mit hoher Zeit- und Winkelauflösung.

Die Bahn von GALILEO beim Vorbeiflug an Io in JSE-Koordinaten (*Jupiter Solar Ecliptic*) ist in Abb. 6.3 dargestellt. Die x-Achse des JSE-Koordinatensystems zeigt in Richtung Sonne, die z-Achse zeigt zum ekliptischen Norden und die y-Achse vervollständigt das rechtshändige Koordinatensystem. Die Abbildung zeigt die y- und z-Komponente der Position von GALI-

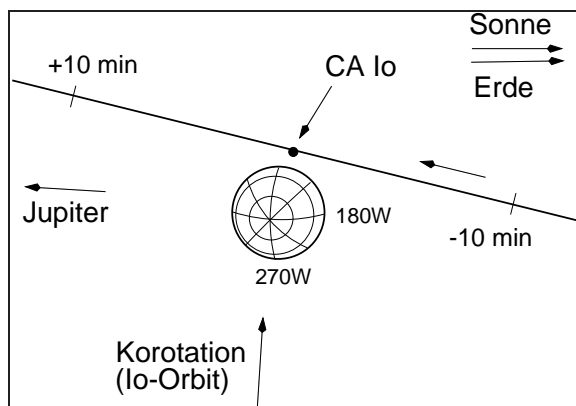
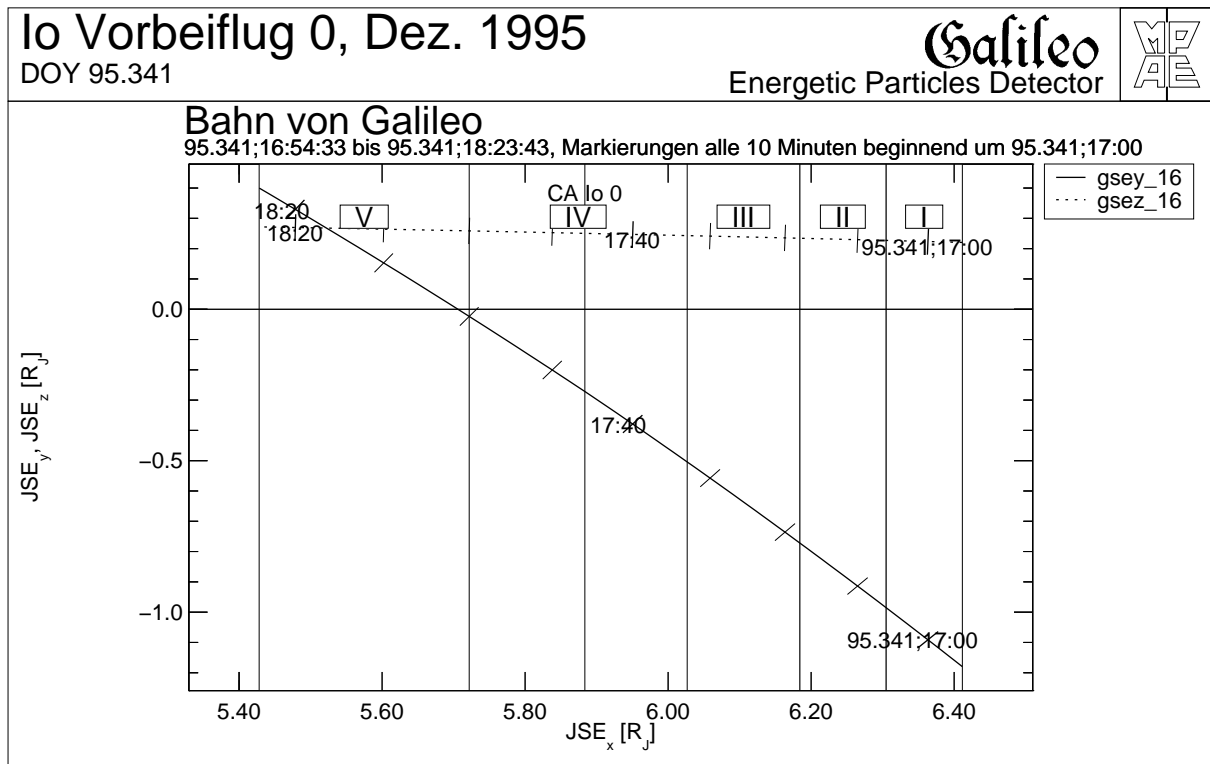


Abbildung 6.3: Bahn von GALILEO beim Vorbeiflug an Io im JSE-Koordinatensystem. Oben: Die Abszisse markiert die JSE_x -Richtung (zur Sonne), die Ordinate zeigt die Komponenten JSE_y (durchgezogen, Ost-West Richtung) und JSE_z (strichliert, in Richtung ekliptischer Norden). Die vertikalen Linien markieren die Einteilung in die Regionen I bis V und die Position der nächsten Annäherung bei $\approx 5,9 R_{Jup}$. Links: Bahn im Io-festen Koordinatensystem.

LEO aufgetragen gegen die x-Komponente. Die vertikalen Linien markieren unterschiedliche Regionen beim Vorbeiflug, die im nächsten Abschnitt erklärt werden.

6.3.1 Gemessene Teilchenflüsse während des Io-Vorbeifluges I0

Ionenkanäle

In Abb. 6.4 sind die vom *Time-of-Flight*-Teleskop des *Composition Measurement System* von EPD gemessenen Flüsse als Funktion der Zeit während des Io-Vorbeifluges dargestellt. Die folgende Einteilung der Teilchenflüsse in fünf Regionen orientiert sich nach offensichtlichen Strukturen im Fluß-Zeitprofil und den zeitlichen Veränderungen der Pitchwinkel-Verteilungen und soll der besseren Orientierung im weiteren Text dienen.

Region I (16:54 bis 17:06 UT) definiert den Bereich, in dem bei sonst „ruhigen“ Verhältnissen Daten hoher räumlicher Auflösung gewonnen wurden, das heißt, der Stepper-Motor bewegte

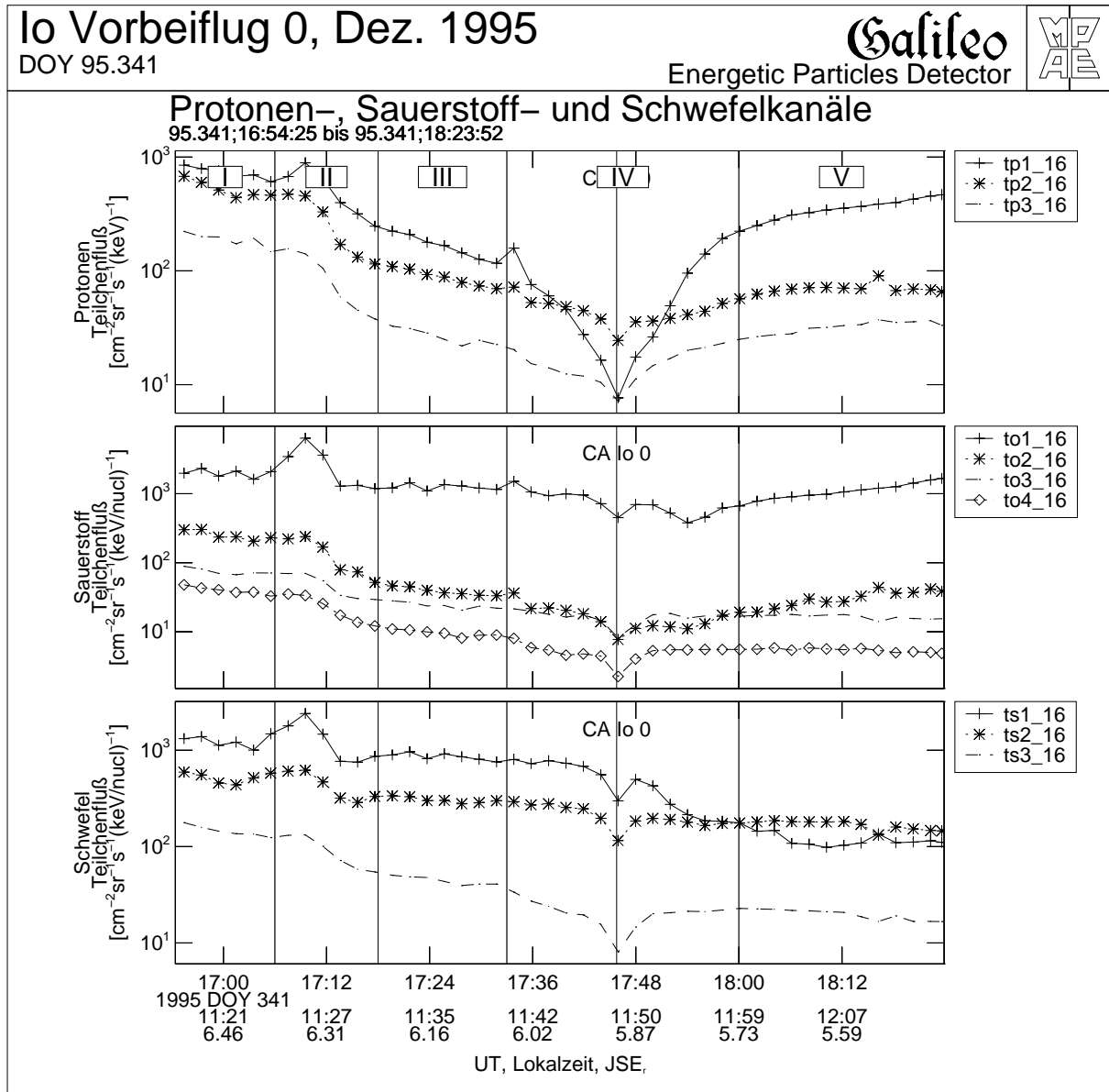


Abbildung 6.4: Flüsse der TP- (Protonen, oben), TO- (Sauerstoff, mitte) und TS- (Schwefel, unten) Kanäle des CMS-Teleskopes. Der Zeitpunkt der nächsten Annäherung an Io ist mit einer vertikalen Linie markiert (CA Io 0). Die x-Achse bezeichnet die Zeit (UT), die Lokalzeit und den Abstand von Jupiter.

die Teleskope in alle 7 möglichen Blickrichtungen. Die Teilchenflüsse aller Teilchenkanäle sind relativ konstant oder zeigen eine leichte Abnahme. Dieser Bereich liefert die besten Erkenntnisse über die Pitchwinkel-Verteilungen in der äußeren Region des Io-Torus und wird deswegen in Kap. 7.2 ausführlich behandelt.

Region II (17:06 bis 17:18 UT) markiert den Bereich einer Injektion von Teilchen, die besonders gut in den Elektronendaten (Abb. 6.6) zu sehen ist. Zu diesem Zeitpunkt registrierte auch das Plasmawellenexperiment (*Plasma Wave Subsystem*, PLS) erhöhte Aktivität [Gurnett et al., 1996]. Die Injektion zeigt eine Energiedispersion, die besonders gut mit dem *all-ion* Detektor des LEMMS-Teleskopes gesehen werden kann: EPD registrierte zuerst die hochenergeti-

schen und danach die niederenergetischen Ionen. In den Elektronendaten geht diese Energiedispersion in die andere Richtung, die hochenergetischen Elektronen werden zu einem späteren Zeitpunkt beobachtet. Diese Energiedispersion ist vermutlich auf die *Gradient-Curvature* Drift (Kap. 4.4) zurückzuführen und wird in Kap. 7.5 genauer behandelt. Wie in *Region I* war EPD im Modus der hohen räumlichen Auflösung.

Region III (17:18 bis 17:33 UT): Um die zeitliche Auflösung für den Vorbeiflug an Io zu erhöhen, wurde EPD in Motorposition 4 fixiert (siehe Abb. 6.5) und auch für den Rest des Io Vorbeifluges in diesem Modus betrieben. Aufgrund des in Nord-Süd Richtung verlaufenden Magnetfeldes (Dipolfeld) und der in der Ekliptik liegenden Rotationsachse von GALILEO konnten in dieser Motorposition trotzdem alle Pitchwinkel gemessen werden. Die Abnahme der Protonenflüsse (TP-Kanäle, Abb. 6.4 oben) ist stärker als die der schwereren Ionen (TO- und TS-Kanäle).

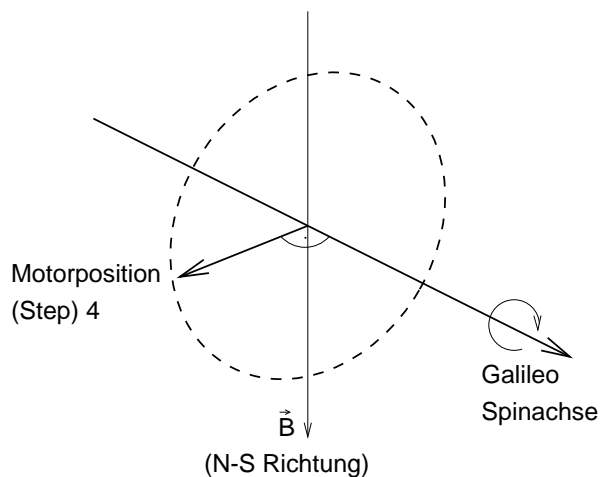


Abbildung 6.5: Fixieren des Stepper-Motors: Position 4 steht senkrecht zur Rotationsachse von GALILEO. Aufgrund der Dipolgeometrie des Magnetfeldes und der Position von GALILEO in der Ekliptik von Jupiter ist auch der Magnetfeldvektor senkrecht zur Rotationsachse. Die Rotation von GALILEO erlaubt in dieser Konfiguration die Messung aller Pitchwinkel mit einer Motorposition. Die zeitliche Auflösung der Messung wird dadurch um einen Faktor 7 (=Anzahl der möglichen Motorpositionen) erhöht.

Region IV (17:33 bis 18:00 UT) beinhaltet die nächste Annäherung an Io. Besonders der niederenergetische Protonenkanal TP1 zeigt eine starke Signatur von Io, die Flüsse der anderen Ionenkanäle zeigen nur ein leichtes Minimum. Auf der Gyration-, Pendel- und Driftbewegung der Teilchen stellt der Mond Io für die Teilchen ein Hindernis dar, das zu diesem Minimum führen kann (*Satellite Sweeping*, siehe Kap. 7.3).

Region V (18:00 bis 18:24 UT): Die Flüsse der Protonen und der niederenergetischen Sauerstoffkanäle erholen sich wieder, während die der hochenergetischen Sauerstoffkanäle (TO3 und TO4) und die der Schwefelkanäle (TS1 bis TS3) weiterhin abfallen.

Für das Zustandekommen dieser zeitlichen Verläufe der Teilchenflüsse müssen einige Parameter berücksichtigt werden. Die *adiabatische Bewegung* der Teilchen im Dipolfeld bewirkt durch unterschiedliche Gyration-, Pendel- und Driftperioden für verschiedene Teilchensorten und Energien eine unterschiedliche Reaktion dieser Teilchen auf Hindernisse. Das können zum Beispiel Grenzschichten, Dichtegradienten, Monde oder ausgedehnte Plasma- oder Neutralgaswolken (Io-Torus) sein. *Plasmawellen* können durch resonante Effekte Teilchen mit ganz bestimmten Parametern (zum Beispiel Energie, Masse, *Bounce*-Periode) selektiv beschleunigen oder in ihrer Gyrationbewegung dämpfen. Diese Energiezufuhr oder -abnahme bewirkt

dann ein „Verschwinden“ dieses Teilchens aus unserem Beobachtungsfenster, das durch einen bestimmten Energiekanal und/oder eine bestimmte Teilchensorte vorgegeben ist. Einige dieser Prozesse werden in Kap. 7 genauer untersucht.

LEMMS - Elektronenkanäle

Die gemessenen Elektronenflüsse (Abb. 6.6) wurden in dieselben Regionen eingeteilt wie die der Ionen. Besonders deutlich zu erkennen ist die Verschiebung des Maximums der Flüsse in *Region II* hin zu späteren Zeitpunkten. Dies ist die bereits bei den Ionendaten erwähnte energiedispersive Injektion von Teilchen, wo Elektronen mit höheren Energien später detektiert werden als die mit niedrigeren Energien.

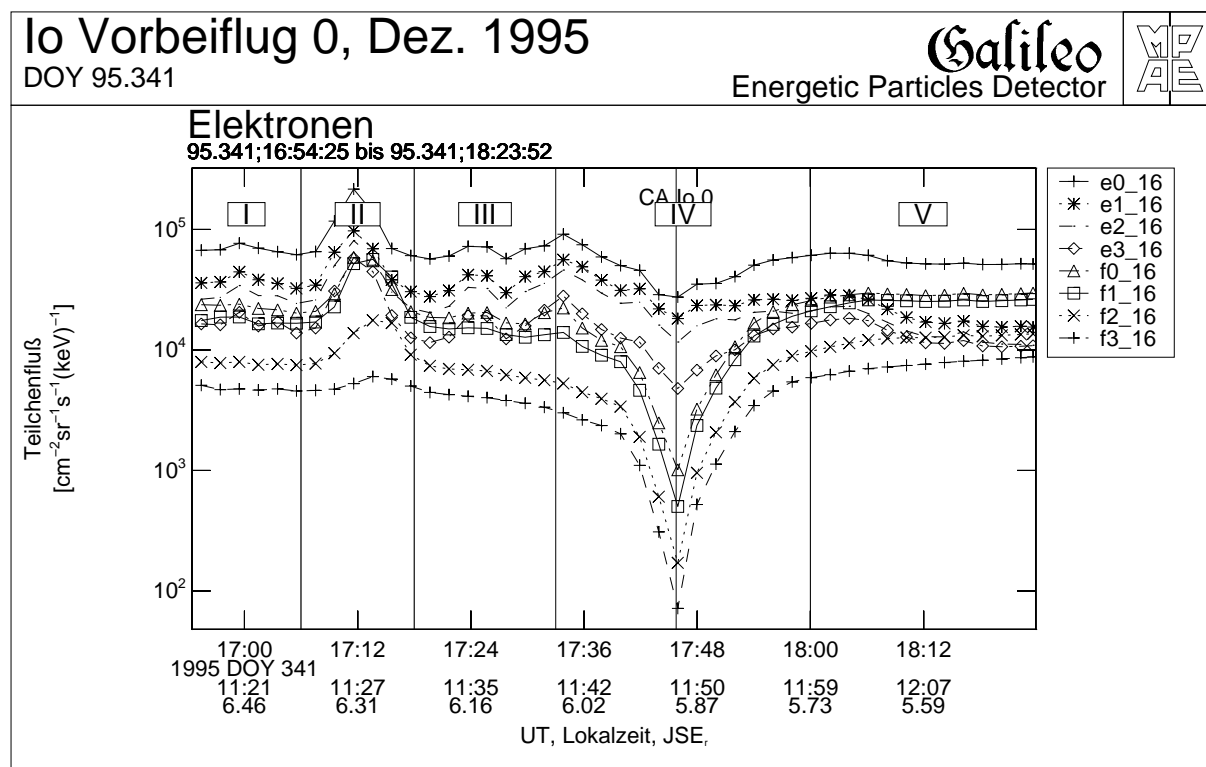


Abbildung 6.6: Elektronenflüsse beim Io-Vorbeiflug gemessen mit dem LEMMS-Teleskop. Besonders die hochenergetischen Elektronen (F3) zeigen ein Minimum bei der nächsten Annäherung an Io.

Region I, III und *V* zeigen in den Elektronen keine signifikanten Unterschiede. Der Io-Torus scheint auf die Flüsse energetischer Elektronen einen geringen Einfluß zu haben, der Mond Io jedoch stellt sich als starke Senke besonders für hochenergetische Elektronen heraus.

In *Region IV* wurden direkt beim *Closest Approach* sehr hohe, feldlinienparallele Elektronenflüsse gemessen [Williams et al., 1996]. Dies ist die sogenannte *Io Flux-Tube*, jene Flußröhre, die Io mit der Atmosphäre des Jupiter verbindet und dort die Aurora im Io-„Footprint“ [Clarke et al., 1996] verursacht.

6.3.2 Richtungsverteilungen

Pitchwinkel-Verteilungen

Wie bereits in Kap. 6.3.1 erwähnt, konnte durch Fixieren des Stepper-Motors in Position 4 (senkrecht zur Rotationsachse von GALILEO) die zeitliche Auflösung deutlich erhöht werden. Um also eine Übersicht über die gemessenen Pitchwinkel-Verteilungen zu erhalten, genügt es, die Zählraten farbkodiert in Abhängigkeit vom Rotationswinkel ϕ und der Zeit darzustellen.

Abb. 6.7 zeigt die Rotations-Verteilungen der Kanäle TP2 (Protonen, 220 bis 540 keV), TO2 (Sauerstoff-Ionen, 26 bis 51 keV/nucl) und TS1 (Schwefel-Ionen, 16 bis 30 keV/nucl) sowie der Elektronenkanäle E0 (15 bis 29 keV) und F1 (174 bis 304 keV) während des gesamten Io Vorbeifluges. Die Einteilung in die Regionen I-V ist dieselbe wie in Abb. 6.4.

Die weiße Linie bei etwa 0° markiert die Richtung des Magnetfeldvektors; der Abstand zu dieser Linie stellt den Pitchwinkel dar. Aufgrund der dipolaren Struktur des Magnetfeldes in diesem Bereich der Magnetosphäre verläuft der Magnetfeldvektor in Nord-Süd Richtung. Diese Richtung entspricht einem Spin-Winkel von $\approx 0^\circ$ (siehe Abb. 6.1).

In dieser speziellen Konfiguration zeigen die Spin-Anisotropien daher die Pitchwinkel-Verteilungen für die gesamte Phase des Io-Vorbeifluges. Die Intensität des Teilchenflusses ist farbkodiert dargestellt. Die Teilchenflüsse jeder gemessenen Pitchwinkel-Verteilung sind dabei auf die maximale Anisotropie des gesamten Zeitbereich des Vorbeifluges normiert. Dies führt zu einer Erhöhung des Kontrastes der Pitchwinkel-Verteilungen. Allerdings verliert man die Information über die Schwankungen in den Intensitäten der Teilchenflüsse, die aber bereits aus den in Abb. 6.4 gezeigten Fluß gegen Zeit Diagrammen hervorgehen.

Der Protonenkanal TP2 (obere Abbildung) zeigt in *Region I, II* und *III* ein Minimum in Richtung des Magnetfeldvektors (weiße Linie, 0° Pitchwinkel) und in entgegengesetzter Richtung (180° Pitchwinkel). Das Maximum in diesen Regionen ist relativ breit und liegt bei 90° Pitchwinkel. Der Sauerstoffkanal TO2 (mittlere Abbildung) zeigt eine isotropere Verteilung, erkennbar am stärkeren Rauschen, mit schwach ausgeprägten Minima bei 0° bzw. 180° und auch bei 90° Pitchwinkel. Die Maxima liegen hier bei etwa 45° und 135° Pitchwinkel. Der Schwefelkanal TS1 (untere Abbildung) hingegen zeigt deutlich ausgeprägte Minima bei 90° Pitchwinkel. Die Flüsse in und entgegen der Magnetfeldrichtung (0° und 180°) sind leicht vermindert.

Direkt bei der nächsten Annäherung an Io (17:46 UT, *Region IV*) bilden sich feldlinienparallele Ströme aller Teilchensorten und -energien, zu erkennen an den Pitchwinkel-Verteilungen mit sehr engen Maxima bei 0° und 180° Pitchwinkel. In *Region V* ändert sich die Struktur der Teilchenverteilungen nochmals: Die Pitchwinkel-Verteilungen aller Teilchen wird ringförmig, das heißt, es bilden sich Minima bei 0° und 180° und ein Maximum bei 90° Pitchwinkel aus. Dieses Verhalten kann durch eine starke Pitchwinkel-Streuung erklärt werden.

Die Pitchwinkel-Verteilungen der Elektronen (Abb. 6.7, unten) zeigen weniger Strukturen als die der Ionen. Abgesehen von der Region der nächsten Annäherung an Io (*Region IV*) mißt LEMMS eine ringförmig um den Magnetfeldvektor angeordnete Verteilung (*Bounce Loss Cone-Verteilung*), die in *Region I* bis *III* etwas stärkere Schwankungen zeigt (zum Beispiel energiedispersiver Teilcheneinschuß um 17:12 UT in *Region II*) als in *Region V*. Zum Zeitpunkt

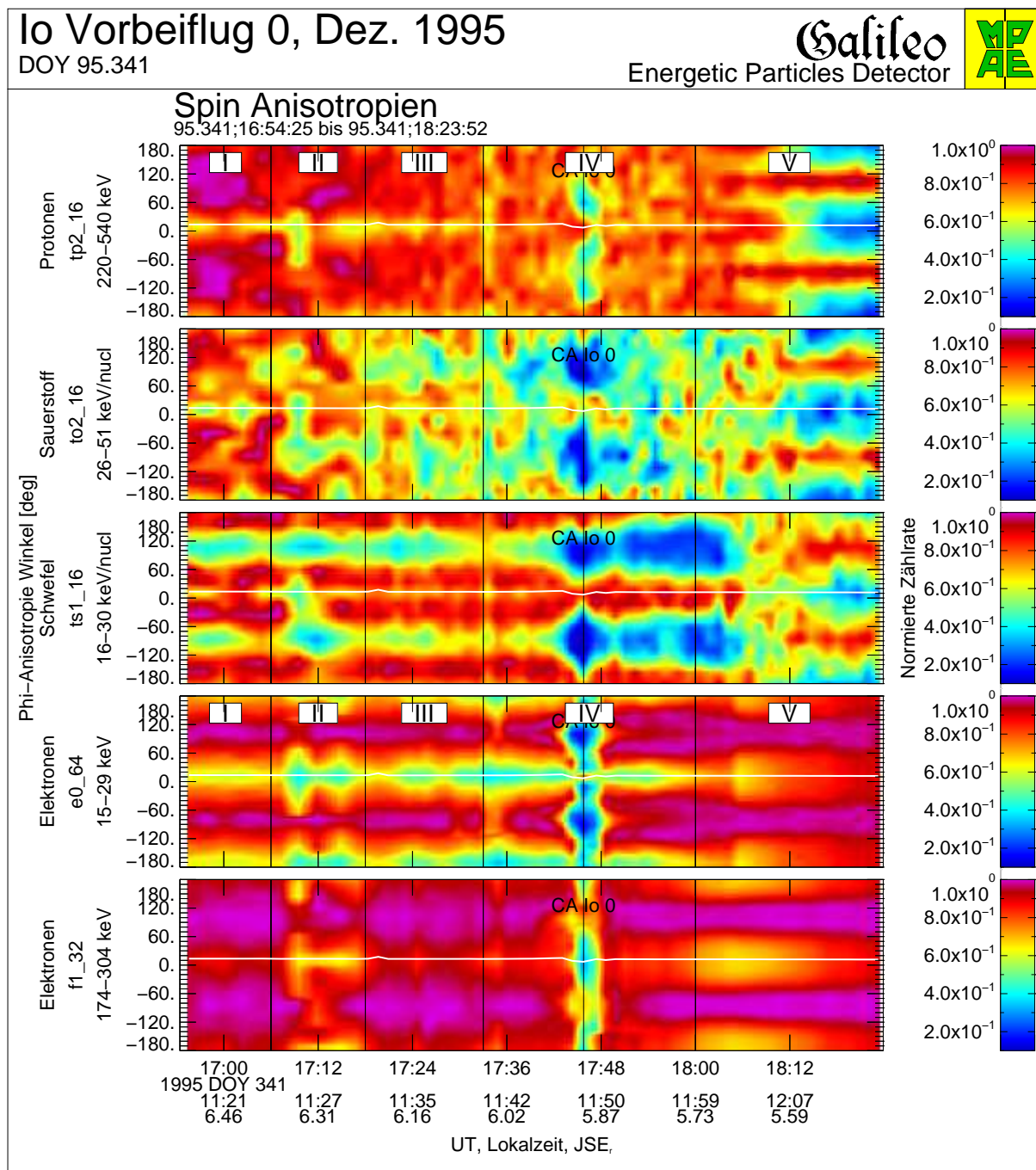


Abbildung 6.7: Spin-Anisotropien der Zählraten der Ionenkanäle TP2 (Protonen), TO2 (Sauerstoff) und TS1 (Schwefel) und der Elektronenkanäle E0 (niedere Energie) und F1 (hohe Energie). Der Rotationswinkel von GALILEO (0° = ekliptischer Süden) ist gegen die Zeit (UT) aufgetragen, die Farbe entspricht der auf das Maximum des gesamten Zeitraumes normierten Anisotropie. Die weiße Linie markiert die Magnetfeldrichtung. Deutlich zu erkennen ist das Minimum bei 90° Pitchwinkel beim Kanal TS1 (unten) über fast den gesamten Zeitraum der Messung. Sowohl die Protonen als auch die Elektronen orientieren sich ringförmig um das Magnetfeld (maximaler Teilchenfluß bei 90° Pitchwinkel).

der nächsten Annäherung (17:46 UT) kann man im niederenergetischen Elektronenkanal E0 den sehr stark kollimierten, feldlinienparallelen Elektronenstrahl erkennen.

4 π -Verteilungen

Für den kurzen Zeitraum von etwa 20 Minuten (16:55 bis 17:16 UT, *Region I+II*) wurde EPD im Modus der hohen räumlichen Auflösung betrieben. Es stehen somit Informationen über die Teilchenflüsse aus allen Raumrichtungen zur Verfügung. Dies erlaubt die Darstellung der Teilchenflüsse bzw. der Zählraten farbkodiert auf einer Kugeloberfläche. Hierbei muß man sich den Beobachter (EPD) im Zentrum der Kugel vorstellen, die Farbe auf der Kugel stellt ein Maß für den aus dieser Richtung einfallenden Teilchenfluß dar. In den Abbildungen sind jeweils die Vorderseite (links) und die Rückseite (rechts) dieser Kugel gezeigt. Ferner finden sich noch folgende Symbole:

- gelber, geschlossener Kreis: Richtung zur Sonne
- schwarzer Kreis: Richtung zum Jupiter
- rotes Dreieck: Magnetfeldvektor (offen: in die Kugel hinein, geschlossen: aus der Kugel heraus)
- grüner Diamant: Richtung der Korotation (offen: hinein, geschlossen: heraus)

Die schwarzen Linien verbinden Punkte mit gleichem Pitchwinkel.

Abb. 6.8 zeigt die räumliche Verteilung der gemessenen Ionen-zählraten um 16:55 UT. Alle drei gezeigten Teilchenkanäle (TP2 oben, TO2 mitte und TS1 unten) weisen Minima in den Teilchenflüssen bei 0° und 180° Pitchwinkel auf, die auf den *Bounce Loss Cone* zurückzuführen sind. Das Maximum der Protonen- und der Sauerstoffflüsse (TP2 und TO2) ist sehr breit und symmetrisch um 90°, wobei die Gyrotropie bei TP2 stärker ausgeprägt ist als bei TO2. Dies ist jedoch wahrscheinlich ein Effekt der um einen Faktor 10 geringeren Zählrate des TO2 Kanals gegenüber TP2, was den statistischen Fehler der Messung dementsprechend vergrößert.

Deutlich anders ist das Bild jedoch bei den Schwefelkanälen (hier TS1): Die Flüsse zeigen ein deutlich ausgeprägtes Minimum bei 90° Pitchwinkel. Diese Verteilungen werden *Conics* („Kegel“) oder *Butterfly*-Verteilungen (ein Schnitt durch diese Verteilung in der Ebene des Magnetfeldvektors hat Ähnlichkeit mit einem Schmetterling) genannt. Das Zustandekommen solcher *Butterfly*-Verteilungen stellt ein zentrales Thema bei der Interpretation der Daten in Kap. 7 dar. Mögliche Prozesse, die solche Verteilungen erzeugen können, vor allem der Ladungsaustausch zwischen den gefangenen energetischen Ionen und dem Neutralgastorus, sollen in Kap. 7.2 genauer betrachtet werden.

6.3.3 Energiespektren

Mit Hilfe der in Kap. 3.2 gewonnenen Geometriefaktoren und der gemessenen Effizienz der Detektoren können die gemessenen Zählraten in Teilchenflüsse umgewandelt werden. Diese absoluten Größen sind vor allem dann wichtig, wenn man die GALILEO-Messungen mit den Messungen früherer Jupitermissionen (PIONEER, VOYAGER und ULYSSES) vergleichen möchte. Aber auch um die verschiedenen Kanäle des *Energetic Particles Detector* untereinander vergleichen zu können, ist die genaue Kenntnis von Geometriefaktor und Effizienz unerlässlich.

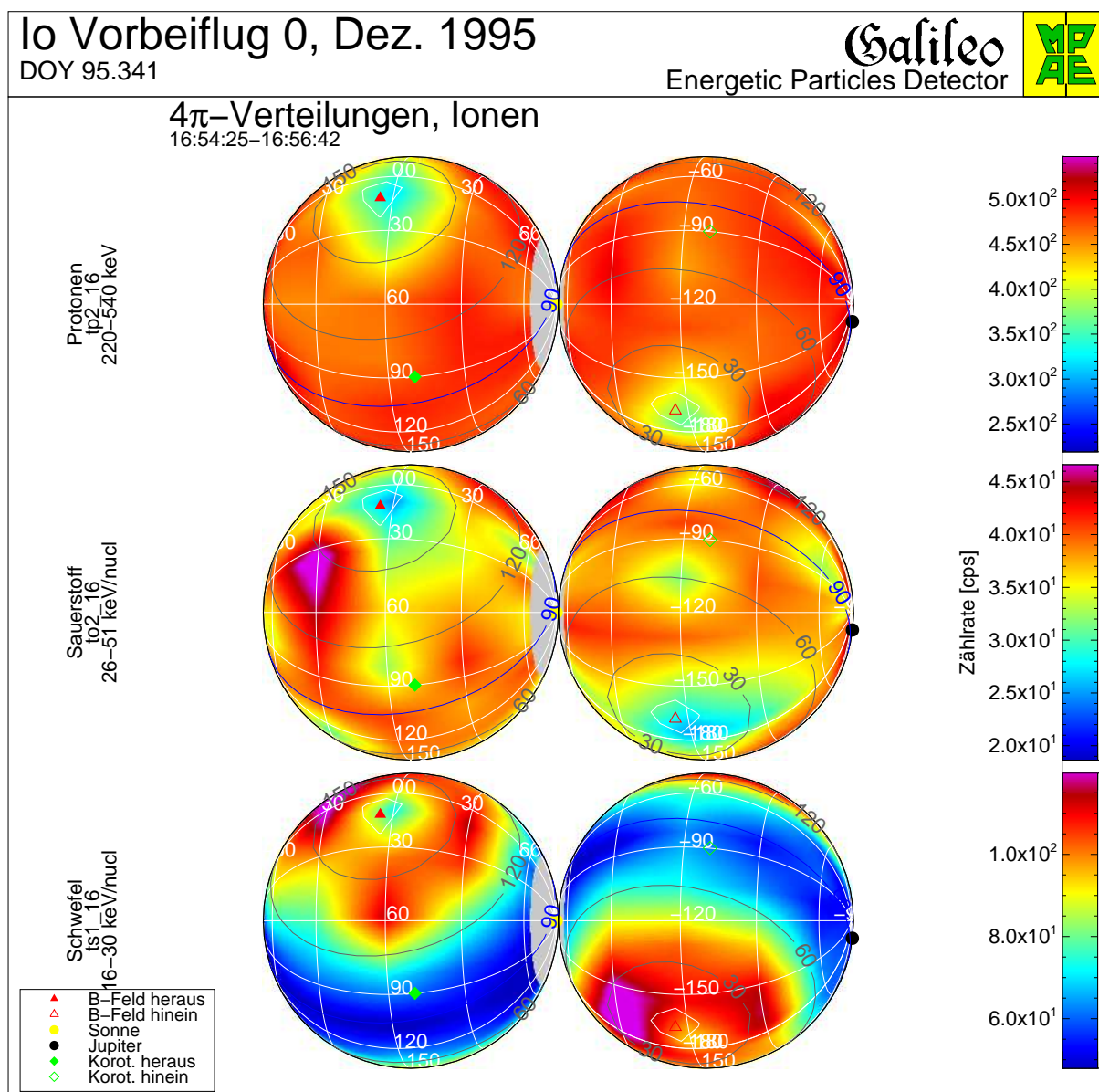


Abbildung 6.8: 4 π -Verteilungen der Zählraten der Ionenkanäle TP2 (oben), TO2 (mitte) und TS1 (unten). Die Verarmung von feldlinienparallelen Teilchen (0° und 180° Pitchwinkel) ist bei allen drei Ionensorten zu sehen. Der Schwefelkanal TS1 zeigt außerdem ein ausgeprägtes Minimum bei 90° Pitchwinkel.

Den hier gezeigten Energiespektren wurde die in Kap. 3.2.3 durchgeführte Geometriefaktorberechnungen zugrunde gelegt.

Da noch nicht alle Probleme bei der Konvertierung von Zählraten auf Teilchenflüsse beseitigt sind (es werden am MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR AERONOMIE derzeit noch Messungen am Flugersatzinstrument durchgeführt), sollen die hier gezeigten Spektren nur eine erste Näherung der im Io-Torus vorliegenden Energieverteilungen geben. Eine Einigung mit den an den GALILEO-Daten arbeitenden Instituten über die in Veröffentlichungen zu verwendenden Geometriefaktoren steht noch aus.

In Abb. 6.9 ist das Energiespektrum für die Elektronen zu sehen. Der Knick bei etwa 50 keV

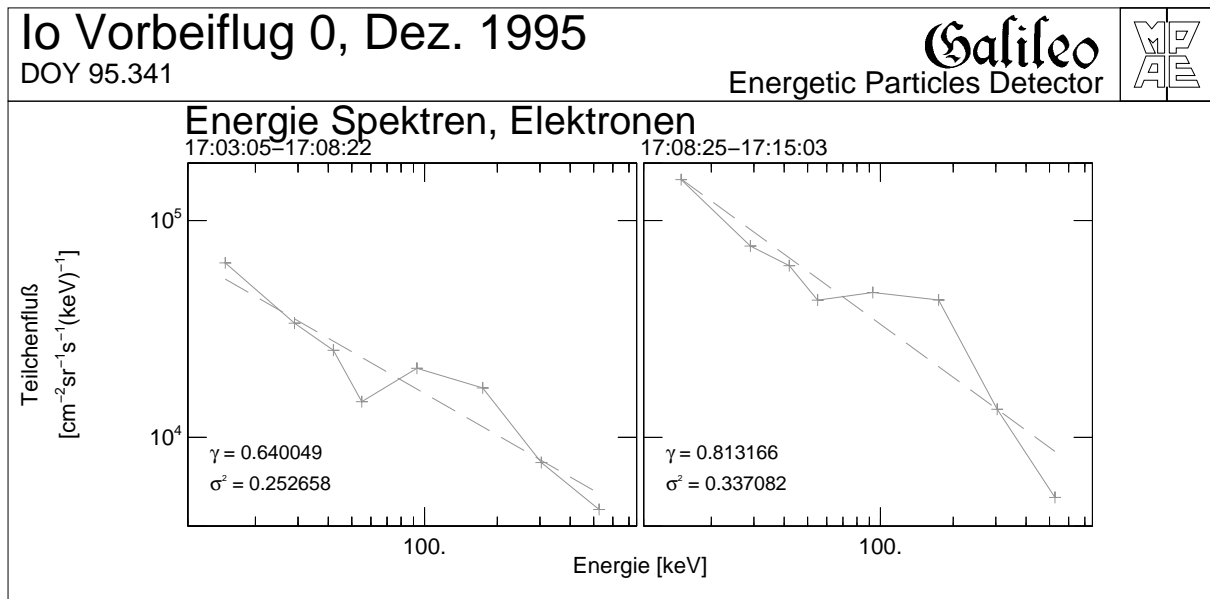


Abbildung 6.9: Energiespektrum für Elektronen in *Region I* (links) und *Region II* (rechts). Das Spektrum der injizierten Teilchen in *Region II* ist weicher.

weist auf zwei unterschiedliche Teilchenpopulationen hin: einem niederenergetischen Anteil, der mit $E^{-\gamma}$ abfällt (siehe Gl. 3.11), und einem hochenergetischen Anteil („*Beam*“) mit einem Maximum bei etwa 100 keV. Das Spektrum der Teilchen in *Region II* (injizierte Teilchen, rechts) ist weicher (mehr niederenergetische Elektronen) als das der „normalen“ gefangenen Elektronen.

Aus der Tatsache, daß das Spektrum der Elektronen in *Region II* ebenso wie das nicht gezeigte Spektrum der Ionen in diesem Bereich weicher ist als das der *Region I* und *Region III*, kann man schließen, daß eine Injektion von größeren zu kleineren L -Werten stattgefunden haben muß, das entspricht einem radialen Transport der Teilchen von außen nach innen. Aufgrund des nach innen hin zunehmenden Magnetfeldes steigt nämlich die kinetische Energie der gefangenen Teilchen durch die nach innen gerichtete radiale Diffusion an, das heißt, die Spektren mit abnehmendem L werden härter [Roederer, 1970]. Die Geschwindigkeit der injizierten Teilchen ist höher als die radiale Diffusionsgeschwindigkeit (vorgegeben durch den radialen Diffusionskoeffizienten D_{LL}). Aus diesem Grund werden die Spektren aus den Entstehungsregionen dieser Teilchen mitgeführt. Ein weicheres Spektrum bedeutet also, daß die Teilchen sich ursprünglich auf Schalen mit größerem L bewegt haben und nun durch einen nicht adiabatischen Prozeß nach innen gelangen und dort schließlich die Bahn von GALILEO kreuzen. Eine genauere Behandlung dieser Teilcheninjektion findet sich in Kap. 7.5.

6.4 Europa Vorbeiflug Dezember 1996 (E4)

Der erste Vorbeiflug am Mond Europa fand am 19. Dezember 1996 statt. Es war der vierte Orbit von GALILEO, der Vorbeiflug wird daher als E4 bezeichnet. GALILEO erreichte die nächste

Annäherung über dem Äquator von Europa, die Entfernung zur Mondoberfläche betrug 692 km. Die Flugbahn von GALILEO beim Vorbeiflug ist in Abb. 6.10 dargestellt.

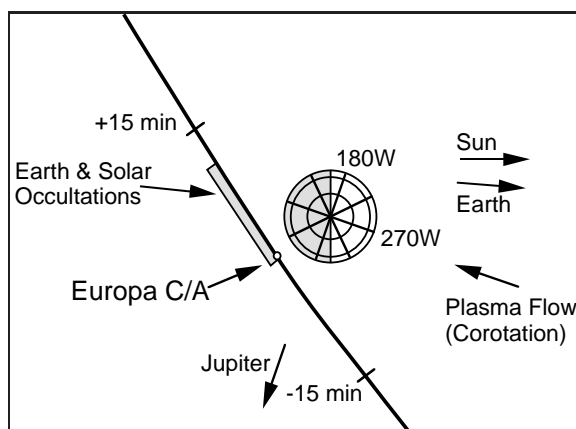
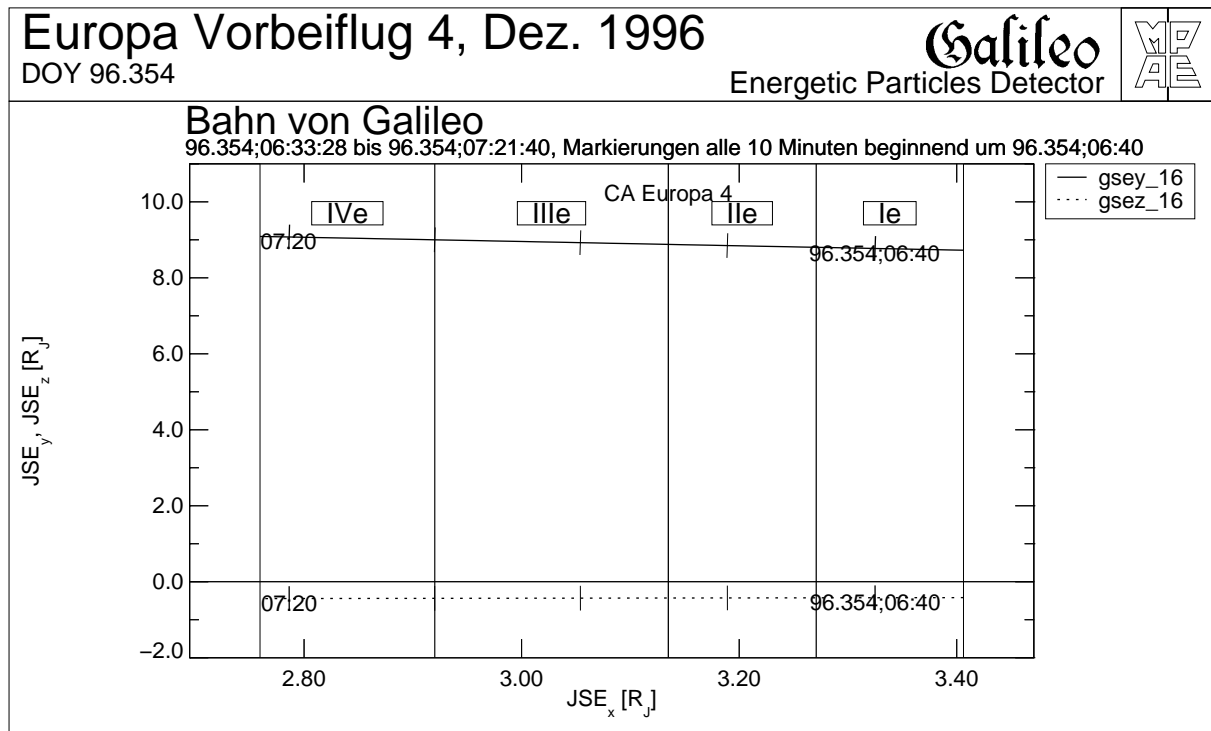


Abbildung 6.10: Bahn von GALILEO beim Europa Vorbeiflug E4. Links: Die Abbildung zeigt die Bahn im Europa-festen Koordinatensystem in einer Projektion in die Ebene der Ekliptik. Die Flußrichtung des Plasmas (Korotationsrichtung) und die Richtungen zu Sonne, Erde und Jupiter sind durch Pfeile markiert. Die nächste Annäherung (Europa C/A) erfolgte um 06:54 UT über dem Äquator von Europa in einer Höhe von 692 km. Oben: GALILEO-Bahn in JSE-Koordinaten (siehe Abb. 6.3).

Für die Plasmainstrumente war dieser Vorbeiflug besonders wegen der Durchquerung des „Plasmaschattens“ (*Wake*) von Europa interessant. Auf der Europa-Umlaufbahn bewegt sich das Plasma mit einer Geschwindigkeit von etwa 120 km/s in dieselbe Richtung wie Europa, dessen Umlaufgeschwindigkeit etwa 14 km/s beträgt. Da der Mond für die Plasmateilchen ein unüberwindbares Hindernis darstellt, bildet sich in Flußrichtung des Plasmas hinter dem Mond eine Region geringerer Teilchendichte aus, den sogenannten *Plasma Wake*. In Kap. 7.3 wird auf diesen Bereich näher eingegangen.

Abb. 6.11 zeigt die Teilchenflüsse der Protonen-, Sauerstoff- und Schwefelkanäle (CMS-Teleskop) und der Elektronen (LEMMS-Teleskop). Die Teilchenflüsse sind nicht über die Rotation der Raumsonde und der Bewegung des Stepper-Motors gemittelt. Die regelmäßige Modulation der Zählraten ist auf die unterschiedliche Blickrichtung des Teleskopes bei unterschiedli-

chen Motorpositionen und Rotationswinkeln zurückzuführen. Zusätzlich zu dieser Modulation ist die Signatur des Mondes Europa deutlich zu erkennen.

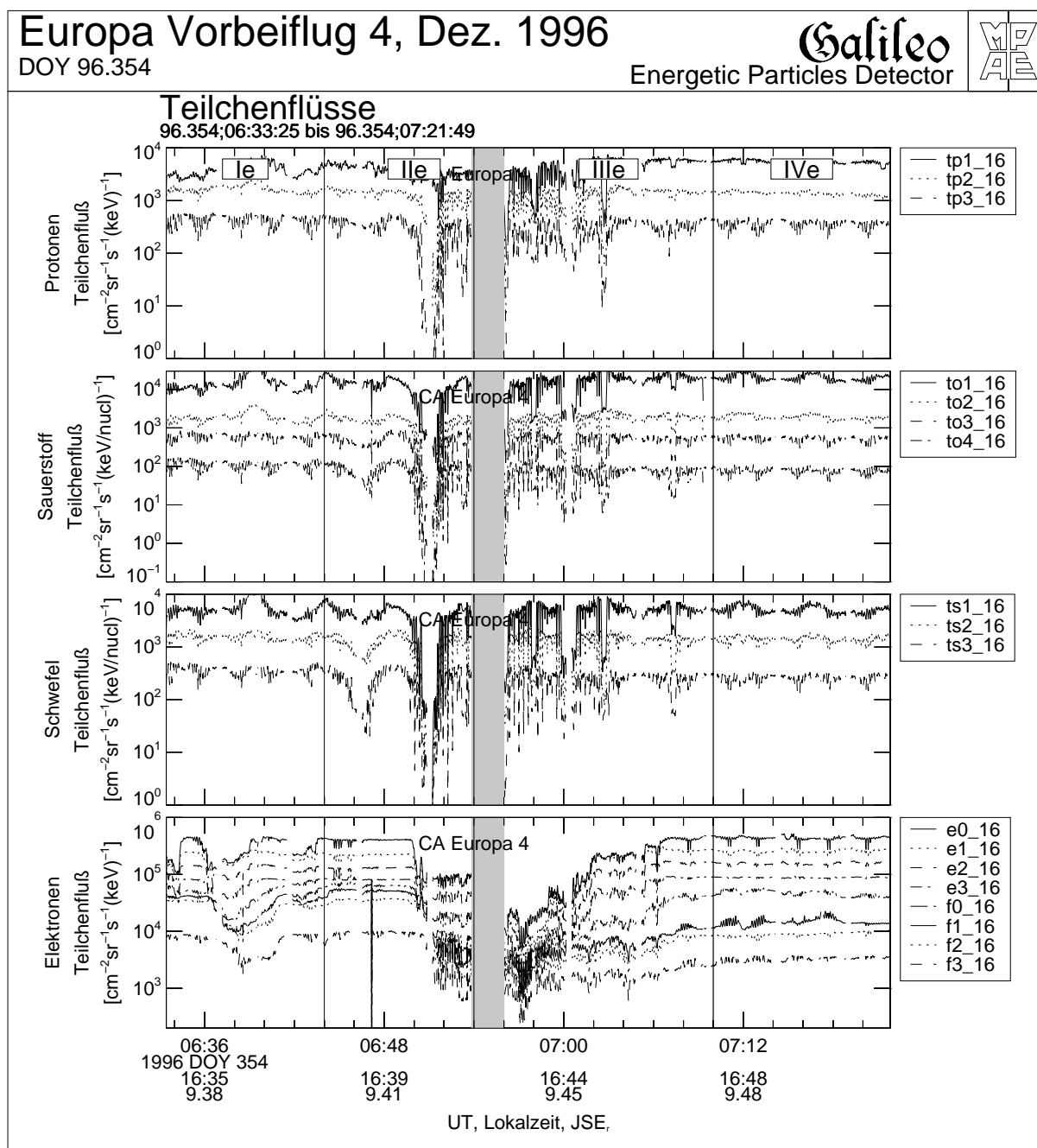


Abbildung 6.11: Teilchenflüsse der Ionen (obere drei Diagramme) und der Elektronen (unten) beim Europa-Vorbeiflug E4. Die nächste Annäherung um 06:54 UT ist mit einer vertikalen Linie markiert (gleichzeitig Beginn einer etwa zweiminütigen Datenlücke), die x-Achse bezeichnet die Zeit (UT), die Lokalzeit und den Abstand von Jupiter. Die Einteilung in *Region Ie* bis *IVe* wird im Text behandelt.

Wie bei den Daten vom Io-Vorbeiflug soll auch hier der Vorbeiflug anhand der Zählraten bzw. Teilchenflüsse in unterschiedliche Regionen eingeteilt werden. Um die Eindeutigkeit der Unterteilungen der Io- und der Europadaten zu gewährleisten, wird bei der Bezeichnung der

Regionen beim Europa-Vorbeiflug E4 ein „e“ an die Nummer der jeweiligen Region angehängt.

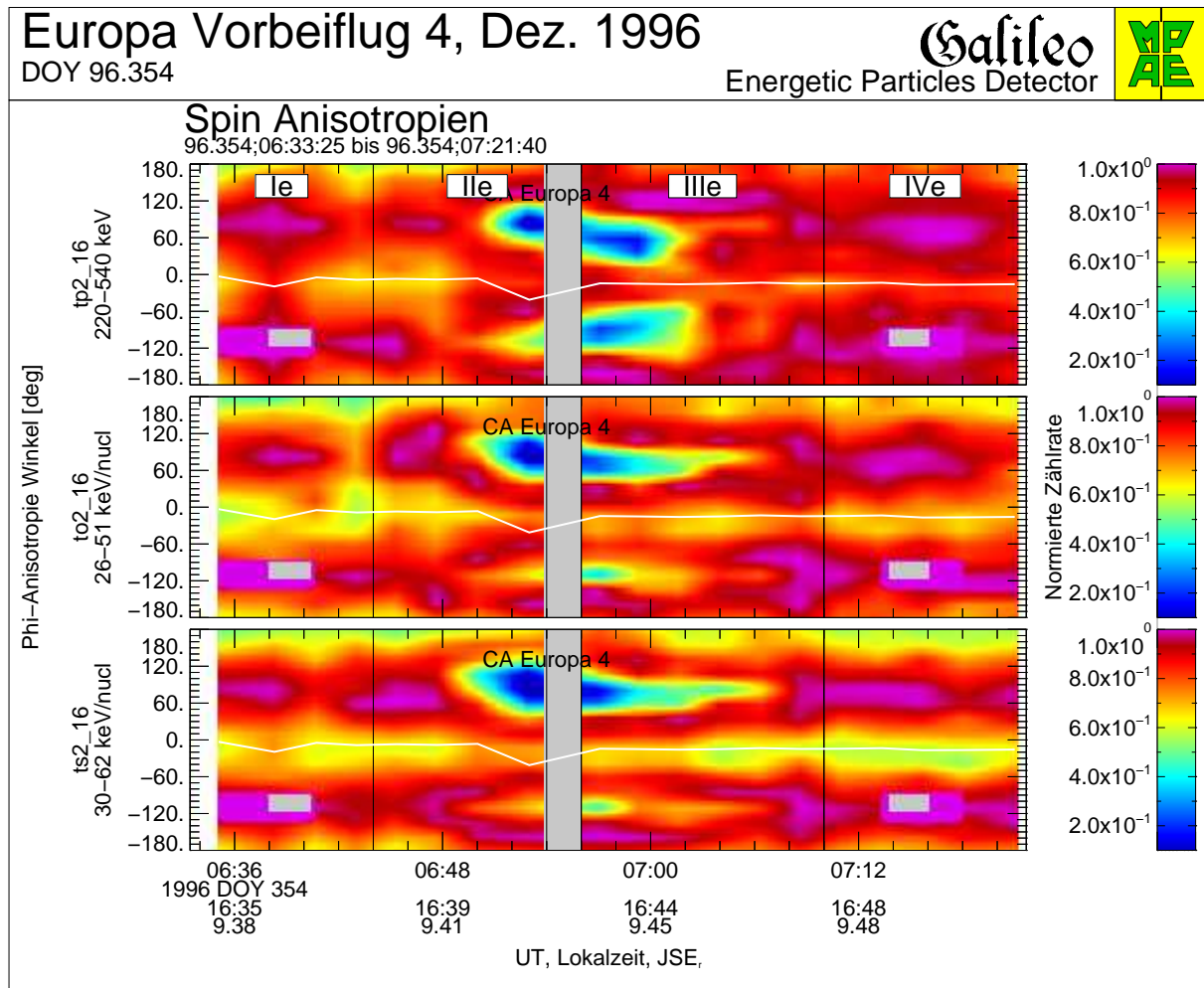


Abbildung 6.12: Spin-Anisotropien energetischer Ionen während des Europa-Vorbeifluges E4. Die Bezeichnung der x-Achse entspricht der von Abb. 6.11, die y-Achse markiert die Blickrichtung der Teleskope, die durch die Rotation (Spin) von GALILEO zustande kommt. Die weiße Linie markiert die Magnetfeldrichtung, der Pitchwinkel der Teilchen ist aus dem Winkel zu dieser Linie abzulesen. Alle drei Teilchensorten (Protonen (TP2, oben), Sauerstoff (TO2, mitte) und Schwefel (TS1, unten)) zeigen Minima bei 0° und 180° Pitchwinkel, während der nächsten Annäherung existieren zusätzliche Minima bei $\pm 90^\circ$ Pitchwinkel.

Region Ie (06:33 bis 06:44 UT): Die Abhängigkeit der Teilchenflüsse von der Blickrichtung deutet auf eine starke Pitchwinkel-Abhängigkeit hin. Eine Analyse der Spin-Anisotropien (siehe Abb. 6.12), die aufgrund der Nord-Süd Magnetfeldrichtung einer Pitchwinkel-Analyse entspricht, zeigt Maxima bei 90° Pitchwinkel und Minima bei 0° und 180° Pitchwinkel. Dies ist die zu erwartende Verteilung für in einem Dipolfeld gefangene Teilchen. Es ist noch keine Signatur von Europa zu erkennen. Die Teilchenflüsse der Elektronen zeigen eine Struktur, die eine zeitliche Energiedispersion aufweist. Möglicherweise handelt es sich hier um ein ähnliches Phänomen, wie es in Kap. 7.5 behandelt wird.

Region IIe (06:44 bis 06:56 UT) beinhaltet die nächste Annäherung an den Mond Europa. Sogenannte *Bite-outs* werden in den Ionenflüssen sichtbar. Diese tiefen Minima in den Teilchenflüssen sind auf einen Gyrationseffekt zurückzuführen: Für energetische Schwefelionen kann der Gyrationradius r_g in der Größenordnung des Monddurchmessers liegen. Einfache geometrische Überlegungen zeigen, daß daher der Verlust von Teilchen durch Stöße mit dem Mond bereits in einer Entfernung zum Mond von $2r_g$ zu messen ist. Gl. 4.3 zeigt, daß der Gyrationradius vom Impuls senkrecht zur Magnetfeldrichtung abhängt; Teilchen mit einem großem Pitchwinkel haben bei gleicher Gesamtenergie demnach einen größeren Gyrationradius. Dies erklärt die Abhängigkeit der Teilchenflüsse von der Blickrichtung der Teleskope. Bei einer Blickrichtung senkrecht zur Magnetfeldrichtung (\rightarrow Messung von Teilchen mit 90° Pitchwinkel) sind die Minima daher am tiefsten. Aufgrund des kleinen Gyrationradius zeigen die Elektronen dieses Verhalten nicht.

Region IIIe (06:56 bis 07:10 UT) markiert den Bereich des sogenannten „Plasmaschattens“ von Europa (*Plasma Wake*). In Abb. 6.12 sind ausgeprägte Minima bei 90° Pitchwinkel zu erkennen, die sich mit den ursprünglich vorhandenen Minima bei 0° und 180° überlagern. Das Zustandekommen dieser 90° -Minima ist wahrscheinlich auf das sogenannte *Satellite Sweeping* zurückzuführen und wird in Kap. 7.3 genauer behandelt.

Region IVe (07:10 bis 07:22 UT): Der Einfluß von Europa auf die energetischen Teilchen ist nicht mehr vorhanden. Wie in *Region Ie* mißt EPD eine Verteilung mit Maxima bei 90° Pitchwinkel.

In dieser Arbeit sollen vor allem Prozesse behandelt werden, die Minima in den Teilchenflüssen bei 90° Pitchwinkel bewirken. Eine genauere Behandlung der für die Verarmung von 90° -Teilchen verantwortlichen Prozesse findet sich in Kap. 7.

Kapitel 7

Interpretation der Daten

Bei der Untersuchung der in Kap. 6 vorgestellten Daten soll vor allem auf die räumliche Verteilung der gemessenen Zählraten eingegangen werden. Da sich energetische Teilchen in dem beobachteten Energiebereich stark nach dem Magnetfeld orientieren, betrachtet man diese Verteilungen als sogenannte Pitchwinkel-Verteilungen. Eine Pitchwinkel-Verteilung erhält man, indem man die Zählraten bzw. Teilchenflüsse als Funktion des Pitchwinkels, dem Winkel zwischen Bewegungsrichtung des Teilchens und der Magnetfeldrichtung, darstellt. Ist die Zählrate außerdem unabhängig vom Rotationswinkel um den Magnetfeldvektor, so spricht man von einer gyrotropen Pitchwinkel-Verteilung.

Die präsentierten Pitchwinkel-Verteilungen des Europa-Vorbeifluges E4 (Kap. 6.4) und des Io-Vorbeifluges IO (Kap. 6.3) zeigen einige Gemeinsamkeiten:

- Minima bei 0° und 180° Pitchwinkel
- IO: Minimum bei 90° Pitchwinkel für schwere Ionen und Maximum bei 90° für Protonen und Elektronen
- Beim *Closest Approach*: Minimum bei 90° Pitchwinkel für alle Ionen
- Pitchwinkel-Verteilungen meist gyrotrop

Im folgenden Abschnitt soll versucht werden, das Zustandekommen dieser Pitchwinkel-Verteilungen zu erklären. Obwohl die beobachteten Verteilungen der verschiedenen Mondvorbeiflüge Ähnlichkeiten zeigen, lassen Unterschiede in Energie- und Massenabhängigkeit auf grundsätzlich unterschiedliche Prozesse schließen.

Die zur Interpretation herangezogenen Daten des Io-Vorbeiflugs werden aus dem Zeitraum der hohen räumlichen Auflösung (4π -Abdeckung in *Region I+II*, 16:54-17:17 UT) genommen. Es ist zu beachten, daß GALILEO zu diesem Zeitpunkt noch etwa $4 R_{Io}$ von Io entfernt war. Da die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift und die Bewegung von Io denselben Umlaufsinn haben und das Plasma an Io mit etwa 57 km/s Relativgeschwindigkeit vorbeiströmt, sehen wir vor allem „altes“ Plasma. Dieses Plasma hat bereits eine Jupiterumrundung seit der letzten Wechselwirkung mit Io hinter sich gebracht. Der Einfluß von Io selbst spielt daher für die gemessenen energetischen Teilchenflüsse nur eine untergeordnete Rolle. Dafür zeigen sich Effekte, die sich im Io-Torus abspielen, besonders deutlich.

Die Interpretation der Daten konzentriert sich auf zwei wesentliche Verlustprozesse. Dies sind zum einen Prozesse, die besonders auf Teilchen mit einer hohen Geschwindigkeitskomponente parallel zum Magnetfeld wirken, also einen Pitchwinkel bei 0° oder 180° besitzen. Zum anderen existieren auch Verlustprozesse für Teilchen mit einem Pitchwinkel von nahe 90° , deren Energie hauptsächlich in der Komponente senkrecht zum Magnetfeld steckt. Die unterschiedliche Lage der Spiegelpunkte dieser Teilchengruppen bietet eine Erklärung für das Zustandekommen der beobachteten Pitchwinkel-Verteilungen. Im folgenden Abschnitt werden einige dieser Prozesse diskutiert, die für die in Kap. 6 behandelten Daten relevant sind.

Kap. 7.1 behandelt einen Wechselwirkungsprozeß zwischen den geladenen, energetischen Teilchen (*Energetic Charged Particle*, ECP) und der Jupiteratmosphäre, der den sogenannten *Bounce Loss Cone* erzeugt. Dieser Verlustkegel, der sich in einer Verarmung von Teilchen mit 0° und 180° Pitchwinkel auswirkt, wird sowohl in der Erd- als auch in der Jupitermagnetosphäre beobachtet.

In den darauf folgenden Kapiteln Kap. 7.2 bis Kap. 7.4 geht es um Prozesse, die besonders auf Teilchen mit großem äquatorialen Pitchwinkel wirken. Die 4π -Verteilungen aus Abb. 6.8 und auch die Daten des Europa-Vorbeifluges E4 (Abb. 6.12) weisen diese Minima senkrecht zur Magnetfeldrichtung auf. Auch in der Erdmagnetosphäre gibt es Prozesse, die solche sogenannten *Butterfly*-Verteilungen erzeugen können. Die Wechselwirkungen der gefangenen Teilchen mit den Monden und ihren Neutralgas- und Plasmatorien, die sich alle innerhalb der gigantischen Jupitermagnetosphäre befinden, lassen eine Vielzahl von neuen Prozessen zu, die die oben genannten Pitchwinkel-Verteilungen verursachen können. Der Ladungstausch im Io-Torus und das sogenannte *Satellite Sweeping*, also das „Absaugen“ der Teilchen durch die Monde, stellen zwei solcher Prozesse dar, die nur bei Planeten stattfinden können, bei denen sich die Monde innerhalb der Magnetosphäre befinden. Diese zwei Mechanismen (Kap. 7.2 und Kap. 7.3) sollen neben dem auch in der Erdmagnetosphäre beobachteten Prozeß des sogenannten *Shell Splitting* (Kap. 7.4) als Verlustprozesse für 90° Teilchen behandelt werden.

Die energiedispersive Teilcheninjektion, die bereits bei der Besprechung der Daten erwähnt wurde, soll in Kap. 7.5 genauer untersucht werden. Dabei spielt die Analyse der Pitchwinkel-Verteilungen nur eine untergeordnete Rolle. Dominante Prozesse bei diesem Ereignis sind die Pendel- und Driftbewegung der energetischen Teilchen im Dipolfeld von Jupiter.

7.1 Wechselwirkung mit Teilchen der Jupiteratmosphäre

Wie in Kap. 4.5 beschrieben, stellt die Wechselwirkung der gefangenen, energetischen Teilchen und der Atmosphäre eines Planeten mit Magnetfeld einen Verlustprozeß dar. Dieser Verlustprozeß kann nur auf Teilchen mit kleinem äquatorialen Pitchwinkel wirken, da nur die Spiegelpunkte dieser Teilchen in der Nähe des Planeten liegen und damit Stöße mit atmosphärischen Teilchen möglich sind.

Der Öffnungswinkel dieses Verlustkegels beträgt unter der Annahme eines reinen Dipolfeldes etwa $2,85^\circ$ für die Io-Umlaufbahn und etwa $1,41^\circ$ für die Europa Umlaufbahn (Tab. 4.2). Mit der Winkelauflösung des Detektors sind diese Verlustkegel also nicht direkt beobachtbar.

Allerdings findet durch Wechselwirkung der Teilchen mit Wellen oder durch Stöße mit anderen Teilchen eine Streuung im Pitchwinkel statt, die zur Pitchwinkel-Diffusion führt (Kap. 4.6.1). Dieser Diffusionsprozeß führt zum Auffüllen der Verlustkegel und damit zu einer Verteilung, die üblicherweise durch eine $\sin^n(\alpha)$ Funktion angenähert werden kann.

Wie in Kap. 4.6.1 können diese Pitchwinkel-Verteilungen durch Lösung der Diffusionsgleichung (Gl. 4.33) berechnet und an die gemessenen Daten angepaßt werden. Daraus können Rückschlüsse auf die in der inneren Jupitermagnetosphäre vorherrschenden Diffusionsprozesse gezogen werden.

7.1.1 Pitchwinkel-Verteilungen der Protonen beim Io-Vorbeiflug I0

Nachdem bereits in Kap. 6.3.2 der zeitliche Verlauf der Pitchwinkel-Verteilungen von Elektronen und Ionen gezeigt wurde, soll nun für ausgewählte Zeiträume eine genauere Analyse dieser Daten erfolgen. Dazu wird versucht, die gemessenen Verteilungen mit dem in Kap. 4 behandelten theoretischen Verhalten über die Bewegung von energetischen Teilchen in einem Dipolfeld in Einklang zu bringen.

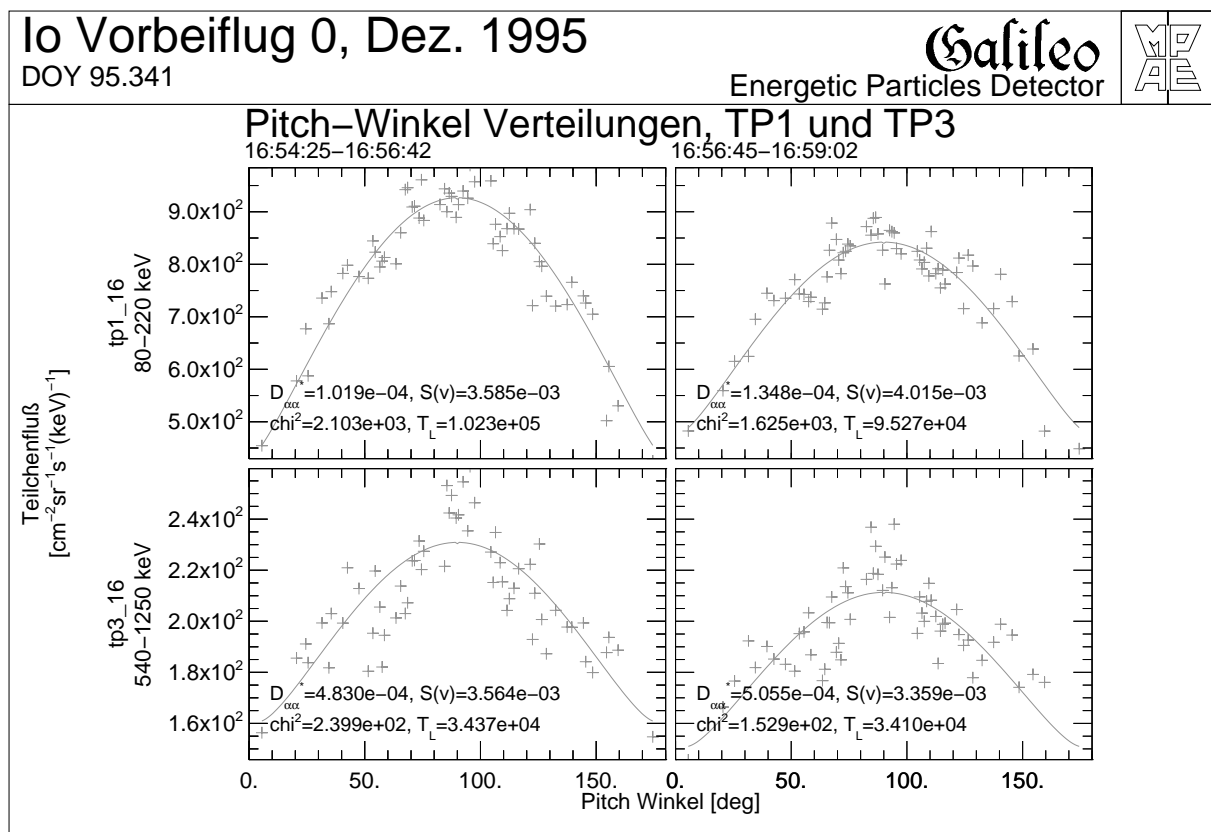


Abbildung 7.1: Pitchwinkel-Verteilungen für die *Time-of-Flight*-Protonenkanäle TP1 (oben) und TP3 (unten) in *Region I*. Die durchgezogene Linie zeigt einen Besselfunktionsfit an die gemessenen Daten.

Abb. 7.1 zeigt die zwei Pitchwinkel-Verteilungen für die Protonenkanäle TP1 und TP3 aus *Region I* für jeweils einen Meßzyklus¹. Für die in 16 Spinsektoren eingeteilten TP-Kanäle

¹Ein Meßzyklus ist definiert als der Zeitraum, den EPD zum Durchlaufen aller 7 Motorpositionen benötigt und

ergeben sich somit 112 Blickrichtungen. Für jede dieser Richtungen wird der Winkel zum über den gesamten Zyklus gemittelten Magnetfeldvektor berechnet. Dieser Winkel (Pitchwinkel, Abszisse) und der in diese Richtung gemessene Teilchenfluß (Ordinate) ergeben dann die oben gezeigte Pitchwinkel-Verteilung.

Wie bereits in Abb. 6.7 zu sehen, zeigen die Pitchwinkel-Verteilungen der Protonen Minima in \vec{B} - und in Anti- \vec{B} -Richtung (0° bzw. 180° Pitchwinkel) und ein Maximum senkrecht zur Richtung von \vec{B} (90° Pitchwinkel). Die Minima sind auf den in Kap. 4.5 behandelten Verlustprozeß zurückzuführen, bei dem Teilchen mit kleinem äquatorialem Pitchwinkel durch ihre in Jupiternähe liegenden Spiegelpunkte mit atmosphärischen Teilchen wechselwirken und damit nicht mehr zum Äquator zurückkehren. Dieser sogenannte *Bounce Loss Cone* hat aber bei $L \approx 6$ nur einen Öffnungswinkel von weniger als 3° und wäre mit dem räumlichen Auflösungsvermögen von EPD nur schwer zu identifizieren. Die Pitchwinkel-Diffusion (Kap. 4.6.1) bewirkt jedoch, daß Teilchen mit größerem Pitchwinkel in diesen Verlustkegel hineindiffundieren. Je nach Größe des Pitchwinkel-Diffusionskoeffizienten $D_{\alpha\alpha}$ führt dieses Auffüllen des Verlustkegels zu einer mehr oder weniger starken Isotropisierung der gemessenen Teilchenflüsse.

Es wurde nun versucht, entsprechend Gl. 4.35 einen Fit an die gemessenen Daten durchzuführen, um daraus Aussagen über die Stärke der Pitchwinkel-Diffusion und der damit verbundenen mittleren Lebenszeit der gefangenen Teilchen (Gl. 4.37) treffen zu können. Die durchgezogene Linie in Abb. 7.1 zeigt den Fit (durchgezogene Linie) an die gemessenen Flüsse (Symbol +), der nach einem Gradient-Expansions Algorithmus [Press et al., 1992] erfolgte. Tab. 7.1 gibt einen Überblick der erhaltenen Diffusionskoeffizienten $D_{\alpha\alpha}$ und der sich daraus ergebenden mittleren Lebenszeit T_L für die Protonenkanäle TP1 bis TP3 und die im nächsten Kapitel behandelten Elektronenkanäle.

7.1.2 Pitchwinkel-Verteilungen der Elektronen beim Io-Vorbeiflug I0

Auch die Pitchwinkel-Verteilungen der Elektronen (Abb. 7.2) zeigen Minima in Magnetfeldrichtung und in entgegengesetzter Richtung (0° und 180° Pitchwinkel). Der Entstehungsprozeß für diese Minima ist derselbe wie für Protonen, wobei auch hier der Öffnungswinkel des Verlustkegels nur von der Energie des Teilchens und nicht von seiner Masse abhängig ist.

Die Pitchwinkel-Diffusion wird bei Elektronen durch Wellen höherer Frequenz als die der Ion-Zyklotron-Welle verursacht. In der Annahme von Kennel and Petschek [1966], die der Berechnung der Pitchwinkel-Verteilung zugrunde liegt, ist es der sogenannte *whistler-mode noise* (Kap. 4.6.1). Tab. 7.1 enthält die für die Elektronenkanäle E0 bis E3 erhaltenen Parameter für den Diffusionskoeffizienten $D_{\alpha\alpha}$ und der mittleren Lebenszeit T_L .

Die mittlere Lebenszeit T_L eines Teilchens gibt jene Zeit an, die ein Teilchen im Mittel auf seiner L-Schale verbringt, bis es dann in den Verlustkegel gestreut wird. Abb. 7.3 zeigt diese mittlere Lebenszeit, berechnet aus den Ionen- und Protonenkanälen A1, A2, TP1, TP2 und TP3 (oben) und aus den Elektronenkanälen des E- und F-Detektors (unten) in Abhängigkeit von der Teilchenenergie. Die strichlierte Linie stellt jeweils den Wert von T_L für den Grenzwert der starken Pitchwinkel-Diffusion dar. Die mittlere Lebenszeit der Protonen liegt in der Nähe der

entspricht etwa $7 \cdot 20\text{s} = 140\text{s}$ (Rotationsperiode von GALILEO: $\approx 20\text{s}$)

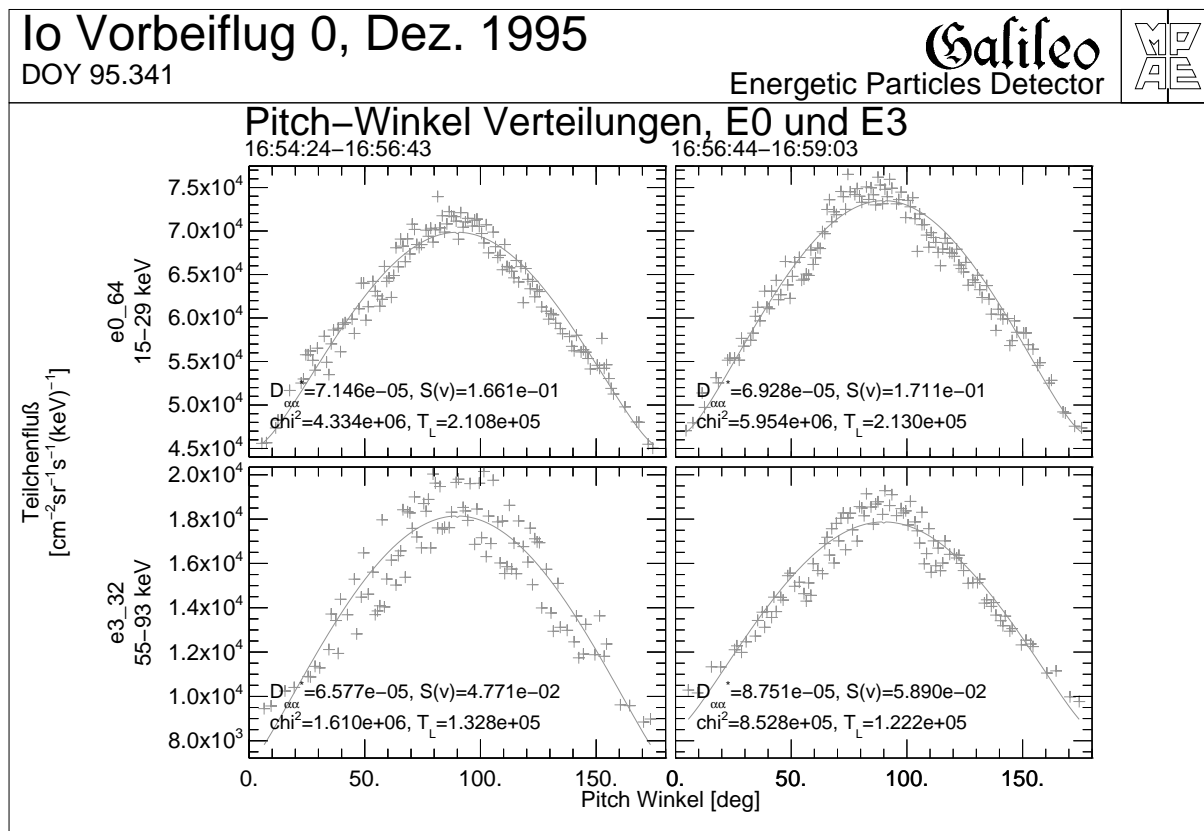


Abbildung 7.2: Pitchwinkel-Verteilungen für die LEMMS-Elektronenkanäle E0 (oben) und E3 (unten) in *Region I*. Die durchgezogene Linie stellt einen aus der Pitchwinkel-Diffusionsgleichung abgeleiteten Fit dar.

Tabelle 7.1: Ergebnisse des Fits an die Pitchwinkel-Verteilungen für die Protonenkanäle TP1 bis TP3 und die Elektronenkanäle E0 bis E3

Protonen				Elektronen			
Kanal	E [keV]	$D_{\alpha\alpha}$ [rad ² s ⁻¹]	T_L [s]	Kanal	E [keV]	$D_{\alpha\alpha}$ [rad ² s ⁻¹]	T_L [s]
TP1	80-220	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^5$	E0	15-29	$7 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^5$
TP2	220-540	$3,7 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^4$	E1	29-42	$4,7 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^5$
TP3	540-1250	$5 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^4$	E2	42-50	$4 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^5$
				E3	55-93	$7 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^5$

Werte für die starke Pitchwinkel-Diffusion. Die Lebenszeit der Elektronen liegt weit darüber. Daraus kann man schließen, daß die Pitchwinkel-Diffusion der dominierende Prozeß für den Verlust von Protonen ist, für Elektronen jedoch eine untergeordnete Rolle spielt.

7.2 Teilchen-Teilchen Wechselwirkungen im Io-Torus

Die starke Vulkantätigkeit von Io und der damit verbundene Ausstoß von Teilchen führt zur Ausbildung eines sich entlang der Bahn von Io erstreckenden Torus (siehe Kap. 5). Diese Regi-

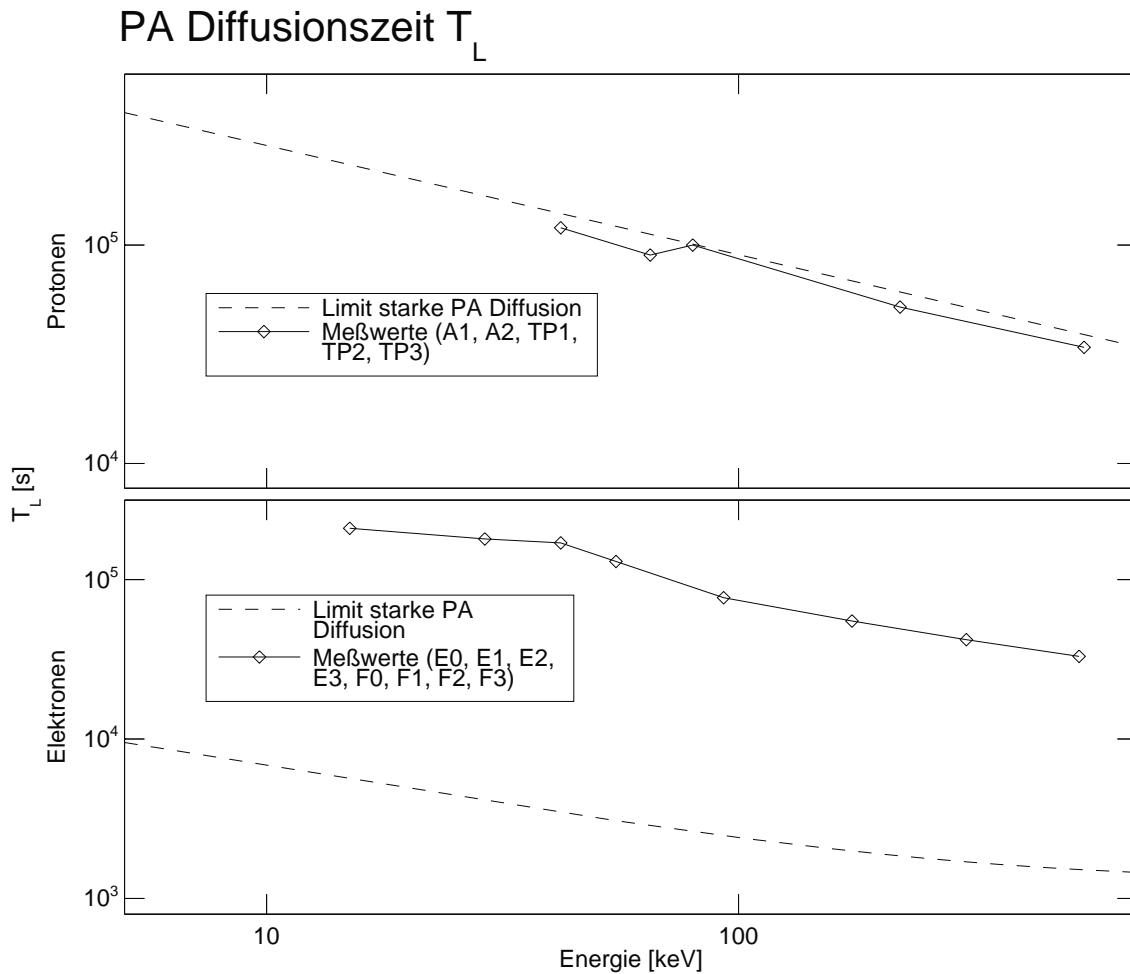


Abbildung 7.3: Pitchwinkel-Diffusion Lebenszeit von Protonen (oben) und Elektronen (unten). Der Grenzwert für die starke Pitchwinkel-Diffusion wird durch die strichlierte Linie markiert.

on relativ hoher Teilchendichte stellt ein Gebiet dar, in dem Wechselwirkungen mit den gefangenen, energetischen Teilchen stattfinden können. Die für diese Wechselwirkung zur Verfügung stehende Zeit ist abhängig von der Lage der Spiegelpunkte der gefangenen Teilchen. Liegen diese Spiegelpunkte in Äquaturnähe, dann pendeln die gefangenen Teilchen in dieser dichteren Torusregion hin und her. Die Lage der Spiegelpunkte ist nur abhängig vom äquatorialen Pitchwinkel (Gl. 4.31). Die Wechselwirkungszeit ist daher am größten für ein Teilchen mit dem äquatorialen Pitchwinkel $\alpha_{eq} = 90^\circ$ und das Minimum in den Teilchenflüssen senkrecht zur Magnetfeldrichtung ist damit erklärbar.

Abb. 7.4 zeigt die Abhängigkeit der Geschwindigkeitskomponente parallel zum Magnetfeld v_{\parallel} vom äquatorialen Pitchwinkel α_{eq} . Für große Pitchwinkel ist diese Geschwindigkeit nahezu 0, die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift läßt dieses Teilchen nahe am magnetischen Äquator um den Planeten kreisen. Da sich das Maximum der Teilchendichte von Plasma- und Neutralgastorus ebenfalls um den magnetischen Äquator konzentriert, steigt die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes zwischen Torusteilchen und gefangenem Teilchen mit sinkendem v_{\parallel} an.

Um den zu erwartenden Teilchenfluß in Abhängigkeit vom äquatorialen Pitchwinkel zu be-

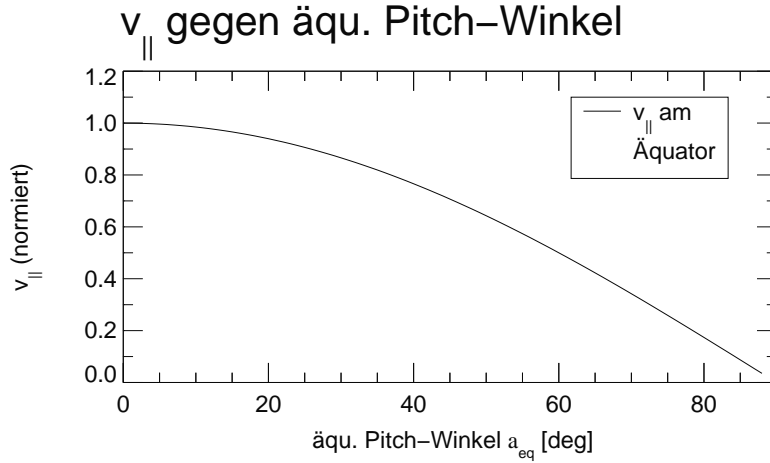


Abbildung 7.4: Abhängigkeit der Geschwindigkeitskomponente parallel zum Magnetfeld (v_{\parallel} , normiert auf Maximalwert) vom äquatorialen Pitchwinkel α_{eq} . Die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß mit Torusteilchen ist am größten für gefangene Teilchen mit kleinem v_{\parallel} .

rechnen, soll zunächst die mittlere Anzahl der Streuzentren modelliert werden. Für ein gefangenes Teilchen mit einem Spiegelpunkt bei der jovigraphischen Breite λ_m liefert die Integration über eine *Bounce*-Bewegung die mittlere Teilchendichte \bar{n} [Ip, 1981]:

$$\bar{n}(\lambda_m) = \int_{\lambda=0}^{\lambda_m} \frac{n_{Torus}(\lambda)}{v_{\parallel}(\lambda)} ds \bigg/ \int_{\lambda=0}^{\lambda_m} \frac{1}{v_{\parallel}(\lambda)} ds \quad (7.1)$$

wobei v_{\parallel} die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Magnetfeldrichtung bedeutet und die Integration vom magnetischen Äquator ($\lambda = 0$) bis zum Spiegelpunkt ($\lambda = \lambda_m$) läuft. Die Teilchendichte der Streuzentren ist gegeben durch n_{Torus} . Das Wegelement ds läßt sich mit Hilfe der Dipolfeldgleichung (Gl. 4.11) folgendermaßen anschreiben:

$$(ds)^2 = (dr)^2 + (d\lambda)^2 = r_0^2 \cos^2 \lambda (4 - 3 \cos^2 \lambda) (d\lambda)^2 \quad (7.2)$$

In dieser Näherung eines dipolaren Magnetfeldes erhält man den Zusammenhang zwischen der Spiegelbreite (*Mirror Latitude*) und dem äquatorialen Pitchwinkel des Teilchens aus folgender Beziehung (siehe auch Gl. 4.7 und Gl. 4.17):

$$\begin{aligned} \frac{B_{eq}}{B_m} &= \frac{\sin^2 \alpha_{eq}}{\sin^2 \alpha_m} \quad \text{wobei } \alpha_m = 90^\circ \\ \Rightarrow \sin^2 \alpha_{eq} &= \frac{\cos^6 \lambda_m}{\sqrt{4 - 3 \cos^2 \lambda_m}} \end{aligned} \quad (7.3)$$

Hier bedeuten B_{eq} und B_m den Betrag des Magnetfeldes am Äquator bzw. am Spiegelpunkt des Teilchens und die Winkel α_{eq} und α_m sind die dazugehörigen Pitchwinkel. Damit läßt sich die Geschwindigkeitskomponente parallel zum Magnetfeld v_{\parallel} berechnen (siehe Gl. 4.16):

$$\begin{aligned} v_{\parallel}(\lambda) = v \cos \alpha(\lambda) &= v \sqrt{1 - \sin^2 \alpha(\lambda)} \\ &= \sqrt{\frac{2E}{m}} \left(1 - \sin^2 \alpha_{eq} \frac{\sqrt{4 - 3 \cos^2 \lambda}}{\cos^6 \lambda} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (7.4)$$

Das Integral aus Gl. 7.1 kann nun numerisch gelöst werden. Es muß nur noch eine Annahme über die Teilchendichte n_{Torus} gemacht werden. Eine einfache Gaußverteilung sowohl in radialer als auch in latitudinaler Richtung mit einem Maximum am Äquator beim radialen Abstand R_{Torus} soll als erste Näherung genügen:

$$\begin{aligned} n_{Torus}(r, \lambda) &= n_0 \exp\left(-\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2\right) \exp\left(-\left(\frac{r - R_{Torus}}{r_0}\right)^2\right) \\ &\approx n_0 \exp\left(-\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2\right) \end{aligned} \quad (7.5)$$

Da sich die gefangenen, geladenen Teilchen entlang der Magnetfeldlinien bewegen, spielt die Abhängigkeit der Dichte der Streuzentren vom Abstand r keine entscheidende Rolle. Sie wird deshalb für die Analyse der Daten vernachlässigt.

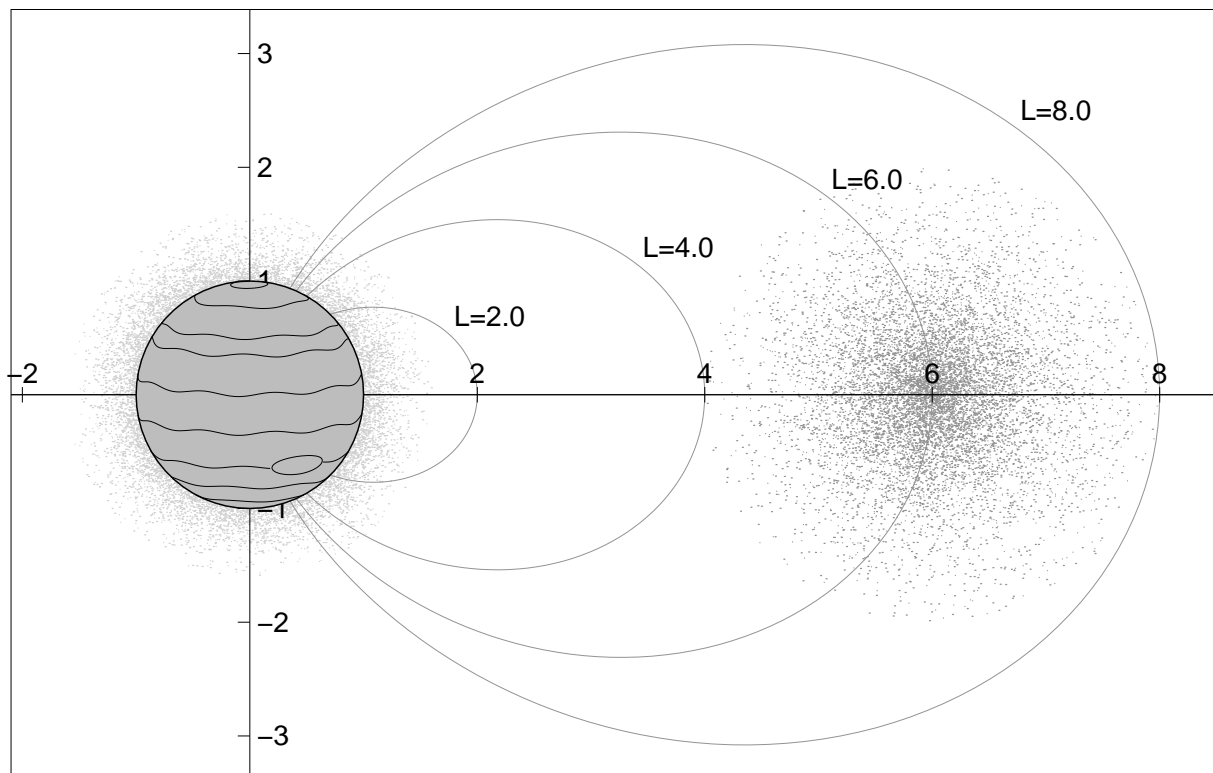


Abbildung 7.5: Teilchen-Teilchen Wechselwirkungsregionen bei Jupiter. Die Region beim Io-Torus ($r \approx 6 R_{Jup}$) ist verantwortlich für die Verarmung von Teilchen mit 90° Pitchwinkel, die Atmosphäre von Jupiter ist eine Senke für 0° -Teilchen.

Abb. 7.5 veranschaulicht die Position und Ausdehnung der Streuzentren im Io-Torus. Zusätzlich dargestellt ist noch die zweite Region, in der Teilchen-Teilchen Wechselwirkungen stattfinden, nämlich die Jupiteratmosphäre.

Ist der Wirkungsquerschnitt σ für den Streuprozess bekannt, so kann mit Hilfe der Beziehung

$$\tau = \frac{1}{\bar{n}\sigma v} \quad (7.6)$$

die mittlere Lebenszeit τ des gefangenen Teilchens berechnet werden. Ausgehend von einer ursprünglich beliebigen Verteilung (n_{orig}) kann damit die nach der Zeit t zu erwartende Pitchwinkel-Verteilung $n_{tr}(\alpha)$ angeschrieben werden:

$$n_{tr}(\alpha) = n_{orig} \exp^{-t/\tau} \quad (7.7)$$

Im folgenden Abschnitt sollen unterschiedliche Teilchen-Teilchen Wechselwirkungsprozesse diskutiert werden und ihre Relevanz auf die Daten des *Energetic Particles Detector* überprüft werden. Die wichtigsten Prozesse dieser Teilchen-Teilchen Wechselwirkung sind:

- *Coulombstoß*: $\mathbf{A}^{n+} + \mathbf{B}^{n+} \rightarrow \mathbf{A}^{n+} + \mathbf{B}^{n+}$
- *Ladungstausch Ion-Ion*: $\mathbf{A}^{n+} + \mathbf{B}^{n+} \rightarrow \mathbf{A}^{(n-1)+} + \mathbf{B}^{(n+1)+} + \Delta E$
- *Ladungstausch Ion-Neutrales*: $\mathbf{A}^{n+} + \mathbf{B} \rightarrow \mathbf{A}^{(n-1)+} + \mathbf{B}^+ + \Delta E$

Der fettgedruckte Buchstabe markiert jeweils das energetische Teilchen, das mit EPD gemessen werden kann, der Buchstabe mit normaler Strichstärke weist auf ein Teilchen mit der für den Io-Torus typischen Energie von einigen 10 eV hin. Diese Energie entspricht der kinetischen Energie durch die Korotationsbewegung mit einer Geschwindigkeit von ≈ 70 km/s.

7.2.1 Coulombstoß

Die *Coulombstöße* können eine Richtungsänderung (\Rightarrow Änderung des Pitchwinkels) des energetischen Teilchens bewirken und damit zu einer Ursache für Pitchwinkel-Diffusion werden. Außerdem kann sich der Gesamtimpuls nach dem Stoß auf die zwei Stoßpartner verteilen, so daß das energetische Teilchen aus dem Beobachtungsfenster von EPD (definiert durch einen Energie- und Teilchenkanal) verschwindet und daher für die Messung als verloren gilt. Um die Bedeutung der Coulomb-Streuung (*Rutherford-Streuung*) als Verlustprozeß im Io-Torus abzuschätzen, soll der Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Aus Energie- und Drehimpulserhaltung erhält man folgende Gleichung für den Stoßparameter b_0 (siehe zum Beispiel Jackson [1962]):

$$b_0 \equiv \frac{|ZZ'|e^2}{4\pi\epsilon_0 M_{red} v^2 \gamma} \quad (7.8)$$

M_{red} steht für die reduzierte Masse ($m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$), v ist die Relativgeschwindigkeit der beiden Stoßpartner und γ ist der relativistische Parameter ($1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$). Der Wirkungsquerschnitt der Rutherford-Streuung σ_R in Abhängigkeit des Stoßparameters b_0 und des Streuwinkels Θ_0 berechnet sich damit folgendermaßen:

$$\sigma_R = \frac{\pi b_0^2}{\tan \Theta_0 / 2} \quad (7.9)$$

Für einen Stoß zweier einfach geladener Schwefelatome mit einer Relativenergie von 20 keV/nucleon erhält man damit einen Stoßparameter b_0 von $5,9 \cdot 10^{-14}$ cm und einen Wirkungsquerschnitt σ_R von $1,1 \cdot 10^{-26} / \tan \Theta_0$ cm². Definiert man nun den Grenzwinkel Θ_0 , ab dem ein Teilchen als gestreut gilt, mit 3° , so ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von $2 \cdot 10^{-25}$ cm².

Dieser Wirkungsquerschnitt wird noch erhöht, wenn die Stoßpartner nicht einfach, sondern mehrfach ionisiert sind. Für zweifach ionisierte Ionen erhöht sich der Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 16. Dieser Wirkungsquerschnitt ist jedoch im Vergleich zu den Querschnitten für die Ladungstauschreaktionen um Größenordnungen kleiner. Deshalb wird die Coulomb-Streuung als möglicher Verlustprozeß für 90° Teilchen nicht weiter betrachtet.

7.2.2 Ladungstausch Ion-Ion

Der *Ladungstausch Ion-Ion* ist ein im Io-Torus sicherlich relevanter Prozeß. Die Wirkungsquerschnitte liegen in etwa in dem Bereich der Ladungstauschreaktion zwischen Ion und neutralen Atomen. Da sich bei dieser Reaktion allerdings der Impuls des zu messenden Teilchens nur unwesentlich ändert, und der *Energetic Particles Detector* nicht zwischen verschiedenen Ladungszuständen unterscheiden kann, ist diese Reaktion mit unserem Detektor nicht meßbar, und wird daher hier nicht weiter behandelt.

7.2.3 Ladungstausch Ion-Neutrales

Im Gegensatz dazu kann der Prozeß *Ladungstausch Ion-Neutrales* eine meßbare Signatur in den EPD-Daten erzeugen. Durch den Ladungstauschprozeß wird aus dem geladenen, energetischen Teilchen (*Energetic Charged Particle*, ECP) ein energetisches, neutrales Atom (*Energetic Neutral Atom*, ENA), das nicht mehr an das herrschende magnetische und elektrische Feld gebunden ist und deshalb mit dem Impuls des ursprünglich geladenen Teilchens den Io-Torus verlassen kann. Aus dem neutralen Atom vor dem Stoß wird ein Ion mit der Energie der Teilchen des Neutralgastorus (≈ 50 eV), das außerhalb des mit EPD meßbaren Bereiches liegt.

Aufgrund der Gyrationbewegung des ECPs und seiner Geschwindigkeitskomponente v_{\parallel} parallel zur Magnetfeldrichtung kann das entstehende ENA nach dem Ladungstausch eine beliebige Raumrichtung einnehmen. Da sich der Io-Torus aber in der Äquatorebene des Jupiter befindet und, wie oben bereits besprochen, besonders Teilchen mit einem Pitchwinkel nahe 90° mit dem Neutralgas im Torus wechselwirken, werden die ENAs vorzugsweise in einen Kegel gestreut, dessen Achse in der Ekliptik liegt und dessen Öffnungswinkel von der latitudinalen Ausdehnung des Neutralgastorus abhängt (siehe Abb. 7.6). Je größer die latitudinale Ausdehnung des Neutralgastorus ist, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit, daß auch ECPs mit kleinerem Pitchwinkel (entspricht höherer Geschwindigkeit v_{\parallel} parallel zum Magnetfeld) ihre Ladung mit den Neutralen tauschen. Die entstehenden ENAs erhalten durch das höhere v_{\parallel} eine Geschwindigkeitskomponente, die aus der Ekliptik weist und damit den größeren Öffnungswinkel des ENA-Kegels erklärt.

Da der *Energetic Particles Detector* nicht zwischen den verschiedenen Ladungszuständen unterscheiden kann, erzeugen ENAs und ECPs das gleiche Signal auf dem Detektor. Das heißt, daß auch dieser Prozeß für EPD eigentlich nicht zu beobachten ist. Die in den EPD-Daten gemessene Signatur läßt sich dadurch erklären, daß die ENAs nach dem oben geschilderten Prinzip den Io-Torus verlassen und daher ein Absinken der Zählrate zu verzeichnen ist. Mit Hilfe der Abschätzung von Gl. 7.1 bis Gl. 7.7 und der Kenntnis über die Wirkungsquerschnitte

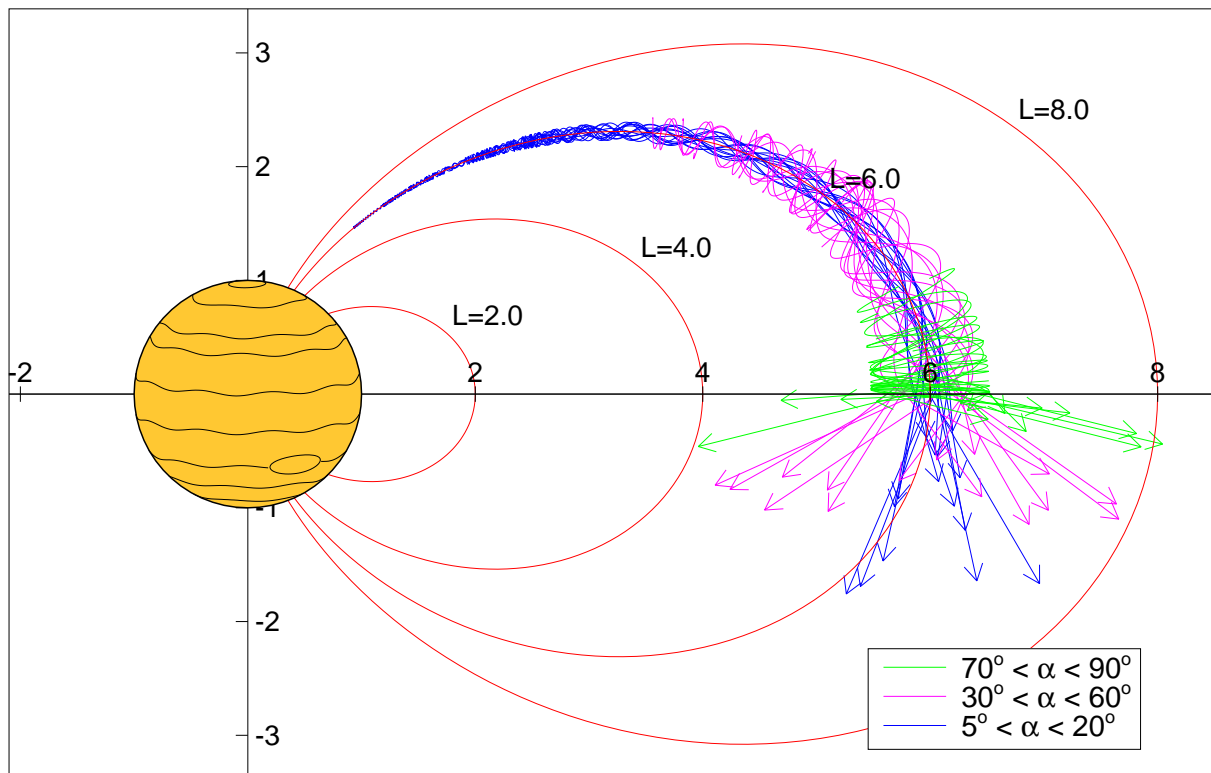


Abbildung 7.6: Die Bahnen der beim Ladungsaustauschprozeß zwischen ECPs mit kleinem (blau), mittlerem (magenta) und großem (grün) äquatorialen Pitchwinkel und einem neutralen Torusatom entstehenden ENAs. In dieser Zeichnung erleidet jedes ECP am Äquator einen Stoß. Die Richtung des entstehenden ENAs ist abhängig vom äquatorialen Pitchwinkel und der Gyrophase des ECPs. ECPs mit nahe bei 90° liegenden Pitchwinkel erzeugen ENAs, die den Torus hauptsächlich in der Ebene der Ekliptik verlassen.

der Ladungsaustauschreaktionen soll nun gezeigt werden, daß diese Abnahme der Zählrate durchaus meßbar ist. Dazu wird versucht, die gemessene Pitchwinkel-Verteilung mit Gl. 7.7 (verantwortlich für den Verlustkegel bei 90° Pitchwinkel) und Gl. 4.35 (verantwortlich für den Verlustkegel bei 0° und 180° Pitchwinkel) anzupassen. Dabei wird die Neutralgasdichte im Torus (n_0), die Ausdehnung des Neutralgastorus in latitudinaler Richtung (λ_0) und der Pitchwinkel-Diffusionskoeffizient ($D_{\alpha\alpha}$) als anzupassende Parameter betrachtet. Die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Ladungsaustauschreaktionen (σ_{cx}) werden dabei als bekannt vorausgesetzt. Es gibt einige Messungen und Berechnungen für diese Wirkungsquerschnitte, die allerdings meist nicht für den hier erforderlichen Energiebereich durchgeführt worden sind [Sakabe and Izawa, 1991; McGrath and Johnson, 1989; Johnson and Strobel, 1982; Lo et al., 1971; Stebbings et al., 1964]. In Kap. 7.2.4 sollen die verwendeten Wirkungsquerschnitte genauer erläutert werden.

In Abb. 7.7 sind die Parameter \bar{n} (Gl. 7.1), τ_{cx} (Gl. 7.6) und n_{tr} (Gl. 7.7) für einen fiktiven Neutralgastorus in Abhängigkeit des äquatorialen Pitchwinkels dargestellt. Die Wahl der Neutralgasdichte n_0 und der latitudinalen Ausdehnung λ_0 sowie die Annahme der Wechselwirkungszeit t und des Wertes des Wirkungsquerschnittes σ_{cx} ist willkürlich, läßt aber den prinzipiellen Verlauf obiger Parameter gut erkennen. Für Teilchen mit Pitchwinkeln nahe 90°

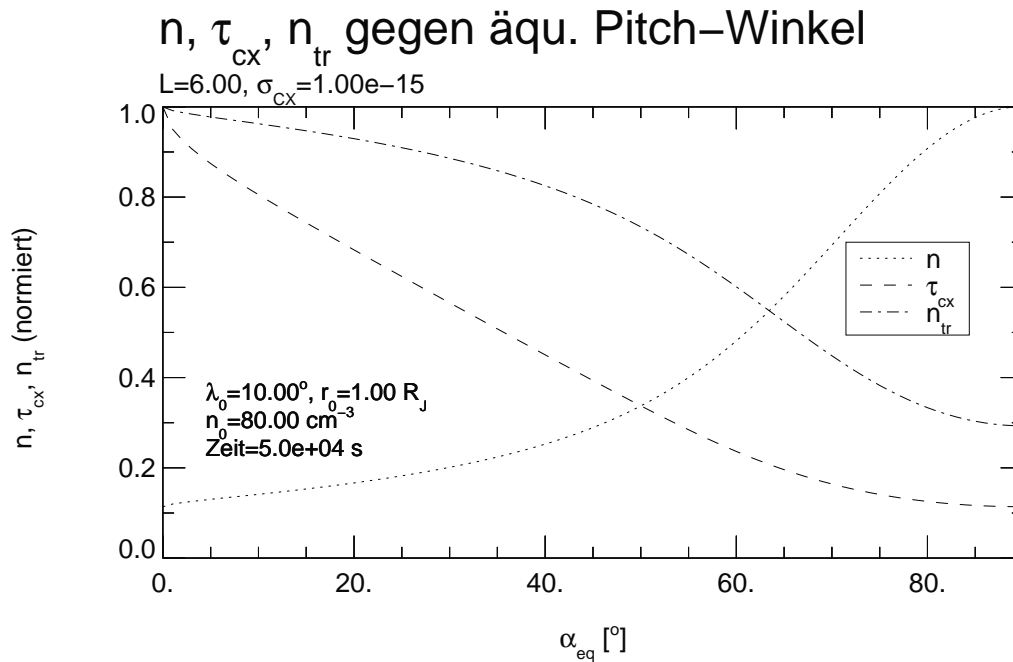


Abbildung 7.7: Erwartete Pitchwinkel-Verteilung ($n_{tr}(\alpha)$) der ECPs im Io-Torus, wenn Ladungsaustauschprozesse eine wichtige Rolle spielen. Die mittlere Teilchendichte (\bar{n}) und die mittlere Ladungsaustausch-Lebenszeit (τ) sind ebenfalls dargestellt.

ist die effektive Neutralgasdichte um einen Faktor 10 höher, da ihre Bahn innerhalb des Neutralgastorus bleibt. Die mittlere Lebenszeit dieser Teilchen ist um den gleichen Faktor reduziert. In diesem Fall bedeutet dies eine Abnahme der Zählrate der 90° -Teilchen um 50% gegenüber den feldlinienparallelen laufenden Teilchen.

In Abb. 7.8 sind die Pitchwinkel-Verteilungen für Sauerstoff (Kanal TO2, 26 bis 51 keV/nucl, oben) und Schwefel (Kanal TS1, 16 bis 30 keV/nucl, unten) dargestellt. Die Schwefelionen zeigen ein deutliches Minimum bei 90° Pitchwinkel, für Sauerstoff ist dieses Minimum nur schwach ausgeprägt oder gar nicht vorhanden. Beide Teilchensorten zeigen die Verarmung von feldlinienparallelen Teilchen, die auf den Verlustprozeß in der Jupiteratmosphäre (\rightarrow *Bounce Loss Cone*) und der Pitchwinkel-Diffusion, die die Teilchen in den Verlustkegel transportiert, zurückzuführen ist (Kap. 7.1). Die durchgezogene Linie in Abb. 7.8 zeigt den Fit an diese Pitchwinkel-Verteilungen, der folgendermaßen gewonnen wurde:

- Berechnen der mittleren Neutralgasdichte im Io-Torus $\bar{n}(\alpha)$ mit Hilfe von Gl. 7.1. Dabei werden die Parameter λ_0 (latitudinale Ausdehnung des Neutralgastorus) und n_0 (Neutralgasdichte im Zentrum des Torus) als anzupassende Parameter gewählt.
- Unter Vorgabe eines Wirkungsquerschnittes σ_{cx} Berechnung der mittleren Lebenszeit gegen Ladungsaustauschreaktionen (Gl. 7.6).
- Anpassen der Fitparameter $D_{\alpha\alpha}$ (Pitchwinkel-Diffusionskoeffizient) und $S(v)$ (Quellterm) an die gemessenen Pitchwinkel-Verteilungen mit der für die Elektronen- und Protonendaten in Kap. 7.1 angewandten Methode. Daraus ergibt sich auch die Zeit T_L , die

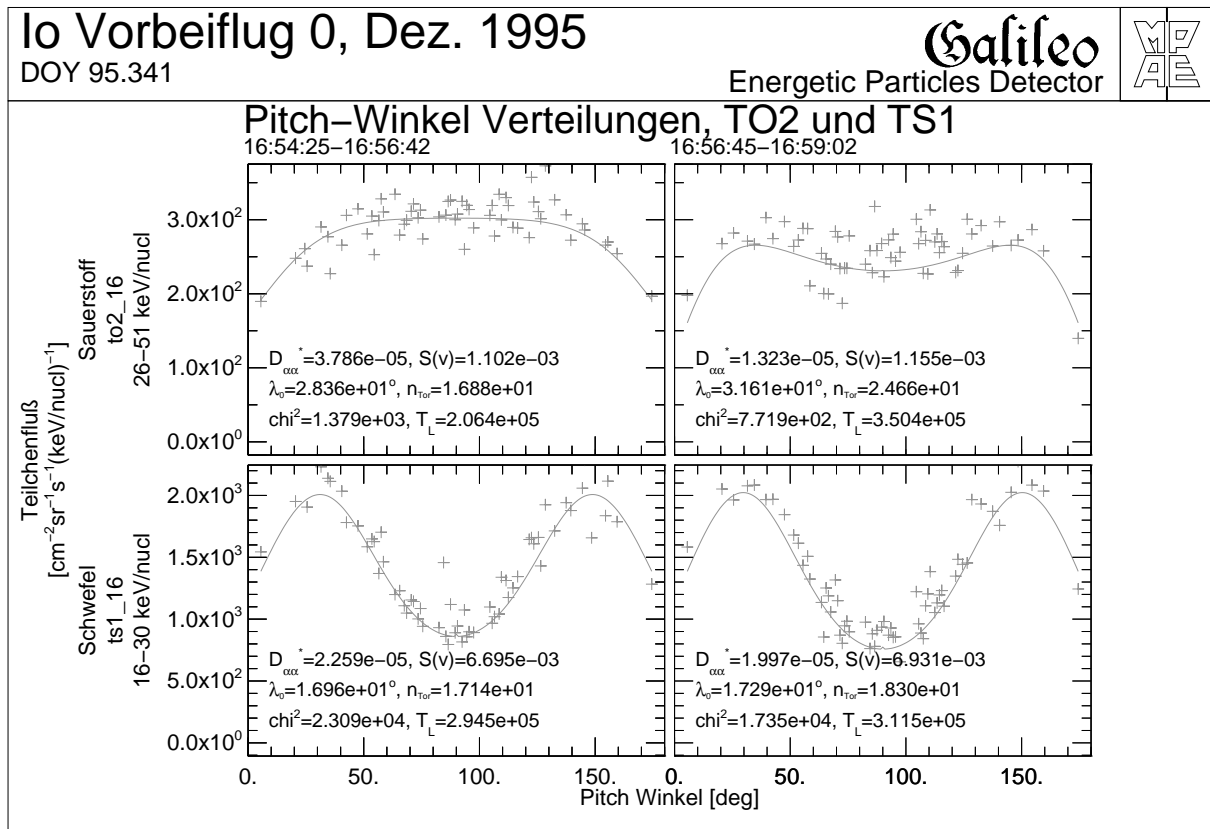


Abbildung 7.8: Pitchwinkel-Verteilungen für die *Time-of-Flight*-Ionenkanäle TO2 (oben) und TS1 (unten) in *Region I*. Ladungstauschprozesse im Io-Torus und Verlustprozesse in der Jupiteratmosphäre können die Minima bei 0° und 90° Pitchwinkel erklären.

das ECP im Mittel zur Verfügung hat, bevor es in der Jupiteratmosphäre gestreut wird.

- Verändern der Parameter λ_0 , n_0 , $D_{\alpha\alpha}$ und $S(v)$, bis die gemessene Verteilung möglichst genau reproduziert wird (Optimierung mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate).

Nach diesem Prozeß erhält man für jede gemessene Pitchwinkel-Verteilung einen Satz von Parametern für den Neutralgastorus (λ_0 , n_0) und für die Pitchwinkel-Diffusion in den *Bounce Loss Cone* ($D_{\alpha\alpha}$, $S(v)$), die in Tab. 7.2 zusammengestellt sind.

Die Berechnung der Torusparameter aus den Sauerstoff-Kanälen ist aufgrund der großen Streuung der Meßpunkte und der schwach ausgeprägten Minima für Teilchen mit 90° Pitchwinkel nicht sehr zuverlässig; bessere Ergebnisse liefern die Schwefel-Kanäle. Aufgrund der größeren Wirkungsquerschnitte der Ladungstauschreaktionen mit energetischen Schwefelionen sind die Minima bei 90° Pitchwinkel bei den Schwefel-Kanälen stärker ausgeprägt. Der oben beschriebene Fitmechanismus läßt sich daher optimal für diese Teilchenkanäle anwenden; die Zahlenwerte für Neutralgasdichte und latitudinale Ausdehnung des Io-Torus werden aus diesen Kanälen gewonnen.

Die Ausdehnung des neutralen Torus (λ_0) beträgt damit in latitudinaler Richtung² etwa 20° .

²Die radiale Richtung wurde nicht als Fitparameter mit aufgenommen, da entlang der *Bounce*-Bahnen der ECPs der Dichtegradient in radialer Richtung sehr klein ist (Gl. 7.5).

Tabelle 7.2: Ergebnisse des Fits an die Pitchwinkel-Verteilungen der Sauerstoff- und Schwefelkanäle. X markiert das neutrale Torusatom (vorwiegend O und S). Optimale Anpassung an die Daten gelang mit den Kanälen TS1 bis TS3 (markiert durch Fettdruck).

Kanal	Energie [keV/nucl]	Reaktion	σ_{cx} [cm ²]	$D_{\alpha\alpha}$ [rad ² s ⁻¹]	T_L [s]	λ_0 [°]	n_0 [cm ⁻³]
Schwefel							
TO1 ^a	12 - 26	S⁺ + X	$3,13 \cdot 10^{-15}$	$5,6 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^5$	34	8
TS1	16 - 30		$2,36 \cdot 10^{-15}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$3,0 \cdot 10^5$	17	18
TS2	30 - 62		$2,02 \cdot 10^{-15}$	$4,4 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^5$	23	25
TS3	62 - 310		$9,00 \cdot 10^{-16b}$	$4,9 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^5$	23	34
Sauerstoff							
TO1 ^a	12 - 26	O⁺ + X	$1,51 \cdot 10^{-15}$	$6,9 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^5$	31	11
TO2	26 - 51		$1,09 \cdot 10^{-15}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^5$	30	23
TO3	51 - 112		$5,10 \cdot 10^{-16}$	$6,7 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^5$	31	82
TO4	112 - 562		$1,94 \cdot 10^{-16}$	$6,6 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^5$	24	110

^aDer Teilchenkanal TO1 deckt die Sauerstoff- und die Schwefelspur im Flugzeit-Energie Diagramm ab (Abb. 3.4), er wird daher zur Berechnung der Neutralgasdichte sowohl aus der Reaktion **S⁺ + X** als auch **O⁺ + X** herangezogen.

^bextrapolierter Wert

Tabelle 7.3: Neutralgasdichten im Io-Torus

Modell/Beobachtung von	Dichte OI [cm ⁻³]	Dichte SI [cm ⁻³]
<i>Brown</i> [1981]	30	
<i>Smith and Strobel</i> [1985]	30	6
<i>Skinner and Durrance</i> [1986]	$>29 \pm 16$	$>6 \pm 3$
diese Arbeit		≈ 25

Erdgebundene Beobachtungen von *Thomas* [1996] zeigen eine deutlich geringere Ausdehnung des neutralen Torus. Er erhält für den Durchmesser etwa $1 R_{Jup}$, was einer latitudinalen Ausdehnung von $\approx 5^\circ$ entspricht. Dieser Unterschied läßt sich dadurch erklären, daß die hier verwendete Methode einen Mittelwert der Neutralgasdichte über den gesamten Torus liefert, während sich die Messungen von *Thomas* [1996] auf eine genau definierte Region des Torus beziehen. Die ECPs umrunden Jupiter aufgrund ihrer $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift in 10 Stunden, ihre mittlere Lebenszeit T_L ist mit etwa 50 Stunden deutlich größer. Der Neigungswinkel des Dipols zur Rotationsachse von etwa 10° läßt den Io-Torus im magnetfeldfesten Koordinatensystem folglich mit einer Periode von 10 Stunden um $\pm 10^\circ$ pendeln. Dieser Effekt „verschmiert“ den Neutralgastorus und eine Ausdehnung von 15° bis 20° ist daher zu erwarten.

Die mittlere Teilchendichte der Neutralen im Io-Torus liegt nach der hier durchgeführten Analyse bei etwa 25 cm^{-3} . Dieser Wert paßt ausgezeichnet zu den in Kap. 5.1 zitierten Werten, die aus Beobachtungen und Modellen gewonnen wurden. Tab. 7.3 faßt die Werte für die Neutralgasdichten im Io-Torus zusammen.

Aufgrund der aufwendigen numerischen Berechnung dieses Wertes für die Neutralgasdichte ist eine Fehleranalyse nur sehr schwer möglich. Trotzdem soll versucht werden, durch Variation der Eingangsparameter eine Abschätzung für die Genauigkeit dieses Resultats zu erhalten. Zu diesen Parametern gehören im wesentlichen die gemessene Zählrate und der Wirkungsquerschnitt σ_{cx} .

Wie in Abb. 6.4 zu erkennen, unterliegt die gemessene Zählrate deutlichen Schwankungen, die sich auch in den Pitchwinkel-Verteilungen widerspiegeln. Durch Mittelung über mehrere Meßzyklen wurde versucht, den dadurch entstehenden Fehler zu minimieren. Trotzdem zeigt sich, daß die für verschiedene Meßzyklen berechneten Neutralgasdichten bei ausreichender Zählrate und ausgeprägtem 90° -Minimum der Pitchwinkel-Verteilungen Schwankungen von bis zu 25% unterliegen können. Während die Zählraten für die Sauerstoff- und die Schwefelkanäle ausreichend sind, ist das Minimum bei 90° Pitchwinkel nur bei den Schwefelkanälen TS1, TS2 und TS3 gut ausgeprägt. Der Wert für die Neutralgasdichte ist daher am zuverlässigsten aus diesen drei Kanälen zu bestimmen. Für die latitudinale Ausdehnung des Neutralgastorus ergeben sich ähnliche Schwankungsbreiten.

Die nur ungenaue Kenntnis des Wirkungsquerschnittes für die Ladungstauschreaktionen σ_{cx} im erforderlichen Energiebereich (siehe Kap. 7.2.4) stellt eine weitere Fehlerquelle bei der Bestimmung der Neutralgaswolke dar. Eine Verdoppelung des Wirkungsquerschnittes wirkt sich in einer Halbierung der berechneten Neutralgasdichte aus. Der Wert für latitudinale Ausdehnung des Neutralgastorus λ_0 hingegen ist nicht vom verwendeten Wirkungsquerschnitt abhängig.

Wie in Kap. 7.1 kann die erhaltene mittlere Lebenszeit gegen Pitchwinkel-Streuung T_L mit dem Grenzwert für die starke Pitchwinkel-Diffusion verglichen werden. Abb. 7.9 zeigt, daß dieser Grenzwert fast erreicht wird. Das heißt, die Pitchwinkel-Diffusion stellt einen wichtigen Prozeß nicht nur für die Protonen, sondern auch für die schwereren Ionen wie Schwefel dar.

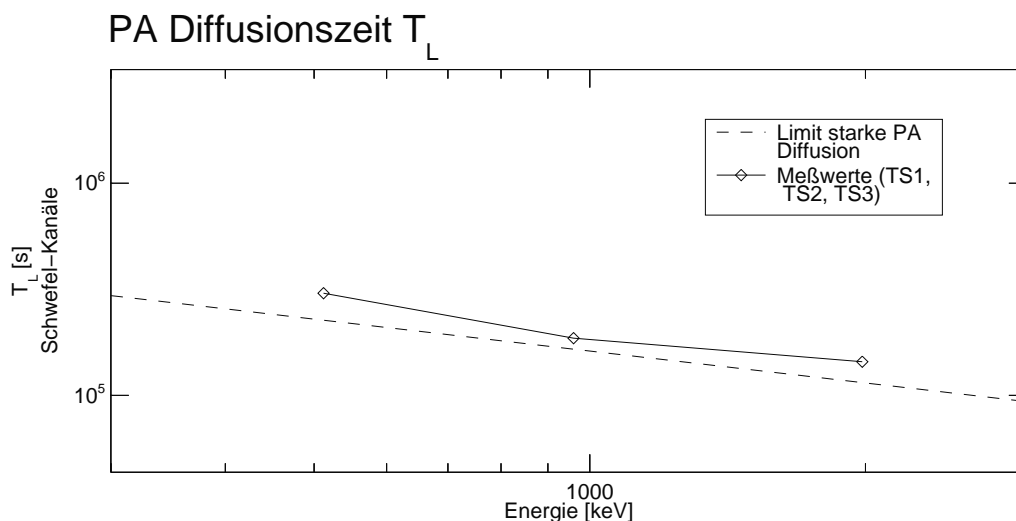


Abbildung 7.9: Pitchwinkel-Diffusion Lebenszeit berechnet aus den TS-Kanälen (Schwefel). Der Grenzwert für die starke Pitchwinkel-Diffusion wird durch die strichlierte Linie markiert.

7.2.4 Wirkungsquerschnitt der Ladungstauschprozesse im Io-Torus

Ein entscheidender Parameter zur Bestimmung der Neutralgasdichten im Io-Torus ist der Wirkungsquerschnitt für Ladungstauschreaktionen σ_{cx} zwischen energetischen Ionen und neutralen Atomen. In Gl. 7.6 geht dieser Wirkungsquerschnitt in die Berechnung der mittleren Lebenszeit der energetischen Ionen ein. Da EPD nicht zwischen verschiedenen Ladungszuständen eines Atoms unterscheiden kann, sind Ladungstauschreaktionen nicht direkt meßbar. Aufgrund des unterschiedlichen Verhaltens von neutralen und geladenen Teilchen in einem Magnetfeld erzeugt jedoch der Ladungstauschprozeß zwischen einem einfach geladenen, energetischen Ion und einem neutralen Teilchen eine meßbare Signatur.

Die Hauptbestandteile des Io-Torus sind Sauerstoff und Schwefel, die interessanten Reaktionen sind deshalb (das energetische Teilchen ist jeweils durch Fettdruck markiert):



Gl. 7.10 und Gl. 7.11 stellen den symmetrisch-resonanten Fall des Ladungstauschprozesses dar, bei dem abgesehen von den Unterschieden in der inneren Anregung der Atome keine Energiedifferenz zwischen Ausgangs- und Endzustand vorhanden ist. Der Stoßparameter und damit auch der Wirkungsquerschnitt nehmen in diesem Fall für zunehmende Relativgeschwindigkeiten der beiden Stoßpartner ab.

Für den nicht-symmetrischen Fall in Gl. 7.12 und Gl. 7.13 entspricht diese Energiedifferenz ΔE den Unterschieden in den Ionisierungspotentialen der beiden Atome³. Die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen haben aufgrund dieser Energiedifferenz ein Maximum bei einer bestimmten Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner. Für sehr große Relativgeschwindigkeiten hat diese Energiedifferenz kaum noch Bedeutung und die Reaktion verhält sich wie der symmetrisch-resonante Fall [*Rapp and Francis, 1962*].

Leider gibt es kaum Literatur zu diesen Reaktionen im erforderlichen Energiebereich von einigen keV bis einigen MeV. Abb. 7.10 stellt die in der Literatur gefundenen Wirkungsquerschnitte für die im Io-Plasmatorus relevanten Ladungstauschreaktionen für Sauerstoff- und Schwefelatome zusammen.

In Tab. 7.4 sind die für die Berechnung der Neutralgasdichte im Io-Torus (Kap. 7.2.3) verwendeten Wirkungsquerschnitte zusammengefaßt. Diese Wirkungsquerschnitte wurden aus den oben zitierten Meßwerten und Simulationen gewonnen. Für die Wirkungsquerschnitte der nicht-symmetrischen Ladungstauschreaktionen, die in den Simulationen von *McGrath and Johnson* [1989] nur bis zu einer Energie von 10 keV vorliegen, wurde die Annahme gemacht, daß sie bei den hohen Energien im Meßbereich von EPD gleich denen des symmetrisch-resonanten Falls sind.

³Das erste Ionisierungspotential beträgt für O 13,62 eV und für S 10,36 eV.

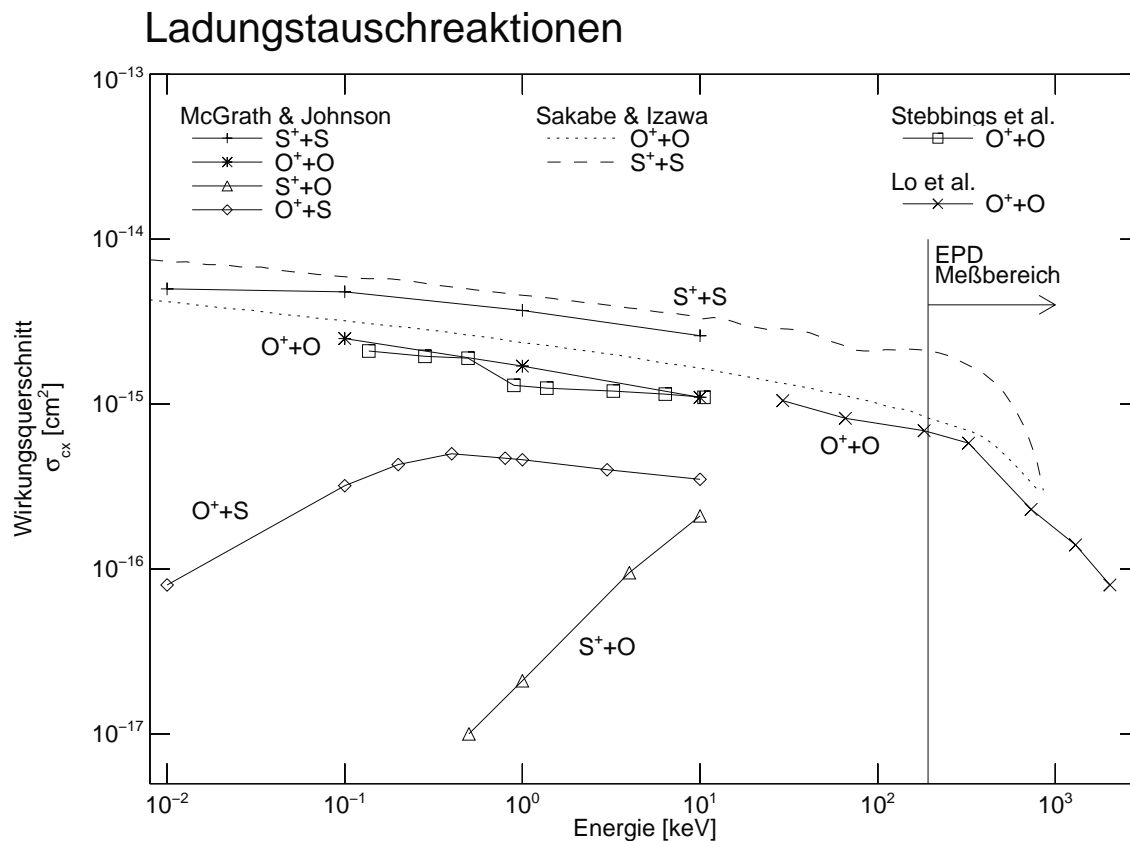


Abbildung 7.10: Wirkungsquerschnitte für im Io-Torus relevante Ladungstauschreaktionen zwischen Sauerstoff und Schwefel. Eingezeichnet sind die Werte aus *McGrath and Johnson* [1989]; *Sakabe and Izawa* [1991] (Simulationen) und *Stebbins et al.* [1964]; *Lo et al.* [1971] (Messungen). Der EPD-Meßbereich für Sauerstoff- und Schwefelatome beginnt bei 192 keV (=12 keV/nucl für Sauerstoff).

Tabelle 7.4: Wirkungsquerschnitte σ_{cx} für die Berechnung der Neutralgasdichte im Io-Torus. Die Energie E gibt die untere Grenze des jeweiligen Energiekanals an.

Prozesse	EPD-Kanal	E [keV]	σ_{cx} [cm ²]
$O^+ + O \rightarrow O + O^+$ und $O^+ + S \rightarrow O + S^+$ (Verlustprozesse für O^+)	TO1	192	$1,51 \cdot 10^{-15}$
	TO2	416	$1,09 \cdot 10^{-15}$
	TO3	816	$5,10 \cdot 10^{-16}$
	TO4	1792	$1,94 \cdot 10^{-16}$
$S^+ + S \rightarrow S + S^+$ und $S^+ + O \rightarrow S + O^+$ (Verlustprozesse für S^+)	TS1	384	$3,13 \cdot 10^{-15}$
	TS2	512	$2,36 \cdot 10^{-15}$
	TS3	950	$2,02 \cdot 10^{-16}$
		1984	keine Daten

7.3 Satellite Sweeping

Ein weiterer Effekt, der die Verarmung von Teilchen mit einem Pitchwinkel von 90° verursachen kann, ist das sogenannte *Satellite Sweeping*. Monde, die sich innerhalb der Magnetosphäre

Tabelle 7.5: Wichtige Parameter für den *Sweeping*-Effekt eines Mondes

Mond	Geschwindigkeit [km/s]			energetische Teilchen			e ⁻	H ⁺	O ⁺	S ⁺
	Mond	Plasma	relativ	E [keV]	α_{eq}	λ_m				
Io R=1816km B≈2000nT	17,32	73,52	56,20	20	90°	0°	13,8	574	2294	3244
					30°	33,2°	18,8	782	3126	4421
				500	90°	0°	4,3	114	459	648
					30°	33,2°	5,9	156	625	884
Europa R=1563km B≈500nT	13,99	119,25	105,26	20	90°	0°	22,3	929	3717	5257
					30°	33,2°	30,4	1266	5066	7164
				500	90°	0°	7,0	186	743	1051
					30°	33,2°	9,6	253	1013	1432

eines Planeten bewegen, haben großen Einfluß auf die Teilchenpopulation. Sie können sowohl Quellen (Vulkanismus, *Sputtering*, ...) als auch Senken für Teilchen jeder Art darstellen. In diesem Kapitel soll der unmittelbare Effekt eines Mondes als eine Barriere gegen das ihn umströmende Plasma, vor allem den energetischen, geladenen Teilchen (ECP), behandelt werden. Dieser Effekt wird *Satellite Sweeping* genannt, wörtlich übersetzt also der „Kehreffekt“ eines Mondes.

Wichtige Parameter für diesen Effekt sind die Umlaufgeschwindigkeit des Mondes, die Geschwindigkeit des Plasmas, die Energie, Masse, Ladung, *Bounce*-Periode und die jovigraphische Breite des Spiegelpunktes eines ECPs. Tab. 7.5 gibt eine Zusammenstellung dieser Parameter für die zwei innersten Jupitermonde Io und Europa. Die durch die *Gradient-Curvature*-Drift hervorgerufene longitudinale Geschwindigkeit wird dabei nicht berücksichtigt, da sie bei Jupiter im Vergleich zur Korotationsgeschwindigkeit ($\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift) im betrachteten Energiebereich gering ist (siehe Abb. 4.6).

Die relevante Zeitskala für den *Sweeping*-Prozeß ist die *Bounce*-Periode. Eine geringe Änderung der longitudinalen Geschwindigkeit des Plasmas hervorgerufen durch die *Gradient-Curvature*-Drift wirkt sich daher nur unwesentlich auf den beschriebenen Effekt aus. In Kap. 7.5 wird ein Beispiel behandelt, wo diese *Gradient-Curvature*-Drift aufgrund langer Laufzeiten zu einem meßbaren Dispersionseffekt führen kann.

Abb. 7.11 stellt die Bewegung eines ECPs dar, das auf seiner *Bounce*- und Driftbewegung einem sich in gleicher Richtung bewegenden Mond begegnet. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein ECP auf seiner Pendel- und Driftbewegung auf den Mond trifft, steigt mit zunehmendem Impuls (größerer Gyroradius), größerem äquatorialen Pitchwinkel (kleinere Amplitude der Pendelbewegung) und kleiner Relativgeschwindigkeit zwischen Mond und longitudinaler Bewegungsrichtung des ECPs. Diese Stöße bewirken das Zustandekommen eines „Schattens“, in dem die Plasmadichte reduziert ist.

Der sogenannte „*Leapfrog*“-Effekt („Bockspringen“) bewirkt, daß Teilchen mit einer langen *Bounce*-Periode und einem kleinen Gyroradius über den Mond „springen“ können und daher weniger stark ausgeblendet werden als Teilchen mit großem äquatorialen Pitchwinkel. Im „Plasmaschatten“ (*Wake*) sind daher besonders die Flüsse der 90°-Teilchen reduziert. Größere

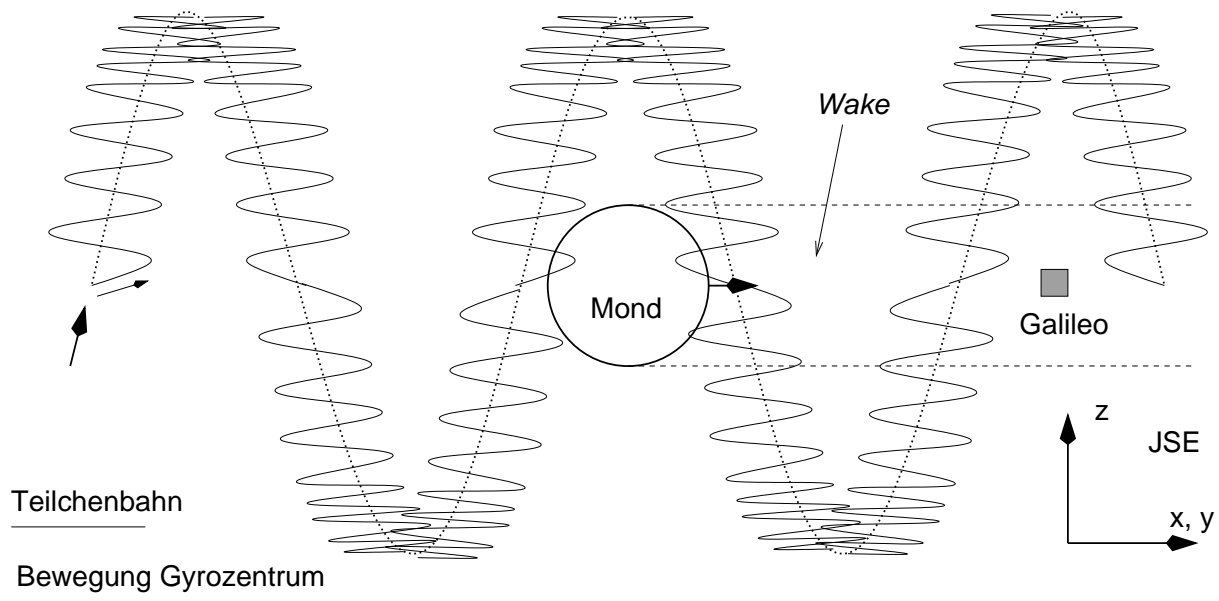


Abbildung 7.11: Teilchenbahn eines ECPs in der Nähe eines Mondes: Das Teilchen führt eine Gyrationenbewegung (durchgezogene Linie) um das Gyrozentrum aus (punktierter Linie). Diese Gyrationenbewegung wird aufgrund des von Null verschiedenen äquatorialen Pitchwinkels eine Pendelbewegung überlagert. Die jovigraphische Breite des Spiegelpunktes, der Gyrationenradius, die Pendelperiode und die Relativgeschwindigkeit zwischen Mond und Teilchen bestimmen die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen auf den Mond trifft und dabei für die Messung mit EPD verloren geht.

Masse und Energie erhöhen ebenfalls den Gyrationenradius, der Effekt der Ausblendung von Teilchen mit großem Pitchwinkel ist daher für schwere Ionen stärker als für Elektronen und Protonen. Die Signatur eines Mondes kann über weite Strecken entlang der Umlaufbahn des Mondes sichtbar bleiben (siehe zum Beispiel *Rairden* [1980]; *Krimigis et al.* [1983]).

Satellite Sweeping ist daher ein weiterer Effekt, der die Verarmung von 90° -Teilchen bewirken kann. Dieser Effekt kann allerdings bei der Interpretation der Daten vom Io Vorbeiflug IO in *Region I* keine Rolle spielen, da sich GALILEO zu dem Zeitpunkt der Messung nicht im Plasmaschatten von Io befand.

Der erste Vorbeiflug am Mond Europa (E4) führte GALILEO durch den Plasmaschatten des Mondes hindurch (siehe Abb. 6.10). In *Region IIIe* (siehe Abb. 6.11) konnte der *Energetic Particles Detector* auf GALILEO eine starke Abnahme der Flüsse von Teilchen mit 90° Pitchwinkel messen (Kap. 6.4).

Die in *Region IIIe* gemessenen Pitchwinkel-Verteilungen der Protonen (Kanal TP2, 220 bis 540 keV), Sauerstoffionen (Kanal TO2, 26 bis 51 keV/nucl) und Schwefelionen (Kanal TS1, 16 bis 30 keV/nucl) sind in Abb. 7.12 dargestellt. Für jeden Kanal sind vier zeitlich aufeinanderfolgende Verteilungen gezeigt (06:58 UT bis 07:07 UT), die jeweils einen Meßzyklus von EPD repräsentieren. Deutlich zu erkennen sind die Minima bei 0° und 180° Pitchwinkel für alle Teilchensorten, der durch die Pendelbewegung der gefangenen Teilchen zustande kommt (*Bounce Loss Cone*).

Durch den oben beschriebenen Effekt des *Satellite Sweeping* läßt sich das Minimum in den

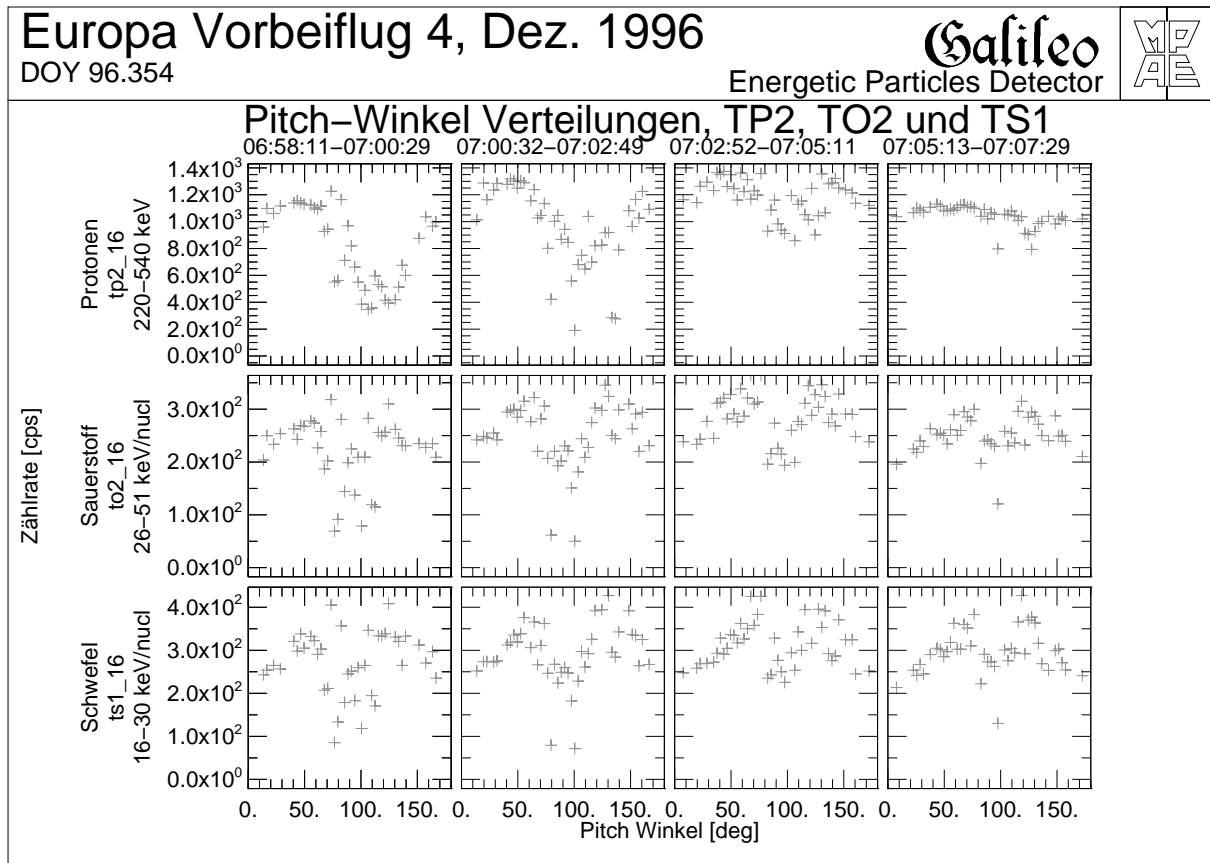


Abbildung 7.12: Pitchwinkel-Verteilungen der Kanäle TP2 (Protonen, 220 bis 540 keV, oben), TO2 (Sauerstoff, 26 bis 51 keV/nucleon, mitte) und TS1 (Schwefel, 16 bis 30 keV/nucleon, unten) im Plasmaschatten von Europa (*Region IIIe*). Von links nach rechts ist der zeitliche Verlauf der Pitchwinkel-Verteilungen dargestellt (Erläuterungen siehe Text).

Pitchwinkel-Verteilungen bei 90° erklären. Die Pendelperiode τ_b ist für Teilchen gleicher Gesamtenergie⁴ für Sauerstoffionen um einen Faktor 4, für Schwefelionen um einen Faktor 5,6 größer als die der Protonen (siehe Tab. 7.5). Diese kürzere Pendelperiode für die Protonen erklärt das gegenüber den Sauerstoff- und Schwefelionen breitere Minimum bei 90° Pitchwinkel, da der *Leapfrog*-Effekt nur Teilchen mit kleinen Pitchwinkeln am Mond vorbeikommen läßt. Die Ausblendung der 90° bleibt für die schwereren Sauerstoff- und Schwefelionen über einen längeren Zeitraum aufrecht als für die Protonen. Dieser Effekt kann ebenfalls auf die kürzere Pendelperiode leichterer Teilchen zurückgeführt werden; die am Mond vorbeigekommenen leichten Teilchen kehren früher wieder in die Ebene der Mondumlaufbahn zurück.

Da GALILEO den Plasmaschatten von Europa durchfliegt und ihn um etwa 07:10 UT wieder verläßt, gelang die Raumsonde immer näher an den Rand dieser durch Verarmung von 90° -Teilchen geprägten Region. Der große Gyrationradius der schweren Ionen (siehe Tab. 4.1) ermöglicht es, daß Teilchen in den Plasmaschatten gelangen, deren Driftschalen sich nicht mit der Mondbahn kreuzten und daher auch die 90° -Minima der schweren Ionen wieder aufgefüllt werden.

⁴Die Gesamtenergie der betrachteten Teilchenkanäle TP2, TO2 und TS1 beträgt jeweils ≈ 500 keV.

Die Asymmetrie der Spin-Anisotropien in Abb. 6.12 läßt sich dadurch erklären, daß sich der Mond nicht am magnetischen Äquator befindet. Diese Tatsache bewirkt, daß sich der Mond nicht wie in Abb. 7.11 im Zentrum der Pendelbewegung aufhält, sondern in Richtung eines Spiegelpunktes hin verschoben ist. Verfolgt man die Teilchenbahnen in diesem asymmetrischen Bild, so sind die beobachteten Asymmetrien in den Spin-Anisotropien unmittelbar einsichtig.

7.4 *Shell Splitting*

Ein weiterer Prozeß, der zur Verarmung von Teilchen mit einem Pitchwinkel von 90° führen kann, ist das sogenannte *Shell Splitting*. Wie in Kap. 4 gezeigt, hängt der Driftpfad eines geladenen Teilchens um den Planeten sowohl von seinem Pitchwinkel als auch vom L-Wert der Feldlinie ab, auf der es sich befindet. Abhängig von diesen Parametern wird eine Oberfläche (*Shell*) definiert, die die Teilchen aufgrund der Erhaltung der adiabatischen Invarianten nicht verlassen.

In Abb. 7.13 sind diese Oberflächen für Teilchen verschiedener Pitchwinkel (gegeben durch $\cos \alpha_0$) eingezeichnet, die ihre Driftbewegung auf der Nachtseite auf gemeinsamen Feldlinien starten. Nach einer longitudinalen Drift von 180° finden sich die Teilchen auf der Tagseite wieder, wo sich die ursprünglich auf einer Feldlinie sitzenden Teilchen aufgrund ihres Pitchwinkels aufgespalten haben.

Diese Aufspaltung der Driftpfade für Teilchen mit unterschiedlichen äquatorialen Pitchwinkeln bringt die Teilchen auf der Tagseite in verschiedene Regionen der Magnetosphäre. So kann es passieren, daß 90° -Teilchen auf der Tagseite die Magnetosphäre verlassen, während ein Teilchen mit kleinerem Pitchwinkel zu seinem Startpunkt auf der Nachtseite zurückkehren kann. Dieser Effekt führt daher zu einer Verarmung von Teilchen mit großem äquatorialen Pitchwinkel.

Für die betrachtete Region in der Jupitermagnetosphäre dürfte das *Shell Splitting* allerdings eine untergeordnete Rolle spielen. Die Aufspaltung der Driftpfade ist besonders groß, wenn eine starke Asymmetrie im Magnetfeld zwischen der Tag- und der Nachtseite herrscht. Im Bereich der GALILEO-Messungen im Io-Torus läßt sich das Magnetfeld mit sehr großer Genauigkeit durch einen geneigten Dipol beschreiben, dessen Feld keine nennenswerte Tag-Nacht-Anisotropie aufweist.

7.5 **Energiedispersiver Teilcheneinschuß bei I0**

Besonders die Elektronenkanäle zeigen in *Region II* (Einteilung in Regionen siehe Kap. 6.3) eine deutliche Erhöhung der Zählraten, die in abgeschwächter Form auch im Ionendetektor A zu sehen ist. In beiden Detektoren zeigt dieses Ereignis eine zeitliche Energiedispersion: Höherenergetische Elektronen werden später detektiert als die niederenergetischen Elektronen, für die Ionen im A-Detektor geht diese Energiedispersion in die andere Richtung.

Abb. 7.14 stellt die normierten Zählraten der Elektronendetektoren und des *all-ion* Detektors A in Abhängigkeit der Zeit dar. Die Ordinate zeigt die Energie der Teilchen, die Farbe

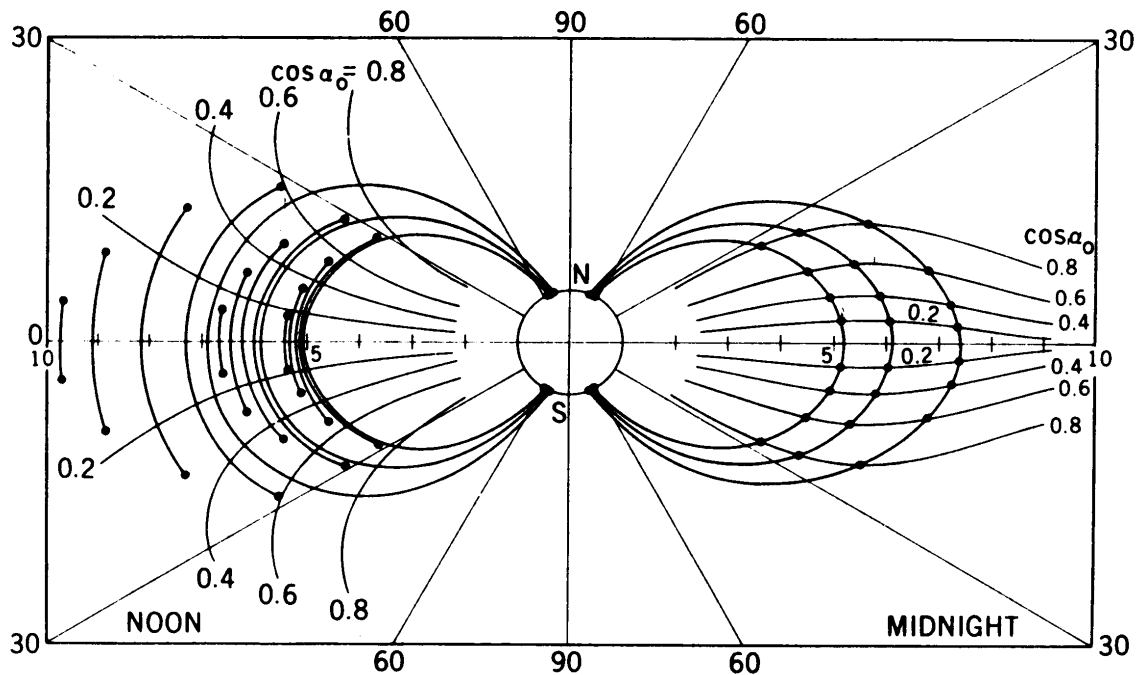


Abbildung 7.13: Driftpfade für Teilchen verschiedenen Pitchwinkels, die auf der Nachtseite (*Midnight*) auf gemeinsamen Feldlinien starten. Aufgrund der Erhaltung der zweiten adiabatischen Invariante (Gl. 4.29) erfolgt eine Aufspaltung der Driftschalen (*Shells*), auf denen die Teilchen um den Planeten driften. Dies führt zu einer Abhängigkeit des radialen Abstandes auf der Tagseite (*Noon*) vom äquatorialen Pitchwinkel des Teilchens und damit zu einer Änderung der Pitchwinkel-Verteilungen (aus Roederer [1970]).

repräsentiert die normierte Zählrate; jeder Energiekanal wurde auf seine maximale Zählrate normiert. Dies erhöht den Kontrast der Signatur der Teilcheninjektion. Die Information über die absolute Zählrate bzw. den Teilchenfluß geht verloren; sie ist in Kap. 6.3 zu finden.

Diese Energiedispersion kann durch einen Laufzeiteffekt erklärt werden. Man macht die Annahme, daß durch ein Ereignis an einem beliebigen Punkt der Jupitermagnetosphäre gleichzeitig Teilchen injiziert werden. Diese injizierten Teilchen sind dann dem Einfluß des Dipolfeldes von Jupiter unterworfen und führen daher die durch die Erhaltung der adiabatischen Invarianten vorgegebenen Bewegungen aus (Gyration, *Bounce*-Bewegung, $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift und *Gradient-Curvature*-Drift).

Die beobachtete Dispersion weist auf unterschiedliche Geschwindigkeiten in Richtung des Plasmaflusses hin, also in longitudinaler Richtung. Diese Richtung wird vorgegeben durch die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift (Kap. 4.4.1), verursacht durch die Rotation des Planeten, und der *Gradient-Curvature*-Drift (Kap. 4.4.4), hervorgerufen durch den radialen Gradienten des Dipolfeldes und der Krümmung der Feldlinien. Die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift ist für alle Ionen und Elektronen dieselbe und transportiert die geladenen Teilchen in 10 Stunden (Rotationsperiode des Jupiter) einmal um den Planeten. Die in Kap. 4.4 behandelte *Gradient-Curvature*-Drift ist abhängig von Ladung und Energie der Teilchen. Die *Gradient-Curvature*-Drift für positiv geladene Ionen weist in dieselbe Richtung wie die Korotation, Elektronen erhalten durch die *Gradient-Curvature*-

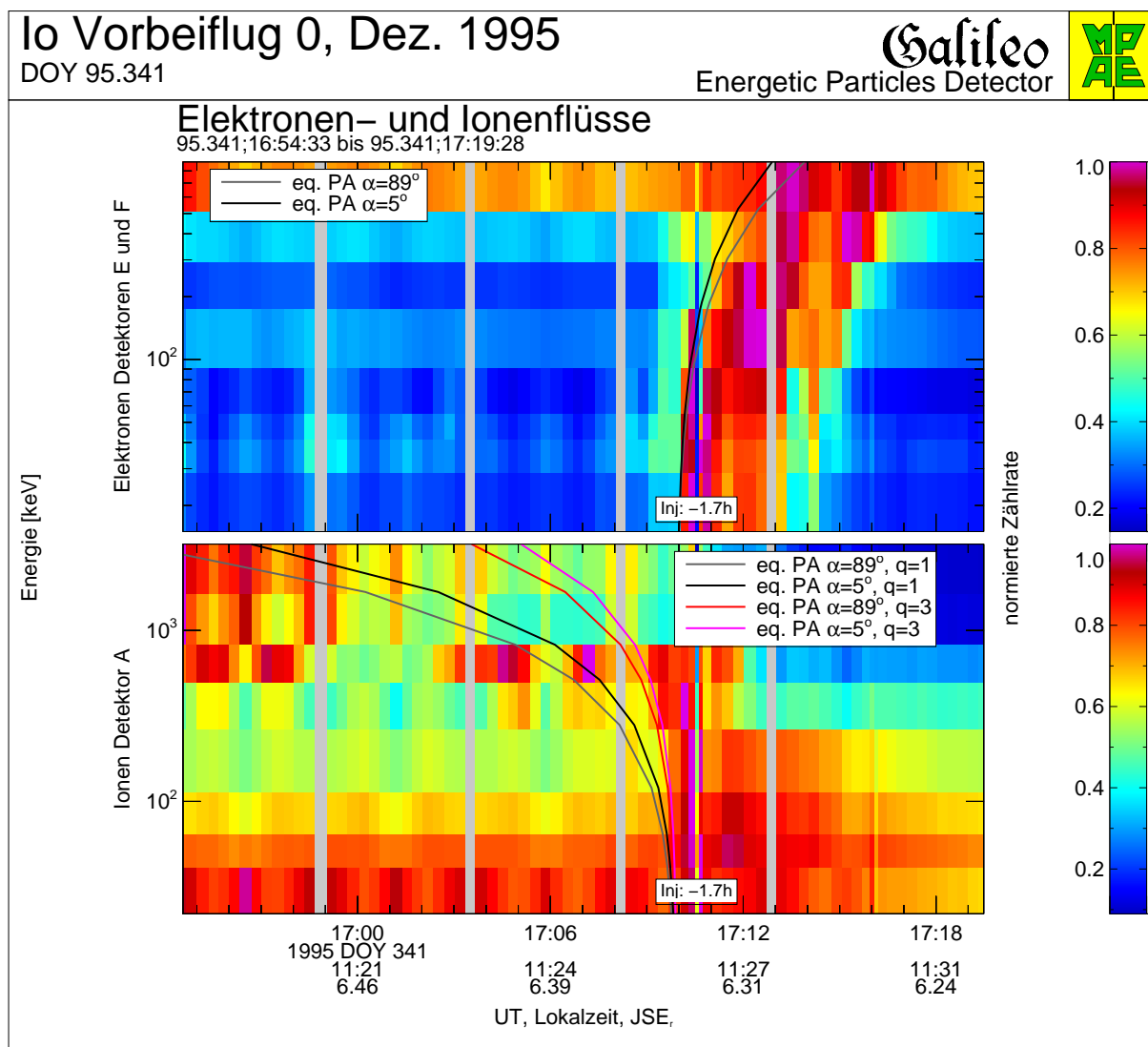


Abbildung 7.14: Normierte Zählraten (farbkodiert) für Elektronen (oben) und Ionen (unten) in *Region II*. Die energiedispersive Injektion von Teilchen um 17:12 UT ist besonders gut in den Elektronenkanälen zu erkennen. Eine Injektion von Teilchen um 15:30 UT kann durch die *Gradient-Curvature*-Drift diese Signatur erzeugen (durchgezogene, gekrümmte Linien).

Drift eine Geschwindigkeitskomponente in Antikorotationsrichtung. Abb. 4.6 zeigt die Energieabhängigkeit dieser Driftbewegung - höherenergetische Teilchen weisen kürzere Driftperioden und damit höhere Driftgeschwindigkeiten auf. Da in der Jupitermagnetosphäre der Effekt der *Gradient-Curvature*-Drift im Vergleich zur $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift sehr gering ist⁵, bleibt die Nettobewegung aller Teilchen im betrachteten Energiebereich in Korotationsrichtung. Für die positiv geladenen Teilchen ergibt sich somit eine Geschwindigkeit von $v_{corot} + v_{gc}(E_{kin})$, Elektronen bewegen sich mit $v_{corot} - v_{gc}(E_{kin})$.

Die gekrümmten Linien in Abb. 7.14 markieren die unterschiedlichen Ankunftszeiten von

⁵Aufgrund der im Vergleich zu Jupiter längeren Rotationsperiode und der stärkeren Krümmung der Magnetfeldlinien wird bei der Erde die *Gradient-Curvature*-Drift für hochenergetische Teilchen sogar größer als die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift.

Tabelle 7.6: Anstieg des Magnetfeldes während des Intervalls 17:09 UT bis 17:15 UT [Kivelson *et al.*, 1997]

Zeit [UT, hh:mm:ss]	Δt	Abstand [R_{Jup}]	B [nT]	Anstieg ΔB [nT]
17:10:03,1 bis 17:10:05,6	2,5	6,33	1476	12
17:12:03,3 bis 17:12:07,0	3,7	6,30	1487	18
17:14:22,1 bis 17:14:24,1	2,0	6,27	1516	14

Elektronen bzw. Ionen verschiedener Energie unter der Annahme, daß sie durch eine Injektion zu einem bestimmten Zeitpunkt auf die um 17:12 UT von GALILEO durchflogene L-Schale gelangt sind, wobei auch die longitudinale Geschwindigkeit von GALILEO (ebenfalls in Korotationsrichtung) berücksichtigt wurde. Die Variation dieses Zeitpunktes der Injektion ändert die Krümmung dieser Linien. Eine Injektion zu einem früheren Zeitpunkt verstärkt die gemessene Dispersion und damit auch die Krümmung dieser Linien. Da die *Gradient-Curvature-Drift* nicht nur von der Energie und Masse der Teilchen abhängt, sondern auch von ihren Pitchwinkeln, sind in der Abbildung zwei Linien für unterschiedliche Pitchwinkel (5° und 90°) dargestellt.

Die Anpassung der Krümmung an die gemessene Dispersion der Elektronen lieferte den Zeitpunkt für die Injektion (etwa 15:30 UT). Mit diesem Zeitpunkt wurde auch die Signatur dieser Injektion in den Ionendaten berechnet, und auch hier ergibt sich eine ausreichend gute Übereinstimmung. Zusätzlich zur Abhängigkeit vom Pitchwinkel wurden zwei Ladungszustände (einfach und dreifach ionisiert) für die Berechnung der Ankunftszeit herangezogen; dadurch ergibt sich für Ionen eine größere zeitliche Streuung, was eine mögliche Erklärung für die abgeschwächte Signatur des Ereignisses darstellt.

Bolton *et al.* [1997] berichten über Ergebnisse des *Plasma Wave Subsystems* (PWS) auf GALILEO, das zum Zeitpunkt der Messung der Signatur (17:09 bis 17:14 UT) erhöhte Whistler-Mode Emissionen zeigte. Sie erklären die erhöhte Wellenaktivität und den Anstieg der Elektronenflüsse durch einen radial nach innen laufenden Transport von Plasma. Diese These wird auch durch das weichere Spektrum der injizierten Teilchen bestätigt (siehe Abb. 6.9).

Auch das Magnetometer [Kivelson *et al.*, 1997] registrierte zu diesem Zeitpunkt drei kurze Anstiege des Betrages des Magnetfeldes um etwa 1 Prozent (siehe Tab. 7.6). Ebenso wie Thorne *et al.* [1997] für ein Ereignis um 17:34 UT, das in den EPD-Daten eine sehr kurze (10 s) Signatur erzeugt, interpretieren sie diesen Anstieg als einen raschen Austausch von Plasma. Dieser Austausch erfordert, daß nach außen laufende Flußröhren hoher Dichte durch einwärts laufende Flußröhren geringerer Dichte ersetzt werden.

Die Phasenraumdichte⁶ energetischer Schwefelionen, die im Meßbereich von EPD liegen, steigt mit zunehmendem radialem Abstand an (siehe Abb. 7.15); die Phasenraumdichten anderer Ionensorten zeigen ein ähnliches Verhalten. Auch die VOYAGER-Messungen [Armstrong *et al.*, 1981] zeigen, daß die Phasenraumdichte bis $>10 R_{Jup}$ zunimmt. Nach innen transportierte energetische Teilchen erzeugen somit einen Anstieg in den Teilchenflüssen. Aus Abb. 7.15

⁶Die Phasenraumdichte $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ genügt dem Liouvilleschen Theorem: Bei einem adiabatischen Transport bleibt die Phasenraumdichte entlang der Teilchenbahn konstant (siehe zum Beispiel Roederer [1970]).

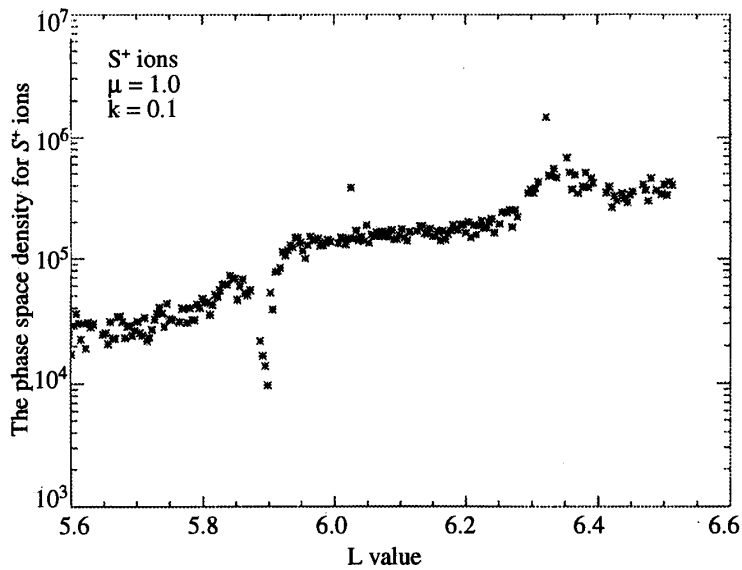


Abbildung 7.15: Phasenraum-dichte für energetische, einfach geladene Schwefelionen im Io-Torus. Die Phasenraum-dichte der injizierten Teilchen bei $\approx 6,3 R_{Jup}$ ist vergleichbar mit der bei $\approx 6,6 R_{Jup}$. Für die Größen μ und k , die die erste und zweite adiabatische Invariante enthalten, wurden 1 MeV/nuclG und $0,1 \text{ G}^{1/2}R_{Jup}$ gewählt (aus *Thorne et al.* [1997]).

geht hervor, daß die während der Injektion gemessenen Phasenraum-dichten in etwa der bei $6,6 R_{Jup}$ entspricht.

Ein mögliches Szenario der Entstehung dieser Signatur ist in Abb. 7.16 dargestellt. Um 15:30 UT hat ein Austausch von Flußröhren stattgefunden. Die Teilchen dieser von $\approx 6,6 R_{Jup}$ nach innen transportierten Flußröhre folgten den adiabatischen Bewegungen (*Bounce-Bewegung*, *Gradient-Curvature-Drift*), und erhielten dadurch die von EPD gemessene Disper-sion in der Energie. Der Zeitpunkt der Messung (17:12 UT) entspricht einer Lokalzeit von 11:26. Der etwa $1 \frac{3}{4}$ Stunden früher stattgefundenene Einschub entspricht daher bei einem Abstand von Jupiter von $6,3 R_{Jup}$ einer Lokalzeit von etwa 08:15. Die deutliche Signatur des Ereignisses blieb also über eine Strecke von knapp $7 R_{Jup}$ erhalten.

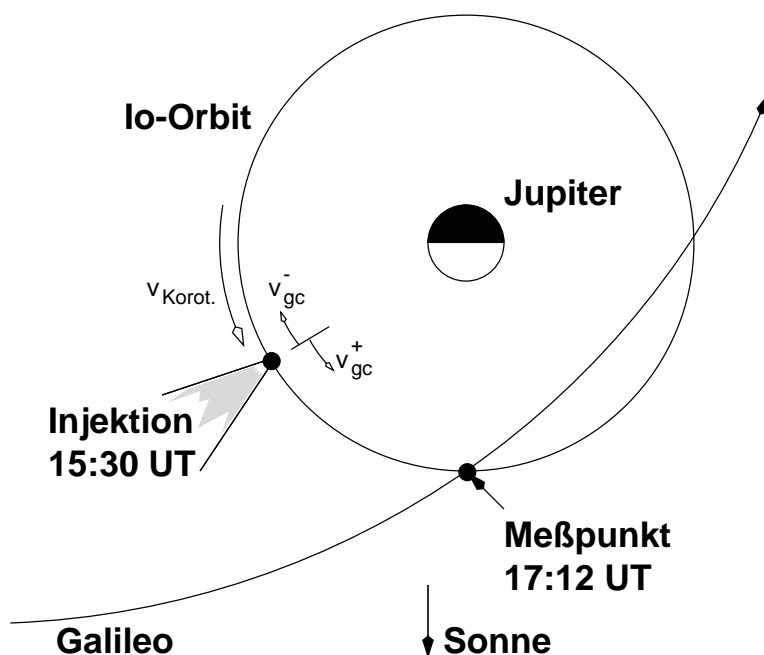


Abbildung 7.16: Schematische Darstellung der Injektion um 15:30 UT. GALILEO kreuzt die L-Schale des Ereignisses um 17:12 UT und registriert die injizierten Ionen und Elektronen zu einem Zeitpunkt, der von der longitudinalen Drift-geschwindigkeit abhängt, die sich aus der Korotationsgeschwindigkeit und der *Gradient-Curvature-Drift*geschwindigkeit für Elektronen (-) und Ionen (+) zusammensetzt.

Ereignisse mit ähnlichen Signaturen sind in der Erdmagnetosphäre nicht ungewöhnlich. Geladene Teilchen in einem räumlich begrenzten Gebiet („Wolke“) können durch einen magnetosphärischen Teilsturm transportiert werden und dabei ihre durch die adiabatischen Invarianten vorgegebenen Driftschalen wechseln (siehe zum Beispiel *McIlwain* [1974]). Solche Injektionen treten in der Erdmagnetosphäre als Folge von Änderungen der interplanetaren Umgebung etwa alle ein bis zwei Tage auf.

Anders als die Erdmagnetosphäre ist die Jupitermagnetosphäre nur schwach von der interplanetaren Umgebung abhängig. Die Prozesse vor allem in der inneren Jupitermagnetosphäre sind von der raschen Rotation des Planeten dominiert. Es ist daher unklar, ob in der Jupitermagnetosphäre Teilsturm-ähnliche Phänomene auftreten können. Einige Effekte, wie zum Beispiel Modulationen der Radiowellen-Emission von Jupiter [*Desch and Barrow*, 1984] oder die Variabilität der Polarlichter [*Baron et al.*, 1996], deuten darauf hin, daß Veränderungen der interplanetaren Bedingungen durchaus eine Rolle in der magnetosphärischen Konfiguration des Jupiter verursachen können.

Mauk et al. [1997] untersucht weitere von *GALILEO* gemessene Injektionen, die eine zeitliche Energiedispersion aufweisen. Seine Studie zeigt, daß einige dieser Injektionen den Signaturen magnetischer Teilstürme in der Erdmagnetosphäre sehr ähnlich sind. Eine weitergehende Betrachtung unter Berücksichtigung des Magnetfeldes ist notwendig, um die Natur dieser Injektionen besser verstehen zu können.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Die Simulation des *Low Energy Magnetospheric Measurement System* des *Energetic Particles Detector* (EPD) der GALILEO-Raumsonde sowie die Auswertung der in der Jupitermagnetosphäre gewonnenen Daten dieses Sensors bildeten die Schwerpunkte dieser Arbeit. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit sind die Berechnung der Geometriefaktoren für das 0°-Ende des LEMMS-Teleskops sowie die Bestimmung der Neutralgasdichte im Io-Torus.

Der erste Teil der Arbeit besteht aus der Simulation der Niederenergieseite des LEMMS-Teleskops. Diese Simulation war notwendig, um die Geometriefaktoren dieses Teleskops zu bestimmen. Diese Geometriefaktoren bilden die Basis für die Umrechnung der gemessenen Zählraten in absolute Teilchenflüsse. Unter Berücksichtigung der komplizierten Detektorgeometrie und des zur Trennung von Elektronen und positiven Ionen verwendeten Magnetfeldes wurden die Bahnen energetischer, geladener Teilchen durch den Sensor berechnet. Dazu mußten ein Modell für das durch zwei geneigte Permanentmagnete erzeugten Magnetfeldes und ein *hit-or-miss* Algorithmus, der Hindernisse auf der Bahn des Teilchens erkennt, entwickelt werden.

Die Grundlage für das Magnetfeldmodell der Permanentmagnete bildeten Messungen, die am MP Ae durchgeführt wurden. Dazu wurden die Permanentmagnete in unterschiedlich große, homogen magnetisierte, rechteckige Segmente unterteilt. Die Größe der Segmente und deren Magnetisierung wurden variiert, um die Abweichung zwischen gemessenem und berechnetem Magnetfeld zu minimieren. Durch Superposition der Magnetfelder dieser Segmente war es möglich, das Magnetfeld an jedem beliebigen Ort des Sensors durch einen analytischen Ausdruck zu berechnen. Die Abweichung des berechneten Feldes von den gemessenen Werten konnte über den gesamten Bereich der Messungen auf unter 3% gehalten werden.

Durch numerische Integration der Lorentz-Gleichung wurden die Bahnen der Teilchen durch den Sensor berechnet. An jedem Punkt dieser Trajektorien mußte eine Überprüfung über das Auftreffen des Teilchens auf ein eventuelles Hindernis stattfinden (*hit-or-miss* Detektion). Die Definition der Geometrie des Sensors über die Ebenengleichungen der begrenzenden Flächen ermöglichten es, diese Überprüfung auf die Berechnung der Normalabstände zu diesen Ebenen zurückzuführen. Damit wurde eine Methode entwickelt, die eine extrem schnelle und sichere Überprüfung der Position des Teilchens bezüglich begrenzender Flächen ermöglichte.

Die Bestimmung der Geometriefaktoren erforderte die Berechnung einer möglichst großen

Anzahl von Teilchentrajektorien. Das einfache Magnetfeldmodell und die rasche *hit-or-miss* Detektion ermöglichte die Berechnung einer großen Anzahl von Teilchenbahnen. Der statistische Fehler der Geometriefaktorberechnungen konnte somit sehr gering gehalten werden. Das exakte Magnetfeldmodell und der geringe statistische Fehler lieferten erstmals Geometriefaktoren für das LEMMS-Teleskop, die ohne zusätzliche Anpassung von Parametern den spektralen Verlauf der in der Jupitermagnetosphäre gemessenen Elektronenflüsse reproduzieren konnten.

Geringe Anpassungen der Detektorgeometrie erlauben es, das entwickelte Programmpaket auch auf das LEMMS-Teleskop der CASSINI-Mission, die im Jahr 2004 den Saturn erreichen wird, anzuwenden. Die genaue Kenntnis der Geometriefaktoren dieses Sensors soll bereits für die ersten Daten aus der Magnetosphäre des Ringplaneten eine korrekte Konvertierung der Zählraten in Teilchenflüsse garantieren.

Der zweite Teil der Arbeit befaßt sich mit der Auswertung der Daten des EPD aus zwei unterschiedlichen Regionen der Jupitermagnetosphäre. Im Vordergrund standen die Analyse der Pitchwinkel-Verteilungen und die adiabatische Bewegung geladener Teilchen in einem planetaren Dipolfeld.

Der erste Datensatz behandelte den Vorbeiflug von GALILEO am innersten der vier Galileischen Monde, Io. Die Pitchwinkel-Verteilungen der Ionen wurden herangezogen, um aus der beobachteten Verarmung von Teilchen, deren Bewegungsrichtung senkrecht zur Magnetfeldrichtung steht (90° Pitchwinkel), auf die Neutralgasdichte im Io-Torus zu schließen. Die Aufenthaltsdauer dieser Teilchen im durch erdgebundene Beobachtungen entdeckten Neutralgastorus ist aufgrund der Lage der Spiegelpunkte deutlich länger als die der feldlinienparallelen Teilchen. Die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung mit dem Neutralgas ist daher abhängig vom äquatorialen Pitchwinkel der geladenen Teilchen.

Als wahrscheinlichster Wechselwirkungsprozeß wurde der Ladungstausch zwischen den energetischen, geladenen Teilchen und den neutralen Torusatomen Sauerstoff und Schwefel diskutiert. Ein einfaches Neutralgasmodell für den Io-Torus, das diesen Wechselwirkungsprozeß beinhaltet, diente als Grundlage der Bestimmung der Neutralgasdichte. Mit dieser Methode wurde erstmals die Neutralgasdichte im Io-Torus aus in situ Messungen der energetischen Teilchenpopulation berechnet. Der erhaltene Wert von etwa 25 Teilchen/cm^3 bestätigt die Werte, die aus erdgebundenen bzw. *Hubble Space Telescope* Beobachtungen gewonnen wurden.

Die noch ausstehenden Io-Vorbeiflüge im Jahr 1999 bieten eine Möglichkeit, die mit dieser Methode gewonnenen Ergebnisse zu überprüfen. Die Suche in den *real-time* Daten nach energetischen, neutralen Schwefel- und Sauerstoffatomen, die beim angenommenen Ladungstauschprozeß entstehen, bildet einen weiteren Schwerpunkt der zukünftigen Arbeit zur Bestimmung der Parameter des Neutralgastorus.

Die energiedispersive Injektion von energetischen Elektronen bildete einen weiteren Punkt der Analyse der Daten aus dem Io-Torus. Der Transport eines Gebietes erhöhter Plasmadichte als Folge der *Gradient-Curvature*-Driftbewegung wurde untersucht. Dabei konnten Rückschlüsse auf den Ort und die Zeit der Injektion gewonnen werden. Die Entdeckung solcher Injektionen liefert ein weiteres Indiz für den Einfluß der interplanetaren Umgebung auf die rotationsdominierte innere Jupitermagnetosphäre sein.

Der zweite Datensatz wurde während des ersten Europa-Vorbeifluges im Dezember 1996

gewonnen. Auch hier konnte man eine Verarmung von Teilchen mit hoher Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld beobachten. Diese Verarmung fand jedoch direkt nach der nächsten Annäherung an Europa im sogenannten „Plasmaschatten“ (*Plasma Wake*) statt. Als wahrscheinlichster Prozeß für das Zustandekommen der Pitchwinkel-Verteilungen in dieser Region wurde das *Satellite Sweeping* diskutiert.

Umfangreiche Softwarepakete wurden für beide Teile der Arbeit entwickelt. Die flexible Gestaltung der Software zur Berechnung der Geometriefaktoren erlaubt eine einfache Anpassung an zukünftige Sensorsysteme. Die für die Analyse der Daten des *Energetic Particles Detector* geschriebene Software wird beim MPAe bereits von mehreren Wissenschaftlern zur Bearbeitung der EPD-Daten herangezogen. Auch am JHU/APL (Maryland, USA) wird diese Software bereits verwendet.

Chapter 8a

Summary

The simulation of the *Low Energy Magnetospheric Measurement System* on board the GALILEO spacecraft and the analysis of data from the Jovian magnetosphere are the main topics of this work. The major results are the calculation of the geometric factors of the 0°-end of the LEMMS-telescope and an estimation of the neutral number density in the Io torus.

The first part of this thesis contains the simulation of the low-energy end of the LEMMS-telescope. This simulation was necessary to calculate the sensor's geometric factors which are needed to convert count rates to absolute particle fluxes. The complicated geometry of the sensor and the magnetic field used to separate ions and electrons had to be considered for the calculation of the trajectories of charged particles through the telescope. A model of the magnetic field, produced by two tilted permanent magnets, and a fast hit-or-miss detection was developed.

Measurements of the magnetic field between the two pole pieces at the MPAe formed the basis for the magnetic field model. In this model the magnets were divided into several rectangular segments of uniform magnetisation. The size of these segments as well as the strength of their magnetisation was varied to minimise the difference between measured and calculated magnetic field. Superposition of the several magnetic segments allowed the calculation of the magnetic field vector at any point in the sensor with an analytic expression. The maximum deviation between measured and calculated field was reduced to less than 3% over the whole spatial range of the magnetic field measurements.

The trajectories of the particles through the sensor were calculated by numerical integration of the Lorentz equation. Every point of the particle trajectory had to be checked for collisions with obstacles like detector surfaces or the baffle plates of the entrance channels (hit-or-miss detection). The sensor geometry was defined by the equations of the planes which build up the surfaces of the different parts in the telescope. This technique allowed an extreme fast hit-or-miss detection by simply calculating the perpendicular distance to all these planes.

To minimise the statistical error in the geometric factor calculation a large number of particle trajectories had to be calculated. The simplicity of the magnetic field model and the extremely fast hit-or-miss detection allowed the calculation to be done with modest computational resources. The geometric factors obtained from this simulation can reproduce spectral electron fluxes measured in the Jovian magnetosphere without applying additional corrections.

This poses a major improvement to previously used calculations.

Slight adjustments of the sensor geometry enabled the application of the software package to the LEMMS-telescope on board the CASSINI spacecraft which will reach Saturn in 2004. The precise knowledge of geometric factors for this telescope guarantees a correct conversion of count rates to electron fluxes for the first data sets arriving from the ring planet.

The second part of this thesis deals with the analysis of data from EPD taken in two different regions in the inner Jovian magnetosphere. The major topics of this part were the analysis of the pitch angle distributions and the adiabatic motion of charged particles in a planetary magnetic dipole field.

The first data set treated the encounter of GALILEO with the innermost of the Galilean satellites Io. The depletion of particles at high pitch angles was used to calculate neutral number density and latitudinal extension of the neutral gas torus at the Io orbit. Due to the position of the mirror points the average lifetime of these particles is much higher than that of field aligned particles. Therefore the probability of an interaction with the neutrals in the torus is a function of the equatorial pitch angle.

As the most likely interaction process the charge exchange between energetic charged particles and the neutral sulfur and oxygen atoms in the torus was discussed. A simple model for this region including this interaction mechanism was the basis for the calculation of the neutral number density. For the first time this number density was calculated from in-situ measurements of charged particle fluxes. The obtained value of 25 particles/cm³ confirm earth based and Hubble-Space-Telescope measurements and the models derived from these observations.

The two Io encounters in 1999 will offer the possibility to further check the results obtained by this model. For future work a main emphasis will be put on the search for energetic neutral atoms in the *real-time* data of EPD. These particles are produced by the assumed charge exchange interaction process.

An additional topic of the data analysis was an energy dispersive enhancement of electron fluxes observed in the Io torus. The plasma transport as a consequence of the gradient-curvature drift motion was examined. The time and the origin of a possible injection process was estimated. The discovery of this type of injections is a sign for the influence of the interplanetary environment on the inner Jovian magnetosphere dominated by the fast rotation of the planet.

The second data set was gained during the first encounter with Europa in December 1996. Again a depletion of particles at high pitch angles was observed. Satellite sweeping was discussed as the most likely process to produce the observed pitch angle distributions.

For both parts of the thesis extensive software packages were developed. The flexible structure of the software for the calculation of the geometric factors of the LEMMS-telescope permits an easy adaption to future detector systems. The data processing software developed for the second part of this thesis has become the standard tool for the analysis of EPD data at the MPAe and is already being used by scientists at the JHU/APL in Maryland, USA.

Anhang A

Das Magnetfeld der Segmente

Für das Magnetfeld der Permanentmagnete des LEMMS-Sensors wurde in Kap. 3.2.1 das Magnetfeld rechteckiger, magnetisierter Platten (Segmente der Permanentmagneten) verwendet, das hier berechnet werden soll. Ausgangspunkt bilden die Maxwellgleichungen:

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad \Rightarrow \quad \vec{B} = \operatorname{rot} \vec{A} \quad (\text{A.1})$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = 0 \quad \Rightarrow \quad \vec{H} = -\nabla \Psi \quad (\text{A.2})$$

Außerhalb der Magnete gilt: $\vec{B} = \vec{H}$, da die Permeabilität μ des Vakuums / der Luft gleich eins ist. In Analogie zur Elektrostatik (elektrische Doppelschichten) können magnetostatische Polarisationsladungen (infinitesimale magnetische Dipole) mit der Polarisationsladungsdichte $|\rho_m|h$ als Quellen für die magnetische Feldstärke \vec{H} dienen. Damit erhält man für \vec{H} und das magnetische Potential Ψ :

$$\operatorname{div} \vec{H} = |\rho_m|h \quad \Rightarrow \quad \Delta \Psi = -|\rho_m|h \quad (\text{Poisson-Gleichung}) \quad (\text{A.3})$$

Die Integration der Poisson-Gleichung liefert das Potential eines magnetischen Punktdipols (Gl. 3.6):

$$d\Psi_P = -\frac{1}{4\pi} d\vec{m} \cdot \vec{\nabla}_P \left(\frac{1}{r_{PQ}} \right) \quad (\text{A.4})$$

Die Punktdipole sollen senkrecht zur Oberfläche der Platte orientiert sein (Gl. 3.7):

$$d\vec{m} = \hat{n} \cdot d\vec{A} |\rho_m|h \quad \vec{m} \perp \vec{A} \quad \Rightarrow \quad d\vec{m} = \hat{n} dA |\rho_m|h \quad (\text{A.5})$$

Damit erhält man für das Magnetfeld \vec{B} der magnetisierten Platte (Gl. 3.8):

$$\vec{B} = -\vec{\nabla} \Psi_P = -\vec{\nabla} \left[-\frac{|\rho_m|h}{4\pi} \int_{\text{Fläche}} \hat{n} \cdot \vec{\nabla}_P \left(\frac{1}{r_{PQ}} \right) dA_Q \right] \quad (\text{A.6})$$

Die Platte, die als ein Segment der Permanentmagnete dient, soll ein Rechteck sein, dessen Seiten parallel zur x - und y -Achse ausgerichtet sind, und das in der xy -Ebene liegt ($z = 0$). Eine Koordinatentransformation (Translation und Rotation) bringt die Platte in diese Position, nach der Berechnung wird sie durch die Rücktransformation wieder in die vom LEMMS-Sensor

vorgegebene Position gebracht. Das Zentrum der Platte (Breite b , Länge l) liege bei $(x_0, y_0, 0)$, die Koordinaten der 4 Eckpunkte der Platte lauten damit:

$$x_n = x_0 - l/2, y_n = y_0 - b/2 \quad \text{und} \quad x_p = x_0 + l/2, y_p = y_0 + b/2 \quad (\text{A.7})$$

Die Berechnung dieses Integrals im kartesischen Koordinatensystem liefert folgende Ausdrücke für die Komponenten des Magnetfeldes B_x , B_y und B_z :

$$B_x = -\frac{|\rho_m| h}{4\pi} (B_{xx}^{pn} - B_{xx}^{pp} - B_{xx}^{nn} + B_{xx}^{np}) \quad (\text{A.8})$$

$$B_y = -\frac{|\rho_m| h}{4\pi} (B_{yy}^{pn} - B_{yy}^{pp} - B_{yy}^{nn} + B_{yy}^{np}) \quad (\text{A.9})$$

$$B_z = -\frac{|\rho_m| h}{4\pi} (B_{zz}^{pn} - B_{zz}^{pp} - B_{zz}^{nn} + B_{zz}^{np}) \quad (\text{A.10})$$

Dabei wurden folgende Abkürzungen verwendet (k und l sind durch p bzw. n zu ersetzen):

$$B_{xx}^{kl} = \frac{y_l z_0 \sqrt{x_k^2 + y_l^2 + z_0^2}}{x_k^2 y_l^2 + z_0^2 (x_k^2 + y_l^2 + z_0^2)} \left(1 - \frac{x_k^2}{x_k^2 + y_l^2 + z_0^2} \right) \quad (\text{A.11})$$

$$B_{yy}^{kl} = \frac{x_k z_0 \sqrt{x_k^2 + y_l^2 + z_0^2}}{x_k^2 y_l^2 + z_0^2 (x_k^2 + y_l^2 + z_0^2)} \left(1 - \frac{y_l^2}{x_k^2 + y_l^2 + z_0^2} \right) \quad (\text{A.12})$$

$$B_{zz}^{kl} = -\frac{x_k y_l z_0^2 \sqrt{x_k^2 + y_l^2 + z_0^2}}{x_k^2 y_l^2 + z_0^2 (x_k^2 + y_l^2 + z_0^2)} \left(\frac{1}{x_k^2 + y_l^2 + z_0^2} + \frac{1}{z_0^2} \right) \quad (\text{A.13})$$

Anhang B

Das EPD-Team

Principal Investigator		
Don J. Williams	djw@jhuapl.edu	JHU/APL ^a
Co-Investigators		
Tom P. Armstrong	armstrong@kuphsx.phsx.ukans.edu	University of Kansas
Ted A. Fritz	Fritz@bu.edu	Boston University
Tom M. Krimigis	tom.krimigis@jhuapl.edu	JHU/APL
Lou J. Lanzerotti	ljl@physics.bell-Labs.com	Bell Laboratories
Richard W. McEntire	richard.mcentire@jhuapl.edu	JHU/APL
Juan G. Roederer	jgr@geewiz.gi.alaska.edu	University of Alaska
Ed C. Roelof	ed.roelof@jhuapl.edu	JHU/APL
Berend Wilken	wilken@linmpi.mpg.de	MPAe ^b
Wissenschaftler		
B. G. Andersson	bg@gllsvc.jpl.nasa.gov	Jet Propulsion Laboratory
Steve Jaskulek	steve.jaskulek@jhuapl.edu	JHU/APL
Steve Joy	sjoy@galsun.igpp.ucla.edu	UCLA ^c
Norbert Krupp	krupp@linmpi.mpg.de	MPAe
Andreas Lagg	lagg@linmpi.mpg.de	MPAe
Stefano Livi	livi@linmpi.mpg.de	MPAe
Carol MacLennan	cgm@physics.bell-Labs.com	Bell Laboratories
Barry Mauk	barry.mauk@jhuapl.edu	JHU/APL
Neil Murphy	nmurphy@gllsvc.jpl.nasa.gov	Jet Propulsion Laboratory
Shawn Stone	sstone@falcon.cc.ukans.edu	University of Kansas
Richard Thorne	rmt@jupiter.atmos.ucla.edu	UCLA
Lara Waldrop	waldrop@moe.bu.edu	Boston University
Joachim Woch	woch@linmpi.mpg.de.de	MPAe

^aJOHNS HOPKINS UNIVERSITY APPLIED PHYSICS LABORATORY

^bMAX-PLANCK-INSTITUT FÜR AERONOMIE

^cUniversity of California, Los Angeles

Anhang C

Energiekanäle und Geometriefaktoren

Tab. C.1 und Tab. C.2 geben eine Zusammenstellung der Geometriefaktoren für das 0°-Ende des LEMMS-Teleskopes und das *Time-of-Flight*-Teleskop des CMS-Sensors. Die Angabe der Energien aller Kanäle (auch der Ionenkanäle TO bzw. TS) erfolgt in keV. Der Geometriefaktor wurde mit einem Faktor 1000 multipliziert, um die Werte besser lesbar zu machen. Die Berechnung der Abhängigkeit vom spektralen Index γ erfolgte nach dem in Kap. 3.2.3 beschriebenen Verfahren.

Tabelle C.1: Geometriefaktoren LEMMS, 0°-Ende

Kanal	Energie [keV]	Geometriefaktor [$\text{cm}^2 \text{ sr}$] $\cdot 10^3$			
		$\gamma = 0$	$\gamma = 1$	$\gamma = 3$	$\gamma = 5$
Elektronen					
E0	15 - 29	15,23	13,09	9,04	5,81
E1	29 - 42	38,61	38,42	38,01	37,60
E2	42 - 50	40,23	40,23	40,23	40,23
E3	55 - 93	37,54	37,86	38,49	39,04
F0	93 - 188	25,36	26,36	28,34	30,00
F1	174 - 304	11,15	10,72	9,85	9,05
F2	304 - 527	15,44	15,48	15,52	15,53
F3	527 - 884	11,80	12,01	12,43	12,80
Protonen					
A0	22 - 42	2,50	2,52	2,57	2,61
A1	42 - 65	2,63	2,62	2,62	2,60
A2	65 - 120	2,92	2,87	2,78	2,71
A3	120 - 280	2,89	2,90	2,94	2,99
A4	280 - 515	3,16	3,18	3,20	3,20
A5	515 - 825	3,06	3,04	3,01	2,97
A6	825 - 1680	2,88	2,86	2,84	2,85
A7	1680 - 3200	3,00	2,99	2,97	2,97

Tabelle C.2: Geometriefaktoren CMS, *Time-of-Flight* Teleskop

Kanal	Energie [keV]	Geometriefaktor [$\text{cm}^2 \text{ sr}$] $\cdot 10^3$			
		$\gamma = 0$	$\gamma = 1$	$\gamma = 3$	$\gamma = 5$
Protonen					
TP1	80 - 220	2,59	2,36	1,87	1,45
TP2	220 - 540	2,58	2,67	2,85	2,98
TP3	540 - 1250	1,17	1,26	1,44	1,58
Sauerstoff					
TO1	192 - 416	2,80	2,54	2,06	1,67
TO2	416 - 816	5,66	5,56	5,35	5,16
TO3	816 - 1792	6,85	6,81	6,71	6,63
TO4	1792 - 8992	7,32	7,29	7,23	7,18
Schwefel					
TO1	384 - 832	3,65	3,45	3,07	2,75
TS1	512 - 960	4,39	4,27	4,05	3,85
TS2	960 - 1984	6,01	5,94	5,80	5,68
TS3	1984 - 9920	6,96	6,89	6,73	6,63

Anhang D

Symbole, Konstanten und Abkürzungen

Tabelle D.1: Verwendete Symbole und Konstanten

Symbol	Beschreibung
Griechisches Alphabet	
α	Pitchwinkel
α_{eq}	Äquatorialer Pitchwinkel
α_m	Pitchwinkel beim Spiegelpunkt
α^{BLC}	Öffnungswinkel des <i>Bounce Loss Cone</i>
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums ($\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2\text{N}^{-1}\text{m}^{-2}$)
ϕ	Geographische (jovigraphische) Länge, Azimutwinkel
Φ	3. adiabatische Invariante
Φ_m	Magnetischer Fluß
γ	Relativistischer Parameter ($\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$); Spektraler Index
λ	Magnetische Breite
λ_m	Magnetische Breite des Spiegelpunktes
λ_0	Latitudinale Ausdehnung des (Neutralgas-)Torus
μ	Magnetisches Moment, 1. adiabatische Invariante
μ_0	Permeabilität des Vakuums ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Ns}^2\text{C}^{-2}$)
$\vec{\omega}$	Winkelgeschwindigkeit der Planetenrotation
Ω^\pm	Frequenz der Ion-Zyklotron-Welle bzw. Whistler Welle
$d\Omega$	Raumwinkelement
ρ_m	Flächenmagnetisierungsdichte
Ψ_P	Potential der magnetisierten Platte
σ	Wirkungsquerschnitt
σ_{cx}	Wirkungsquerschnitt für Ladungstausch-Reaktion (<i>Charge Exchange</i>)
σ_P	Standardabweichung
τ_b	<i>Bounce</i> -Periode
τ_g	Gyrationsperiode
θ	Polarwinkel

Tabelle D.1: Verwendete Symbole und Konstanten (Fortsetzung)

Symbol	Beschreibung
Lateinisches Alphabet	
A, \vec{A}	Fläche, Vektor \perp zur Fläche
B, \vec{B}	Magnetfeld, Magnetfeldvektor
B_0	Magnetisierung der Segmente
B_{eq}	Magnetfeld am Äquator
B_m	Magnetfeld beim Spiegelpunkt
$D_{\alpha\alpha}$	Pitchwinkel-Diffusionskoeffizient
D_{LL}	Radialer Diffusionskoeffizient
\hat{e}_r	Einheitsvektor in radialer Richtung
\hat{e}_ϕ	Einheitsvektor in longitudinaler Richtung
\hat{e}_λ	Einheitsvektor in latitudinaler Richtung
\vec{E}	Elektrisches Feld
E_{kin}	Kinetische Energie
$E_{\perp, \parallel}$	Kinetische Energie senkrecht/parallel zu \vec{B}
F	Intensität des isotropen Flusses
\vec{F}	Kraft
\vec{F}_c	Zentripetalkraft durch die Krümmung (<i>Curvature</i>) der Feldlinien
f	Verteilungsfunktion
$g(E)$	Geometriefaktor als Funktion der Energie
GF	Geometriefaktor
h	Dicke der magnetisierten Platte
\vec{H}	Magnetische Feldstärke
I	Teilchenfluß
\hat{j}	Einheitsvektor in Richtung des Teilchenflusses
j	2. adiabatische Invariante
L	L-Shell Parameter
m_0	Ruhemasse
m	Masse
\vec{m}	Dipolmoment der magnetisierten Platte
M	Magnetisches Dipolmoment des Planeten ($M_{Jup} = 1,614 \cdot 10^{27} \text{ Am}^2$, $M_{Earth} = 8,07 \cdot 10^{22} \text{ Am}^2$)
\mathcal{M}_{Jup}	Magnetischer Dipolparameter von Jupiter ($= \mu_0 M_{Jup} / 4\pi$)
M_{red}	Reduzierte Masse ($m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$)
n	Anzahl
\bar{n}	Mittlere Teilchendichte/Neutralgasdichte im Io-Torus
\hat{n}	Einheitsvektor senkrecht zu Bezugsgröße
\hat{n}_B	Einheitsvektor normal zur Magnetfeldrichtung
P	Prozentwert

Tabelle D.1: Verwendete Symbole und Konstanten (Fortsetzung)

Symbol	Beschreibung
\vec{p}	Impuls
q	Ladung
r, \vec{r}	Radialer Abstand / Abstandsvektor
r_{eq}	Radialer Abstand am Äquator ($\lambda = 0$)
r_m	Radialer Abstand des Spiegelpunktes
r_g	Gyrationsradius
R_c	Krümmungsradius der Feldlinien
R_{Jup}	Jupiterradius, $R_{Jup} = 71400$ km
R_{Io}	Ioradius, $R_{Io} = 1857$ km
R_{Torus}	Abstand Jupiter - Zentrum Io-Torus
s	Weg
t	Zeit
v	Geschwindigkeit
v_{corot}	Geschwindigkeit der Korotationsbewegung
\vec{v}_g, v_g	Vektor / Betrag der Geschwindigkeit der Gradienten-Drift
\vec{v}_c, v_c	Vektor / Betrag der Geschwindigkeit der <i>Curvature</i> -Drift
v_{gc}	Geschwindigkeit der <i>Gradient-Curvature</i> -Drift
z	Zählrate
Z	Atomzahl

Tabelle D.2: Abkürzungen

Abkürzung	Beschreibung
BLC	<i>Bounce Loss Cone</i> , Verlustkegel durch Pendelbewegung
CMS	<i>Composition Measurement System</i> , GALILEO
DOY	<i>Day of Year</i> , Tag des Jahres
DSN	<i>Deep Space Network</i> , Netz von Empfangsstationen
ECP	<i>Energetic Charged Particle</i> , energetische, geladene Teilchen
ENA	<i>Energetic Neutral Atom</i> , energetische, neutrale Teilchen
EPD	<i>Energetic Particles Detector</i> , GALILEO
GEM	GALILEO Europa Mission
GF	Geometriefaktor
GOT	GALILEO <i>Orbit-Tour</i>
IDL	<i>Interactive Data Language</i> , ©Research Systems, Inc.
JHU/APL	JOHNS HOPKINS UNIVERSITY APPLIED PHYSICS LABORATORY, Laurel, Maryland, USA
JPL	JET PROPULSION LABORATORY, Pasadena, Kalifornien, USA
JSE	<i>Jupiter Solar Ecliptic</i> Koordinatensystem
LEMMS	<i>Low Energy Magnetospheric Measurement System</i> , GALILEO
MIMI	<i>Magnetospheric Imaging Instrument</i> , CASSINI
MPAe	MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR AERONOMIE, Katlenburg-Lindau, BRD
NOAA/SEL	NATIONAL OCEANIC AND ATMOSPHERIC ADMINISTRATION SPACE ENVIRONMENT LABORATORY
PA	Pitchwinkel, Winkel zwischen Bewegungsrichtung des Teilchens und \vec{B}
PHA	<i>Pulse-Height Analysis</i> , Pulshöhenanalyse
PLS	<i>Plasma Science Instrument</i> , GALILEO
PWS	<i>Plasma Wave Subsystem</i> , GALILEO
RTG	<i>Radioisotope Thermoelectric Generator</i> , Radioisotopbatterien
SC, S/C	Koordinatensystem der Raumsonde (<i>Spacecraft</i>)
TOF	<i>Time-of-Flight</i> , Flugzeit
ULS	<i>Ultraviolet Spectrometer</i> , VOYAGER 1
UT	<i>Universal Time</i> , Weltzeit
VEEGA	<i>Venus-Earth-Earth Gravity Assist</i> , GALILEO-Flugbahn

Literaturverzeichnis

- Armstrong, T. P., M. T. Paonessa, S. T. Brandon, S. M. Krimigis, and L. T. Lanzerotti, Low-energy charged particle observations in the 5-20 r_j region of the Jovian magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, 86, 8343–8355, 1981.
- Bagenal, F., Giant planet magnetospheres, *Annu. Rev. Planet. Sci.*, 20, 289–328, 1992.
- Bagenal, F., F. J. Crary, A. I. F. Stewart, N. M. Schneider, D. A. Gurnett, W. S. Kurth, L. A. Frank, and W. R. Paterson, Galileo measurements of plasma density in the Io torus, *Geophysical Research Letters*, 24(17), 2119–2122, 1997.
- Baron, R. L., T. Owen, J. E. P. Connerney, T. Satoh, and J. Harrington, Solar wind control of Jupiter's H_3^+ auroras, *Icarus*, 120/2, 437, 1996.
- Belton, M. J. S., C. R. Chapman, K. P. Klaasen, A. P. Harch, P. C. Thomas, J. Veverka, A. S. McEwen, and R. T. Pappalardo, Galileo's encounter with 243 Ida: An overview of the imaging experiment, *Icarus*, 120, 1–19, 1996.
- Bolton, S. J., R. M. Thorne, D. A. Gurnett, W. S. Kurth, and D. J. Williams, Enhanced whistler-mode emissions: Signatures of interchange motion in the Io torus, *Geophysical Research Letters*, 24(17), 2123–2126, 1997.
- Bridge, H. S., J. W. Belcher, A. J. Lazarus, J. D. Sullivan, and R. e. a. McNutt, Plasma observations near Jupiter: Initial results from Voyager 1, *Science*, 204, 987–991, 1979.
- Broadfoot, A. L., M. J. G. Belton, P. Z. Takacs, B. R. Sandel, and D. E. Shemansky, Extreme ultraviolet observations from Voyager 1 encounter with Jupiter, *Science*, 204, 979–982, 1979.
- Brown, R. A., Optical line emission from Io, in *Exploration of the Planetary System*, edited by A. Woszczyk and C. Iwaniszewska, pp. 527–531, D. Reidel Publishing Company, 1974.
- Brown, R. A., The Jupiter hot plasma torus: observed electron temperature and energy flows, *Astrophys. J.*, 244, 1072–1080, 1981.
- Burke, B. F., and K. L. Franklin, Observations of a variable radio source associated with the planet Jupiter, *Journal of Geophysical Research*, 60, 213–217, 1955.
- Clarke, J. T., et al., Far-ultraviolet imaging of Jupiter's aurora and the Io "footprint", *Science*, 274(5286), 404–409, 1996.

- Connerney, J. E. P., Magnetic fields of the outer planets, *Journal of Geophysical Research*, 98(E10), 18659–18679, 1993.
- Crannell, C. J., and J. F. Ormes, Geometrical - factor determination using a monte carlo approach, *Nucl. Inst. & Meth.*, 94, 179–183, 1971.
- Dearnaley, G., and D. C. Northrop, *Semiconductor Counters for Nuclear Radiations*, E. & F. N. Spon Limited, London, 1966.
- Desch, M. D., and C. H. Barrow, Direct evidence for solar wind control of Jupiter's hectometer-wavelength emission, *Journal of Geophysical Research*, 89, 6819, 1984.
- Dessler, A. J., *Physics of the Jovian Magnetosphere*, Cambridge University Press, 1983.
- Durrance, S. T., P. D. Feldmann, and H. Weaver, Rocket detection of ultraviolet emission from oxygen and sulfur in the Io torus, *Astrophys. J. Lett.*, 267, L125–129, 1982.
- Fischer, D., Galileo visits Gaspra - the first encounter with a minor planet, *Sterne und Weltraum. In German.*, 31, 103–105, 1992.
- Frank, L. A., W. R. Paterson, K. L. Ackerson, V. M. Vasyliunas, F. V. Coroniti, and S. J. Bolton, Plasma observations at Io with the Galileo spacecraft, *Science*, 274(5286), 394–395, 1996.
- Gurnett, D. A., W. S. Kurth, A. Roux, S. J. Bolton, and C. F. Kennel, Galileo plasma wave observations in the Io plasma torus and near Io, *Science*, 274(5286), 391–392, 1996.
- Hargreaves, J. K., *The Solar-Terrestrial Environment*, Cambridge University Press, 1992.
- Haseloff, O. W., and H.-J. Hoffmann, *Kleines Lehrbuch der Statistik*, Walter de Gruyter & Co., 1970.
- Ip, W.-H., On the charge exchange loss of energetic charged particles in the Jovian magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, 86(A13), 11246–1250, 1981.
- Jackson, J. D., *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney, 1962.
- Jet Propulsion Laboratory / NASA, *The Galileo Tour Guide*, World Wide Web, <http://www.jpl.nasa.gov/galileo>, 1995.
- Johnson, R. E., and D. F. Strobel, Charge exchange in the Io-torus and exosphere, *Journal of Geophysical Research*, 87(A12), 10385–10393, 1982.
- Kennel, C. F., and H. E. Petschek, Limit on stably trapped proton fluxes, *Journal of Geophysical Research*, 71(1), 1–28, 1966.
- Kivelson, M. G., L. F. Bargatze, K. K. Khurana, D. J. Southwood, R. J. Walker, and P. J. Coleman, Magnetic field signatures near Galileo's closest approach to Gaspra, *Science*, 261(5119), 331–334, 1993.

- Kivelson, M. G., A. Prevost, F. V. Coroniti, K. K. Khurana, and D. J. Southwood, Galileo flybys of Earth: The nature of the distant shock, *Advances in Space Research*, 16(4), 197–204, 1995.
- Kivelson, M. G., K. K. Khurana, R. J. Walker, J. Warnecke, C. T. Russell, J. A. Linker, D. J. Southwood, and C. Polansky, Io's interaction with the plasma torus: Galileo magnetometer report, *Science*, 274(5286), 396–398, 1996.
- Kivelson, M. G., K. K. Khurana, C. T. Russell, and R. J. Walker, Intermittent short-duration magnetic field anomalies in the Io torus: Evidence for plasma interchange?, *Geophysical Research Letters*, 24(17), 2127–2130, 1997.
- Krimigis, S. M., J. F. Carbary, E. P. Keath, T. P. Armstrong, L. J. Lanzerotti, and G. Gloeckler, General characteristics of hot plasma and energetic particles in the Saturnian magnetosphere - results from the Voyager spacecraft, *Journal of Geophysical Research*, 88, 8871–8892, 1983, Provided by the NASA Astrophysics Data System.
- Krupp, N., J. Woch, A. Lagg, B. Wilken, and S. Livi, Energetic particle bursts in the predawn Jovian magnetotail, *Geophysical Research Letters*, submitted, 1997.
- Kupo, I., Y. Mekler, and A. Eviatar, Detection of ionized sulfur in the Jovian magnetosphere, *Astrophys. J. Lett.*, 205, L51–53, 1976.
- Lautz, G., *Elektromagnetische Felder*, B. G. Teubner Stuttgart, 1976.
- Lo, H. H., L. Kurzweg, R. T. Brackmann, and W. L. Fite, Electron capture and loss of heavy ions with atomic oxygen, *Physical Review A*, 4(4), 1462–1476, 1971.
- Mauk, B., D. J. Williams, and R. W. McEntire, Energy-time dispersed charged particle signatures of dynamic injections in Jupiter's inner magnetosphere, *Geophysical Research Letters*, 1997, submitted.
- McGrath, M. A., and R. E. Johnson, Charge exchange cross sections for the Io plasma torus, *Journal of Geophysical Research*, 94(A3), 2677–2683, 1989.
- McIlwain, C. E., Substorm injection boundaries, in *Magnetospheric Physics*, edited by B. M. McCormac, p. 143, D. Reidel, Dordrecht, Netherlands, 1974.
- Morris, D., and G. L. Berge, Measurement of the polarization and angular extent of the decimeter radiation from Jupiter, *Astrophys. J.*, 136, 276–282, 1962.
- Noll, K., The crash at last: Comet Shoemaker-Levy 9 collides with Jupiter, *Planetary Report*, 14(6), 8–13, 1994.
- Pioneer 10, *special section: Jupiter encounter*, vol. 183 of *Science*, 1974, 301–324.
- Pioneer 11, *special section: Jupiter encounter*, vol. 188 of *Science*, 1975, 445–477.
- Press, W., S. Teukolsky, W. Vetterling, and B. Flannery, *Numerical Recipes - The Art of Scientific Computing*, Cambridge Univ. Press, 1992.

- Rairden, R., Satellite sweeping of electrons and protons in Saturn's inner magnetosphere, in *Progress Report Iowa Univ., Iowa City. Dept. of Physics and Astronomy.*, 1980, Provided by the NASA Astrophysics Data System.
- Rapp, D., and W. E. Francis, Charge exchange between gaseous ions and atoms, *Journal of Chemical Physics*, 37(11), 2631–2645, 1962.
- Roederer, J. G., *Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1970.
- Sakabe, S., and Y. Izawa, Cross sections for resonant charge transfer between atoms and their positive ions: Collision velocity <1 a.u., *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 49, 257–314, 1991.
- Sandel, D. E., B. R. and Shemansky, A. L. Broadfoot, J. L. Bertaux, and J. E. e. a. Blamont, Extreme ultraviolet observations from Voyager 2 encounter with Jupiter, *Science*, 206, 962–966, 1979.
- Siscoe, G. L., Solar system magnetohydrodynamics, in *Solar-Terrestrial Physics*, edited by R. L. Carovilliano and J. M. Forbes, pp. 11–100, D. Reidel Publishing Company, 1983.
- Skinner, T. E., and S. T. Durrance, Neutral oxygen and sulfur densities in the Io torus, *Astrophys. J.*, 310, 966–971, 1986.
- Smith, R. A., and D. F. Strobel, Energy partitioning in the Io plasma torus, *Journal of Geophysical Research*, 90(A10), 9469–9493, 1985.
- Smyth, W. H., and D. E. Shemansky, Escape and ionization of atomic oxygen from Io, *Astrophysical Journal*, 271, 865–875, 1983.
- Spencer, J. R., and N. M. Schneider, Io in the eve of the Galileo mission, *Annu. Rev. Planet. Sci.*, 24, 125–190, 1996.
- Stebbins, R. F., A. C. H. Smith, and H. Erhardt, in *Atomic Collision Processes*, edited by M. R. C. McDowell, p. 814, North-Holland Amsterdam, 1964.
- Thomas, N., Optical observations of Io's neutral clouds and plasma torus, *Surveys in Geophysics*, 13, 91–164, 1992.
- Thomas, N., High resolution spectra of Io's neutral potassium and oxygen clouds, *Astronomy and Astrophysics*, 313, 306–314, 1996.
- Thorne, R. M., T. P. Armstrong, S. Stone, D. J. Williams, R. W. McEntire, S. J. Bolton, D. A. Gurnett, and M. G. Kivelson, Galileo evidence for rapid interchange transport in the Io torus, *Geophysical Research Letters*, 24(17), 2131–2134, 1997.
- Trauger, J. T., The Jovian nebula: a post-Voyager perspective, *Science*, 226, 337–341, 1984.

- Ulysses, *special issue: Ulysses Flyby of Jupiter*, vol. 41 of *Planetary and Space Science*, 1993, 797-1108.
- Vasyliunas, V. M., Comparative magnetospheres, in *Solar-Terrestrial Physics*, edited by R. L. Carovilliano and J. M. Forbes, pp. 479–492, D. Reidel Publishing Company, 1983.
- Voyager 1, *special section: Jupiter encounter*, vol. 204 of *Science*, 1979a, 945-1008.
- Voyager 1, *special issue: Jupiter encounter*, vol. 280 of *Nature*, 1979b, 725-806.
- Voyager 1 and 2, *special issue: Voyager Missions to Jupiter*, vol. 86 of *Journal of Geophysical Research*, 1981, 8123-8841.
- Voyager 2, *special section: Jupiter encounter*, vol. 206 of *Science*, 1979, 925-996.
- Walt, M., *Introduction to Geomagnetically Trapped Radiation*, Cambridge University Press, 1994.
- Williams, D. J., R. W. McEntire, S. Jaskulek, and B. Wilken, The Galileo energetic particles detector, *Space Science Review*, 60, 385–412, 1992.
- Williams, D. J., et al., Electron beams and ion composition measured at Io and in its torus, *Science*, 274(5286), 401–403, 1996.
- Wu, Y., C. McKee, , and T. P. Armstrong, Numerical calculation of three-dimensional electron and proton trajectories in the Galileo EPD LEMMS-sensor assembly, *Tech. rep.*, Department of Physics and Astronomy, Kansas University, 1986.
- Young, R. E., Overview of the Galileo probe mission to Jupiter, *Bull. American Astron. Soc.*, *DPS meeting #28, #01.18*, 28, 0118+, 1996.

Publikationsliste

Veröffentlichungen in Fachzeitschriften

- N. Krupp, J. Woch, A. Lagg, B. Wilken, und S. Livi
Energetic Particle Bursts in the Predawn Jovian Magnetotail
Geophysical Research Letters, 25 (1998), in press
- J. Woch, N. Krupp, A. Lagg, B. Wilken, S. Livi, D.J. Williams
Quasi-Periodic Modulations of the Jovian Magnetotail
Geophysical Research Letters, submitted
- N. Krupp, A. Lagg, S. Livi, J. Woch, B. Wilken, und D. J. Williams
The Energetic Particles Detector (EPD) Aboard the Galileo Spacecraft: First Results in the Jovian Magnetosphere
C. Barbieri et al. (eds.), The Three Galileos: The Man, The Spacecraft, The Telescope, 319-330, © 1997 Kluwer Academic Publishers
- B. Mauk, A. Lagg, R. W. McEntire, D. J. Williams, E. C. Roelof, S. M. Krimigis,
T. P. Armstrong, T. A. Fritz, L. J. Lanzerotti, J. G. Roederer und B. Wilken
Galileo Measured Depletion of Near-Io Hot Ring Current Plasma Since the Voyager Epoch
Journal of Geophysical Research, accepted
- J. Taucher, A. Lagg, A. Hansel, W. Vogel und W. Lindinger
Methanol in Human Breath
Alcoholism: Clinical and Experimental Research, 19 (1995) 1.147-1.150
- A. Lagg, J. Taucher, A. Hansel und W. Lindinger
Applications of Proton Transfer Reactions to Gas Analysis
International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes, 134 (1994) 55-66
-

Beiträge auf Tagungen und Konferenzen

- A. Lagg, N. Krupp, S. Livi, B. Wilken und D. J. Williams (Poster)
Energetic Ion Observations in the Vicinity of Io Obtained from the Energetic Particles Detector (EPD) on Board the Galileo Spacecraft
American Geophysical Union - Fall Meeting, Dezember 1996, San Francisco, USA

- A. Lagg, N. Krupp, S. Livi, B. Wilken, D. J. Williams und W. Lindinger (Poster)
Depletion of Energetic Ions at High Pitch Angles Observed from the Energetic Particles Detector (EPD) on Board the Galileo Spacecraft
European Geophysical Society - General Assembly, April 1997, Wien, Österreich
- A. Lagg, N. Krupp, S. Livi, B. Wilken, D. J. Williams (Poster)
Charge Exchange Processes in the Io Plasma Torus: Possible Explanation for Depletion of Energetic Sulfur Ions at High Pitch Angles Observed With the Energetic Particles Detector (EPD) on Board the Galileo Spacecraft
American Geophysical Union - Spring Meeting, Mai 1997, Baltimore, USA
- A. Lagg, J. Taucher, A. Hansel und W. Lindinger (Poster)
Applications of Proton Transfer Reactions to Gas Analysis
Week of Doctoral Students, 27. September - 1. Oktober 1993, Prag, Tschechien
-

Vorträge

- Galileo - Energetic Particles Detector
Heliosphärenseminar MPAe, 10. Feb. 1995, Katlenburg-Lindau, Deutschland
- Übersicht über die Galileo-Mission und das EPD-Instrument
Seminar am Institut für Ionenphysik, März 1995, Innsbruck, Österreich
- Ionen-Molekül-Reaktionen im interstellaren Medium und deren Untersuchung mittels SIFDT-Experimenten
Heliosphärenseminar MPAe, 9. Juni 1995, Katlenburg-Lindau, Deutschland
- Simulation des LEMMS-Sensors der Cassini-Mission
Heliosphärenseminar MPAe, 26. Jänner 1996, Katlenburg-Lindau, Deutschland
- Simulation eines Elektronen/Protonen Sensors der Cassini-Mission
Seminar am Institut für Ionenphysik, 4. März 1996, Innsbruck, Österreich
- Erdvorbeiflug I: Daten des Galileo-EPD-LEMMS Sensors
Heliosphärenseminar MPAe, 1. August 1996, Katlenburg-Lindau, Deutschland
- Galileo EPD Data Processing Software
EPD Team Meeting am JHU/APL, 12. bis 15. Jänner 1997, Laurel, Maryland, USA
- In situ Messungen energiereicher Teilchen in der Jupitermagnetosphäre mit dem EPD-Instrument der Raumsonde Galileo
Heliosphärenseminar MPAe, 5. Juni 1997, Katlenburg-Lindau, Deutschland
- In situ Messungen energiereicher Teilchen in der Jupitermagnetosphäre mit dem EPD-Instrument der Raumsonde Galileo
Seminar am Institut für Ionenphysik, 26. Juni 1997, Innsbruck, Österreich
- Galileo EPD Data Processing Software: Updates and Presentation

EPD Team Meeting am MPAe, 20. bis 22. August 1997, Katlenburg-Lindau, Deutschland

Charge Exchange in the Io Plasma Torus

EPD Team Meeting am MPAe, 20. bis 22. August 1997, Katlenburg-Lindau, Deutschland

Energiedispersive Teilcheninjektionen gemessen von Galileo beim Io-Vorbeiflug

Heliosphärenseminar MPAe, 28. Oktober 1997, Katlenburg-Lindau, Deutschland

Danksagung

Die Durchführung dieser Arbeit erfolgte am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Katlenburg-Lindau (Niedersachsen, Deutschland). Für die Gewährleistung eines Stipendiums, der Bereitstellung eines gut ausgestatteten Arbeitsplatzes sowie die Ermöglichung der Teilnahme an Tagungen möchte ich der Max-Planck-Gesellschaft und den Institutsdirektoren danken.

Herrn Univ. Prof. Dr. Werner Lindinger gebührt besonderer Dank. Seine Bereitschaft zur Übernahme der Betreuung dieser Arbeit nach der Studienordnung der Universität Innsbruck hat mir die Arbeit sehr erleichtert. Bei den regelmäßigen Besuchen an der Universität Innsbruck freute ich mich über seine Begeisterung und sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Für die Betreuung am Institut bedanke ich mich bei Dr. Stefano Livi. Durch seine unkomplizierte, italienische Art hat er mir den Einstieg am Max-Planck-Institut ermöglicht. Besonders durch die Festlegung des Arbeitsgebietes auf die Physik des Planeten Jupiter hat er mir einen Jugendtraum erfüllen können. Die Aufnahme in ein hervorragendes Forscherteam rund um Don Williams habe ich vor allem ihm und Herrn Dr. Berend Wilken zu verdanken.

Das zügige Vorankommen meiner Arbeit gelang mir vor allem durch die Hilfe der beiden Jungwissenschaftler Dr. Norbert Krupp und Dr. Joachim Woch. Regelmäßige GALILEO-Treffen und die Bereitschaft, jederzeit manchmal auch lästige Fragen zu beantworten, halfen mir bei vielen Problemen weiter.

Besonders in Linux, \LaTeX und IDL Fragen half mir die 10:23 Arbeitsbesprechung, auch Kaffeerrunde genannt. Stellvertretend für die vielen Teilnehmer möchte ich das Gründungsmitglied Dr. Hardi Peter und den derzeitigen Leiter, Kevin Ivory, namentlich erwähnen. Die morgendliche halbe Stunde bot eine erfreuliche Abwechslung und verlieh der Arbeit neuen Elan.

Meinen Studienkollegen und Freunden aus Innsbruck, allen voran Dr. Hannes Taucher und Dr. Alfons Jordan, danke ich für die Aufrechterhaltung enger Beziehungen und die Erledigung einiger Verwaltungsangelegenheiten. Regelmäßige Treffen und Informationsaustausch hielten mich über die Geschehnisse in Innsbruck auf dem Laufenden und vermittelten mir das Gefühl, trotz großer Entfernung ein voll anerkanntes Mitglied des Instituts für Ionenphysik zu sein.

Der herzlichste Dank gebührt meiner Familie. Für die rechtzeitige Einreichung dieser Arbeit war meinen Eltern und meiner Schwester Marianne kein Weg zu weit. Meine Frau Bettina stand immer mit voller Begeisterung hinter meiner Arbeit und freute sich auch über mein Heimkommen, wenn ich die Arbeit den Familienpflichten vorgezogen habe. Dieser Freude schließt sich seit einem knappen Jahr auch mein Sohn Julian an, der mein Leben in eine neue, äußerst angenehme Richtung gelenkt hat.

Lebenslauf

Name	Andreas Lagg
Geburtsdatum und -ort	20. Februar 1968 in Breitenwang, Österreich
Familienstand	verh. seit 29. April 1995 mit Bettina Lagg, geb. Fahlbusch ein Kind: Julian Lagg, geb. am 25. Feb. 1997 in Northeim, Deutschland
Eltern	Martin und Renate Lagg
Konfession	römisch-katholisch
Staatsangehörigkeit	österreichisch

Ausbildung:

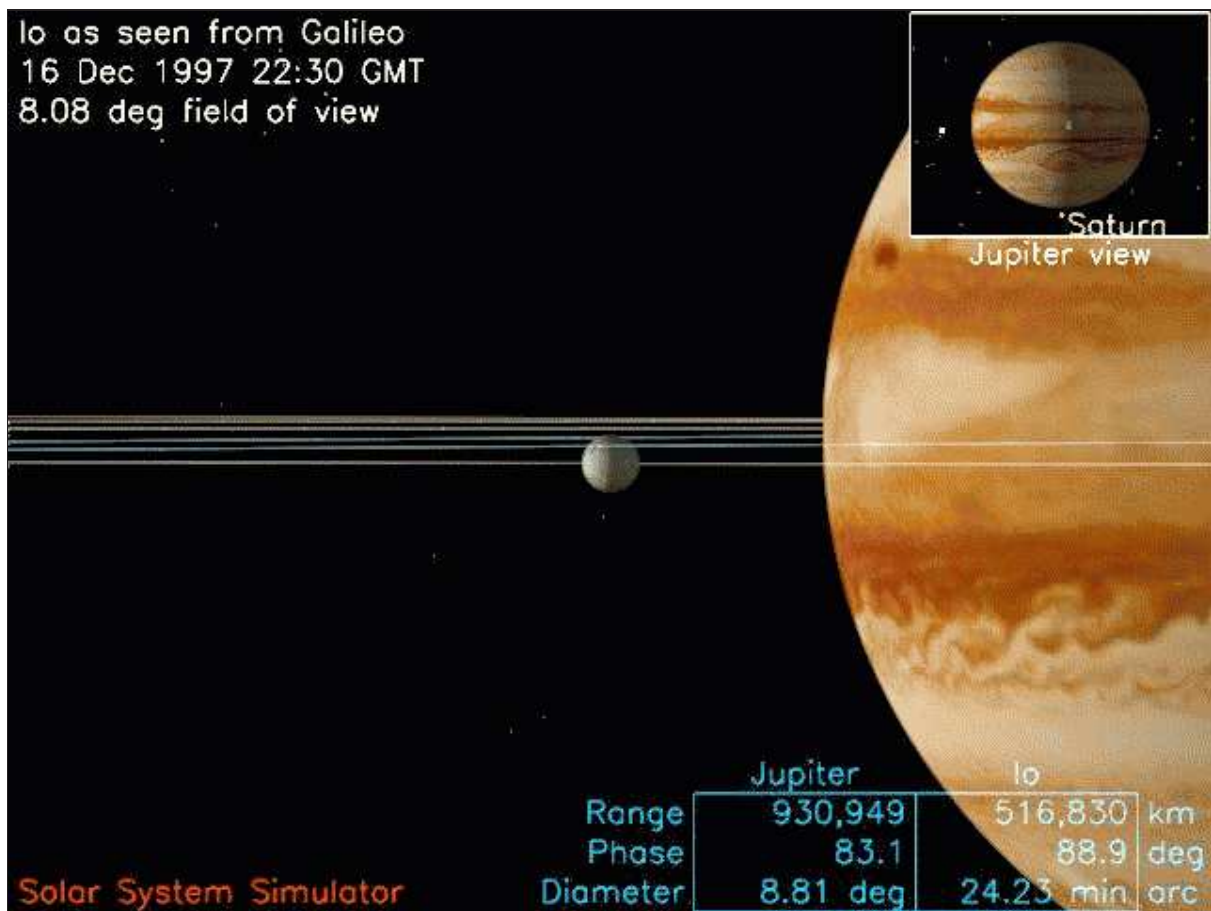
1974 - 1978	Volksschule Lermoos
1978 - 1987	Bundesrealgymnasium Reutte (mathematisches Realgymnasium mit zusätzlicher Ausbildung in Metallurgie)
Juni 1987	Ablegung der Reifeprüfung
Oktober 1987	Immatrikulation an der Leopold Franzens Universität Innsbruck und Beginn des Physik Diplomstudiums
Oktober 1992	Beginn der Diplomarbeit am Institut für Ionenphysik der Universität Innsbruck
Februar 1994	Abschluß des Diplomstudiums

Diplomarbeit bei Univ. Prof. Dr. Werner Lindinger:

Analyse der Neutralgasprodukte in einer Gleichspannungsentladung einer Ar – CH₄ – O₂ Mischung mittels Ionen-Molekül-Reaktionen-Massenspektrometrie

Seit April 1994	Doktoratsstudium am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Katlenburg Lindau bei Dr. Stefano Livi; Betreuung durch Univ. Prof. Dr. Werner Lindinger, Institut für Ionenphysik, Universität Innsbruck
-----------------	--

Blick auf Io und Jupiter



Jupiter und Io aus der Sicht von GALILEO am 16. Dezember 1997, 22:30 UT (erzeugt mit dem *Solar System Simulator*, David Seal, JPL, <http://space.jpl.nasa.gov>).

