

Simulation der Modulation Kosmischer Strahlung über einen solaren Zyklus

Diplomarbeit

von

Dennie Lange



Institut für Theoretische Physik IV
Weltraum- und Astrophysik
Ruhr-Universität Bochum

Dezember 2004

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation und Zielsetzung dieser Arbeit	1
2. Die Heliosphäre	3
2.1. Der Sonnenwind	3
2.2. Die Struktur der Heliosphäre	5
2.2.1. Heliosphärische Magnetfelder	7
2.3. Die Kosmische Strahlung	9
2.4. Elektronenquellen interplanetarischen Ursprungs	11
2.4.1. Der Jupiter als Elektronenquelle	11
2.5. Der solare Zyklus	13
2.5.1. Sonnenflecken	13
2.5.2. Das Magnetfeld der Sonne im solaren Zyklus	14
2.5.3. Der 23. solare Zyklus	17
3. Die Erforschung der Heliosphäre	19
3.1. Die Ulysses-Mission	19
3.1.1. Die latitudinale Struktur der Sonnenwindgeschwindigkeit	20
3.1.2. Elektronenintensitäten	22
4. Die Modulation des zeitabhängigen Teilchentransports	25
4.1. Die Parker-Gleichung	25
4.2. Die Adiabatische Kühlung	26
4.3. Die Diffusion von Teilchen	27
4.3.1. Der Diffusionstensor	29
4.3.2. Die parallele Diffusion	29
4.3.3. Die senkrechte Diffusion	30
4.4. Zeitabhängige Modelle	31
4.5. Die Parker-Gleichung in sphärischen Polarkoordinaten	32
4.6. Zeitabhängige Sonnenwindmodelle	33
4.6.1. Erster Datenvergleich	35
4.7. Zeitabhängige Diffusionsmodelle	38

5. Die Simulation der Heliosphäre	41
5.1. Die Modell-Heliosphäre	41
5.2. Die Transportgleichung	42
5.3. Das räumliche Gitter	44
5.4. Die Jupiterquelle	45
6. Simulations-Ergebnisse - Vergleich mit Ulysses-Daten	49
6.1. Zeitunabhängiger Test	49
6.2. Die Variation der Jupiterquelle	51
6.3. Variation der Diffusionskoeffizienten	54
6.4. Die zeitabhängigen Sonnenwind- und Diffusionsmodelle	57
6.4.1. Die Kombination von Modell 1 und 2	61
6.5. Unterschiedliche Übergangszeiträume	62
6.6. Die mittlere Geschwindigkeit des Sonnenwindes	64
6.7. Abschluss der Parameterstudie	66
7. Zusammenfassung	67
A. Der Diffusionstensor	69
A.1. Die parallele Diffusion	69
A.2. Die Transformation des Diffusionstensors	70
B. Magnetfelder in einem bewegtem Plasma	73
B.1. Das Ohmsche Gesetz	73
B.2. Der magnetische Fluß und eingefrorene Feldlinien	74

*Brothers, said I, that have come valiantly
Through hundred thousand jeopardies undergone
To reach the West, you will not now deny*

*To this last little vigil left to run
Of feeling life, the new experience
Of the uninhabited world behind the Sun.*

*Think of your breed; for brutish ignorance
Your mettle was not made; you were made men,
To follow after knowledge and excellence.*

26th Canto of Dantes *Inferno*

Dante beschreibt in *Inferno* die letzte Reise des griechischen Helden Ulysses (Odysseus) in eine Region jenseits von Gibraltar, die zu dieser Zeit noch völlig unbekannt und unerforscht war. Er nannte es *mondo senza gente*, eine unbewohnte Welt hinter der Sonne, wo es keine Planeten, kein Leben und nichts Vertrautes mehr gibt. Dieses mittelalterliche Epos steht für den enormen Forscher- und Entdeckergeist, der bis in die heutige Zeit anhält. 1984 wurde nach einem Vorschlag von Prof. Bruno Bertotti von der Universität Pavia, Italien, die Weltraummission *International Solar Polar Mission* auf den Namen *Ulysses* getauft.



1. Motivation und Zielsetzung dieser Arbeit

In der vorliegenden Diplomarbeit sollen die wesentlichen Transportmechanismen für energetische Elektronen in der sogenannten *Heliosphäre* studiert werden. Das Studium von Transportprozessen von geladenen Teilchen ist besonders für die Grundlagenforschung in der Plasmaphysik von großem Interesse. Denn die geringen Plasmadichten, welche man in der Heliosphäre vorfindet, sind unter Laborbedingungen auf der Erde nicht herzustellen. Das interplanetare Plasma bietet zudem den entscheidenden Vorteil, daß es durch Raumsonden für direkte Messungen zugänglich ist. Seit Entwicklung der Raumfahrt vor ca. 40 Jahren sind eine Vielzahl von Sonden in unser Sonnensystem geschickt worden und diese haben unser Wissen über den erdnahen Weltraum erheblich erweitern können. Hierdurch ist es möglich geworden, die Modellierung der Kosmischen Strahlung mit Meßdaten vergleichen und überprüfen zu können, was für das interstellare Medium in dieser direkten Form nicht möglich ist.

Als wesentliche Grundlage dieser Studie werden die gewonnenen Erkenntnisse der Ulysses-Mission dienen. Die Raumsonde Ulysses umkreist seit Oktober 1990 die Sonne, wobei sie u.a. die Sonnenwindgeschwindigkeit und die Intensitäten energetischer Teilchen vermessen hat. Diese Mission hat dabei eine entscheidende Besonderheit. Denn als erste Raumsonde überhaupt wurde sie zu sehr hohen heliographischen Breiten geschickt, um dort Messungen fast genau über den Polen der Sonne durchzuführen. Durch die nun schon fast 14-jährige Dauer der Ulysses-Mission besteht nun zum ersten Mal die Möglichkeit, die Modulation der Kosmischen Strahlung über fast die gesamte heliographische Breite in Abhängigkeit von den Auswirkungen des Aktivitätszyklus der Sonne auch mit Meßdaten vergleichen zu können. Denn wie aus langjährigen Beobachtungen bekannt ist, durchläuft die Sonne ca. alle 11 Jahre einen Zustand maximaler Aktivität, welche erheblichen Einfluss auf den Transport von geladenen Teilchen in der Heliosphäre hat. Die Ulysses-Sonde hat also einen solchen 11-jährigen solaren Zyklus komplett vermessen können.

Für ein Studium der Transportmechanismen bieten sich vor allem die aus der Magnetosphäre des Planeten Jupiter stammenden energetischen Elektronen, die auch jovianische Elektronen genannt werden, an. Diese Elektronenquelle bietet den Vorteil, daß ihre Ausdehnung im Vergleich zu den Größenordnungen in der Heliosphäre sehr begrenzt ist und durch die relative Nähe des Jupiters zur Erde die Elektronenverteilung direkt in der Nähe der Quelle vermessen werden konnte. Für die galaktischen Elektronen liegen dagegen keine direkten Messungen vor. Des weiteren liegen in der inneren Heliosphäre die Intensitäten der jovianischen Elektronen im Energiebereich von einigen MeV deutlich über denen der galaktischen Elektronen. Hierdurch wird besonders die Modellierung der Dif-

1. Motivation und Zielsetzung dieser Arbeit

fusion ermöglicht. Auf der Basis eines dreidimensionalen Modelles sollen in dieser Arbeit die von Ulysses gemessenen Elektronenflüsse in der Heliosphäre erstmals zeitabhängig über einen vollen solaren Zyklus simuliert werden. Im Rahmen dieser Simulationen werden zwei Modelle vorgeschlagen und getestet, die das variable Geschwindigkeitsfeld des Sonnenwindes beschreiben sollen. Zudem wird eine zeitlich variierende räumliche Diffusion der geladenen Teilchen untersucht, welche durch eine statistische Streuung an Inhomogenitäten des heliosphärischen Magnetfeldes verursacht werden. Anschließend werden die simulierten Elektronenflüsse mit den Messungen des an Bord der Ulysses-Sonde befindlichen Kiel Electron Telescope (KET) verglichen und auf deren Konsistenz geprüft.

2. Die Heliosphäre

Alle Prozesse, mit denen sich diese Arbeit beschäftigt, finden ausschließlich in unserem Sonnensystem statt. Aus historischen Gründen existiert keine klare Definition des Begriffes Sonnensystem. Im allgemeinen werden darunter die Sonne selbst, die Planeten und deren Monde, zudem Kometen und Asteroiden verstanden. Es sind demnach alle Körper gemeint, die gravitativ an die Sonne gebunden sind. Als Rand dieses Sonnensystems könnte die Oortsche Wolke in einer Entfernung von ca. 20.000 - 50.000 AU¹ angesehen werden, wo die Gravitationswirkung der Sonne endet. Es gibt jedoch noch eine andere Möglichkeit, das Sonnensystem zu beschreiben und zu charakterisieren, nämlich durch das Konzept der sogenannten *Heliosphäre*. Denn der Raum zwischen den Planeten und darüber hinaus ist nicht leer, sondern angefüllt mit einem Plasma, daß kontinuierlich von der Sonne ausgestoßen wird. Ebenfalls ist auch der interstellare Raum mit Materie angefüllt, daß man Interstellares Medium (ISM) nennt. Den Raumbereich, der von Plasma gefüllt ist, das von der Sonne stammt, nennt man Heliosphäre.

In diesem Kapitel werden zunächst Eigenschaften und Aufbau der Heliosphäre eingeführt und dessen Wechselwirkung mit dem ISM beschrieben. Anschließend werden das heliosphärische Magnetfeld und die Kosmische Strahlung vorgestellt. Im letzten Abschnitt wird der solare Zyklus diskutiert, der bei der Modulation der Kosmischen Strahlung im besonderen berücksichtigt werden soll.

2.1. Der Sonnenwind

Bis in die fünfziger Jahre des 20. Jahrhunderts hinein glaubte man, daß der interplanetare Raum hauptsächlich ein Vakuum darstellt. Man kannte zwar schon Sonneneruptionen und magnetische Stürme auf der Sonne, behandelte diese aber nur als kurzzeitige Erscheinungen, die den Weltraum nicht sonderlich beeinflussten. Erste Überlegungen, daß von der Sonne ein kontinuierlicher Teilchenstrom ausgehen könnte, ergaben sich durch Beobachtungen von Kometenschweif. Wenn sich Kometen der Sonne nähern, beobachtet man zwei Teilschweife. Zum einen zeigt sich ein leicht zur Sonne hingebogener Gas- und Staubschweif, zum anderen ein fast radial von der Sonne wegweisender Ionenschweif aus geladenen Teilchen. Die Struktur des Gas- und Staubschweifes ist durch die Schwerkraft und den Strahlungsdruck der Sonne erklärbar. Der radial ausgerichtete Ionenschweif hingegen läßt sich hierdurch nicht ohne weiteres verstehen. Ludwig Biermann [2] schlug deshalb 1951 vor, daß von der Sonne ein ständiger Plasmastrom ausgeht, der

¹AU (Astronomical Unit) entspricht der mittleren Entfernung von Erde und Sonne - 149,6 Millionen Kilometer

2. Die Heliosphäre

außerdem eine variable Geschwindigkeit besitzt. Denn man hatte bei genaueren Beobachtungen von Kometen auch stark variierende Beschleunigungen innerhalb der Ionenschweife entdeckt. Die mittlere Geschwindigkeit des Plasmastroms konnte damals mit 100 km/s schon recht gut abgeschätzt werden. Dieser Plasma- oder Teilchenstrom von der Sonne wird heute allgemein als *Sonnenwind* bezeichnet. Die physikalische Ursache des Sonnenwindes wurde erstmals 1958 von Eugene Parker [25] untersucht. Parker legte dazu ein gasdynamisches Modell zugrunde und zeigte, daß in der Sonnenkorona der nach außen gerichtete Druckgradient viel größer ist als die Anziehungskraft der Sonne. Wäre außerdem die Korona statisch, müßte in einem gewissen Abstand von der Sonne ein ausreichender Gegendruck vorhanden sein. Das Interstellare Medium kann dies nicht leisten. Die äußere Atmosphäre der Sonne (oder eines Sterns) befindet sich also nicht im hydrostatischen Gleichgewicht, sondern ist einer ständigen Expansion unterworfen.

Parker nimmt in seinem Ansatz die Sonnenatmosphäre als quasi-neutrales Gasgemisch, bestehend aus Protonen und Elektronen, an. Dabei haben Protonen und Elektronen an jedem Ort die gleiche Teilchendichte, Strömungsgeschwindigkeit und eine konstante Temperatur. Diese Annahmen stellen allerdings nur einen sehr einfachen Ansatz für die Beschreibung des Sonnenwindplasmas dar. Im Laufe der Zeit sind wesentlich komplexere Modelle entwickelt worden. So können elektromagnetische Felder und auch Temperaturanisotropien mit berücksichtigt werden. Die Magnetoplasmodynamik gestattet es, daß Protonen- und Elektronengas getrennt zu behandeln (Fichtner und Fahr [9]).

Nach Entwicklung der Raumfahrt ist es möglich geworden, durch Sonden das interplanetare Plasma direkt zu vermessen. Zahlreiche Weltraummissionen haben unser Wissen über das Sonnensystem erheblich erweitert. So konnte man nachweisen, daß der Sonnenwind genau wie die Sonnenkorona hauptsächlich aus Protonen und Elektronen besteht, mit einem kleinen Anteil von α -Teilchen. Die Dichte des Plasmas kann allerdings auch stark variieren. In Erdbahnnähe wurden ca. 12 Teilchen (6 Elektronen, 6 Protonen) pro cm^3 beobachtet. Im Mittel konnte eine Sonnenwindgeschwindigkeit von 400 bis 800 km/s gemessen werden, wobei auch Werte von 170 km/s bis über 2000 km/s auftreten können. Hier zeigen sich ebenfalls erhebliche Schwankungen. Die Raumsonde Ulysses hat die Sonnenwindgeschwindigkeit insbesondere bei hohen heliosphärischen Breiten vermessen. Die Ulysses-Mission und deren Ergebnisse werden im dritten Kapitel noch ausführlich vorgestellt. Die Temperaturverhältnisse im Sonnenwindplasma sind recht kompliziert. Es herrscht kein thermisches Gleichgewicht und die verschiedenen Komponenten haben unterschiedliche Temperaturen und diese hängen zudem von der Sonnenwindgeschwindigkeit ab. In einem stark vereinfachten Modell nimmt man eine Temperatur von ca. 10^5 K bei 1 AU an, wobei wie bei der Teilchendichte und der Sonnenwindgeschwindigkeit große Schwankungen auftreten können. Dieser Wert stellt daher nur eine grobe Richtgröße dar.

Der Druck, den der Sonnenwind auf ein Hindernis ausübt, z.B. auf die Magnetosphäre der Erde, wird durch den Impulsfluß (oder dynamischen Druck) bestimmt. Dieser hängt im wesentlichen vom Protonenfluß ab und ist näherungsweise konstant. Der Protonenfluß beträgt in Erdbahnnähe etwa $3 \cdot 10^{12}$ Teilchen $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ (Prölss [27]). Aus dem Teilchenfluß läßt sich auch die Massenverlustrate der Sonne berechnen. Demnach verliert die Sonne mehr als eine Million Tonnen pro Sekunde an Masse. Allerdings ist bei einer

Gesamtmasse von $2 \cdot 10^{30}$ kg und einer Lebenserwartung von 10 Milliarden Jahren dieser Massenverlust verschwindend gering.

Im Sonnenwindplasma spielen natürlich auch Magnetfelder eine wichtige Rolle. Der Sonnenwind trägt dabei ein Magnetfeld von der Sonne aus in den Weltraum hinein. Dieses heliosphärische Magnetfeld wird in Kapitel 2.2.1. vorgestellt.

2.2. Die Struktur der Heliosphäre

Wie im letzten Abschnitt dargelegt wurde, ist die Sonne kein statisches Objekt, sondern bläst ständig ein Plasma, den Sonnenwind, in den Weltraum. Mit größer werdender Entfernung von der Sonne nimmt der Druck des Sonnenwindes ab, weshalb er nicht ewig weiter in den Weltraum expandieren kann. Bei einem bestimmten Abstand wird der Druck gleich dem Druck des Interstellaren Mediums (ISM) sein und der Sonnenwind kann nicht weiter expandieren. An diesem Ort hat demnach der Sonnenwind seine gesamte kinetische Energie verloren.

Die Sonne erzeugt also durch den Sonnenwind eine Blase oder Astrosphäre im ISM. Diese Astrosphäre nennt man im Speziellen auch *Heliosphäre*. Die Ausdehnung der Heliosphäre hängt natürlich vom Druck des umgebenen ISM im Vergleich zum Druck des stellaren Windes der Sonne ab. Von Interesse ist hier nur der Zustand des ISM in unmittelbarer Umgebung der Sonne, d.h. bis zu einer Entfernung von maximal 1000 AU, weshalb man auch vom Lokalen Interstellaren Medium (LISM) spricht. Der Druck des LISM hängt vom Bruchteil des ionisierten Gases, von nicht thermischer Kosmischer Strahlung (z.B. Teilchen mit hoher kinetischer Energie) und von interstellaren Magnetfeldern ab. Da keine Messungen des LISM vor Ort gemacht werden können, sind nur Mutmaßungen über die verschiedenen Komponenten des interstellaren Drucks möglich. Man glaubt heute, daß die Heliosphäre in eine warme, sehr dünne und nur teilweise ionisierte interstellare Wolke eingebettet ist. Frisch [12] nimmt eine Dichte von 0.1 bis 0.3 Teilchen pro cm^3 und eine Temperatur von ca. 10^4 K an. Diese geschätzten Werte liegen deutlich unter denen, die im Sonnenwind in der Nähe der Erdbahn (1 AU) gemessen wurden.

Da sowohl das Sonnenwindplasma als auch das LISM elektromagnetische Felder mit sich tragen, können sie sich nicht durchdringen oder vermischen. Es existiert daher eine Kontaktdiskontinuität, die das stellare und das interstellare Plasma eindeutig voneinander trennt. Diese Diskontinuität wird *Heliopause* genannt, in Analogie zur Magnetopause der Erde, welche die Magnetosphäre der Erde vom Sonnenwind trennt.

Der Sonnenwind besitzt im Mittel mit 400-800 km/s sowohl Überschallgeschwindigkeit als auch Überalfvéngeschwindigkeit², was bedeutet, daß sich in dem Plasma keine Information schneller ausbreiten kann als es auf die Heliopause zuströmt. Weder Schall- noch Plasmawellen können also das Sonnenwindplasma vor der Heliopause „warnen“. Aus diesem Grund bildet sich eine sogenannte Schock- oder Stoßwelle aus, die daß Sonnenwindplasma auf Unterschallgeschwindigkeit abbremst. Diese Stoßwelle wird *Endstoßwel-*

²Die Alfvénwelle ist eine elektromagnetische Plasmawelle, die durch die Magnetohydrodynamik beschrieben wird. Die Schall- und Alfvéngeschwindigkeit betragen bei 1 AU ca. 40 km/s.

2. Die Heliosphäre

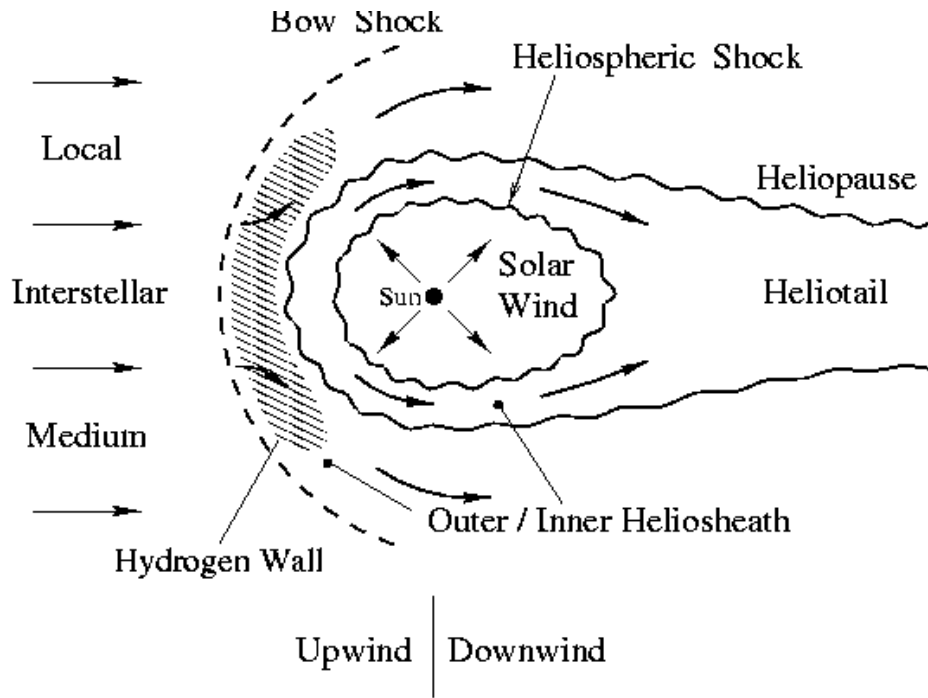


Abbildung 2.1.: Die Struktur der Heliosphäre, wie sie heute allgemein angenommen wird. Der Termination-Schock (Heliospheric shock) befindet sich in upwind-Richtung in einer Entfernung von ca. 80 AU, in downwind-Richtung bei ca. 100 AU. Die Heliopause wird in upwind-Richtung bei etwa 150 bis 200 AU vermutet. Ob es tatsächlich eine Bugstoßwelle (Bow-Shock) gibt, ist nicht bekannt.

le (engl. termination shock) genannt und wird in einer Entfernung von ca. 80-100 AU vermutet. 1977 wurden die beiden Voyager 1 und 2 Sonden gestartet, die seitdem auf die upwind-Seite des Termination-Schocks zufliegen und möglicherweise erste Hinweise auf den Termination-Schock gefunden haben (Krimigs et al.[19], McDonald et al.[22]). Voyager 1 hat im Juli 2004 eine Distanz von 92 AU (13,9 Billionen Kilometer) erreicht. Die Energieversorgung wird, so die Hoffnung, noch bis ins Jahr 2020 ausreichen, um Meßdaten zur Erde zu übermitteln. Voyager 1 sollte also in den nächsten Jahren den Termination-Schock erreichen und ihn *in situ* vermessen können.

Der Bereich zwischen dem Termination-Schock und der Heliopause, in dem der Sonnenwind nur noch Unterschallgeschwindigkeit hat, nennt man (innere) *Heliosheath*. Da sich die Sonne relativ zum LISM mit einer Geschwindigkeit von etwa 25 km/s bewegt, ist die Heliosphäre nicht wirklich sphärisch, sondern besitzt die Form eines Tropfens. Für einen Beobachter in unserem Sonnensystem strömt das LISM also auf die Heliosphäre zu. Mit 25 km/s hat das Plasma dabei Überschallgeschwindigkeit; ob es auch Überalfvénengeschwindigkeit besitzt, ist nicht bekannt. Die Schallgeschwindigkeit hängt nur von der Temperatur des LISM ab und kann daher zu ca. 10 km/s berechnet werden. Um die Alfvéngeschwindigkeit zu berechnen, benötigt man die Dichte des Plasmas und die Stärke des Magnetfeldes. Legt man die Eigenschaften des LISM wie von Frisch [12] vor-

geschlagen zugrunde, handelt es sich wie beim Sonnenwind um eine Überschallströmung. Wie schon erwähnt, fehlen direkte Meßdaten des LISM, weshalb unbekannt ist, ob auch das LISM eine Schockwelle produziert. Diese Schockwelle wird, falls sie existiert, als *Bugstoßwelle* (engl. bow-shock) bezeichnet. Am heliosphärischen Magnetfeld werden die geladenen Teilchen des interstellaren Plasmas reflektiert und können so nicht in die Heliosphäre eindringen. Umkehrt kann das Sonnenwindplasma aufgrund des interstellaren Magnetfeldes sich nicht mit dem interstellaren Plasma vermischen. Das LISM strömt daher an der Heliopause um das Hindernis Heliosphäre herum und es bildet sich in downwind-Richtung ein sogenannter Heliosphärenschweif aus. In upwind-Richtung wird das solare Plasma dagegen ellipsoidförmig zusammengestaucht. Die Heliopause kann deswegen auch als äußere Grenze der Heliosphäre angesehen werden. Die hier vorgestellte Form der Heliosphäre wurde teils aus Beobachtungen und teils aus theoretischen Modellen entwickelt. Abbildung 2.1 zeigt ein Bild der Heliosphäre, wie sie heute im allgemeinen angenommen wird.

Neben den ionisierten Teilchen des Plasmas besitzt das LISM zudem noch eine Neutralgaskomponente, die hauptsächlich aus Wasserstoff besteht. Diese interstellaren Wasserstoffatome können ungehindert in die Heliosphäre eindringen, da sie keinen elektromagnetischen Kräften unterworfen sind. Zwar werden sie durch Ladungsaustauschstöße mit dem abgelenkten interstellaren Plasma in der Übergangsregion zur Heliosphäre erheblich ausgedünnt, dennoch sind sie nach Durchquerung der Heliopause immer noch die dichteste Teilchenpopulation überhaupt. Erst wenn sie sich der inneren Heliosphäre nähern, werden die Wasserstoffatome durch die EUV-Strahlung³ der Sonne zunehmend ionisiert. Des weiteren treten immer häufiger Ladungsaustauschstöße mit den Sonnenwindprotonen auf. Dabei wird das neutrale Wasserstoffteilchen in ein Proton und das beteiligte Sonnenwindproton in ein Wasserstoffteilchen umgewandelt. Beide Ionisierungsprozesse nehmen mit abnehmender Sonnenentfernung quadratisch zu ($1/r^2$) (Prölss [27]). Die ionisierten Gasteilchen unterliegen nun wieder elektromagnetischen Kräften und werden auf Sonnenwindgeschwindigkeit beschleunigt. Es entstehen also Sekundärsonnenwindteilchen (engl. pickup ions), die allerdings aufgrund einer Geschwindigkeitskomponente relativ zum Sonnenwind eine ungleich höhere thermische Energie besitzen als die ursprünglichen Sonnenwindprotonen. Es wird vermutet, daß diese Sekundärsonnenwindteilchen am Termination-Schock auf hohe Energien beschleunigt werden und somit eine Quelle der sogenannten *anormalen* Kosmischen Strahlung darstellen. Da in dieser Arbeit nur energetische Elektronen in der inneren Heliosphäre betrachtet werden, wird auf eine ausführliche Darstellung dieses Phänomens verzichtet.

2.2.1. Heliosphärische Magnetfelder

Die interplanetaren und interstellaren Magnetfelder sind von entscheidender Bedeutung, um die Struktur der Heliosphäre verstehen zu können. Die faszinierenden Eigenschaften der Magnetfelder, die durch ein Plasma mitgeführt werden, sollen in diesem Abschnitt vorgestellt werden. Die Sonne besitzt ein Magnetfeld, das in ihrer unmittelbaren Um-

³EUV-Strahlung: Extremes Ultraviolett

2. Die Heliosphäre

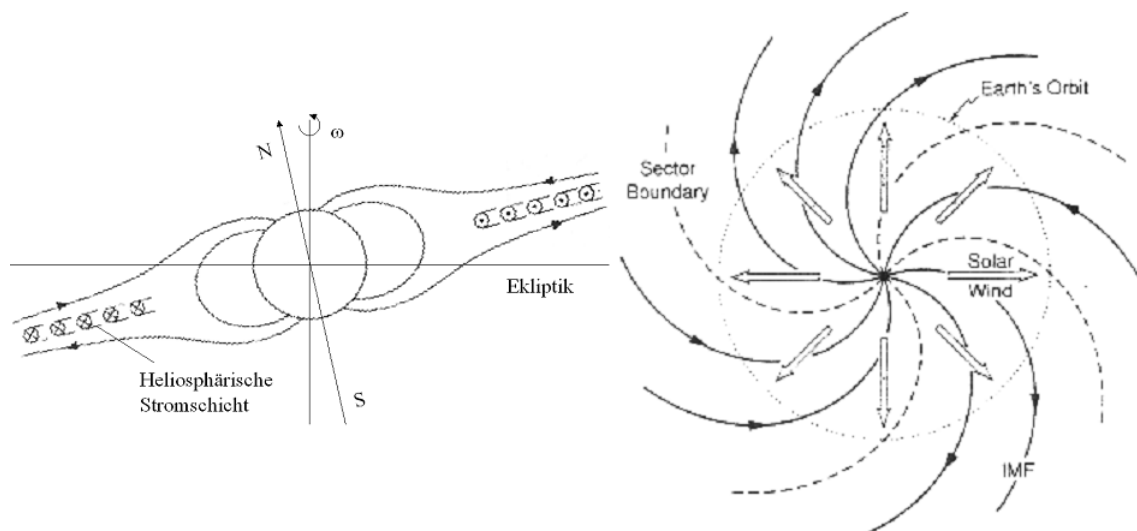


Abbildung 2.2.: Das linke Bild zeigt die Sonne und ihr Magnetfeld. Die zwei magnetischen Hemisphären werden durch die heliosphärische Stromschicht getrennt. Magnetische Achse und Rotationsachse der Sonne stimmen nicht überein. Aufgrund der Übersichtlichkeit wurde hier nicht berücksichtigt, daß die Ekliptik und der Sonnenäquator ebenfalls eine Inklination von 7.5 Grad zueinander aufweisen. Es sei an dieser Stelle schon bemerkt, daß diese Struktur des Magnetfeldes nur im solaren Minimum vorliegt. Das rechte Bild zeigt eine Aufsicht auf die Ekliptik-Ebene. Der Sonnenwind expandiert radial nach außen, wobei Plasmaelemente, die aus derselben Quellregion stammen, durch eine Magnetfeldlinie verbunden bleiben. Da die Sonne rotiert, bildet das Interplanetare Magnetische Feld (IMF, durchgezogene Linien) eine archimedische Spirale aus. Die Ekliptik durchläuft dabei Phasen unterschiedlicher Magnetfeldpolaritäten. Die gestrichelte Linie markiert die Grenze der zwei Magnetfeldpolaritäten (engl. sector boundary). Nach Prölss [27] und Scherer et al. [28].

gebung durch ein Dipolfeld dargestellt werden kann. Wie bereits bekannt, entläßt die Sonne ständig einen Plasmastrom ins All. Aufgrund des nahezu vollständig ionisierten Plasmas herrscht eine sehr hohe Leitfähigkeit, weswegen das solare Magnetfeld in direkter Weise mit dem Plasma verbunden ist. Wie die Magnetoplasmodynamik zeigt, bleiben zwei Plasmaelemente, die sich einmal auf einer gemeinsamen Magnetfeldlinie befunden haben, immer durch diese verbunden. Am Ursprungsort des Sonnenwindes ist das Magnetfeld sehr stark und radial nach außen gerichtet. Bis zu einem Abstand von drei Sonnenradien überwiegt die Energiedichte des Magnetfeldes und das Plasma kann nur entlang bzw. parallel zu den Feldlinien strömen. Plasmaelemente, die aus einer differentiell kleinen Quellregion stammen, bewegen sich immer entlang einer gemeinsamen Magnetfeldlinie, die in dieser Region verankert ist. Mit größer werdendem Abstand von der Sonne wird das Magnetfeld schwächer, so daß nun die kinetische Energie (Strömungsenergiedichte) der Plasmateilchen die Energiedichte des Magnetfeldes übertrifft. Alsdann muß nun das Magnetfeld der Bewegung des Plasmastroms folgen. Man spricht auch davon, daß die Magnetfeldlinien in dem Plasma eingefroren sind. Diese faszinieren-

de Eigenschaft eines magnetisierten Plasmas wird im Anhang B ausführlich diskutiert. Auch wenn ein großer Teil des solaren Magnetfeldes in den interplanetaren Raum getragen wird, bleibt die Dipolstruktur des Magnetfeldes nahe der Sonne erhalten. Dies liegt daran, daß der Sonnenwind erst in der Korona auf hohe Geschwindigkeiten beschleunigt wird und somit die darunter liegende Magnetfeldstruktur nicht wesentlich gestört wird. Wenn Plasmaelemente, die den selben Ursprungsort in der Sonnenkorona haben, den interplanetaren Raum erreicht haben, bleiben sie wie erwähnt auf einer gemeinsamen Magnetfeldlinie. Die Verbindungslinie dieser Sonnenwindelemente entspricht natürlich den Strahllinien, weshalb das Magnetfeld dieselbe Struktur besitzt. Da die Sonne rotiert, bildet sich eine archimedische Spirale aus, die *Parker-Spirale* genannt wird. Nahe der Sonne verlaufen die Feldlinien noch radial nach außen, während sie bei einer Distanz von ca. 20 AU (Orbit des Uranus) nur noch wenige Grad von einer Kreisbahn abweichen (siehe Abbildung 2.2). In noch größerer Entfernung von der Sonne nehmen die Feldlinien (Stromlinien) dann konzentrische Kreise um die Sonne an. Bereits im Jahr 1958, lange bevor der Weltraum durch Messungen zugänglich wurde, hat Parker diese Morphologie des heliosphärischen Magnetfeldes vorhersagen können. Zu beachten ist, daß aufgrund der Dipolstruktur des solaren Magnetfeldes zwei unterschiedliche magnetische Hemisphären existieren. In einer Hemisphäre zeigen die Feldlinien bezüglich des magnetischen Äquators nach innen, in der anderen nach außen. Weil das Magnetfeld mit dem Sonnenwind radial nach außen getragen wird, weist auch das heliosphärische Magnetfeld zwei Hemisphären mit unterschiedlicher Polarität auf. Getrennt werden die beiden Hemisphären von einer sogenannten heliosphärischen Stromschicht (engl. current sheet), welche die Sonne scheibenförmig umgibt. Im Zentrum dieser Stromschicht findet eine Umkehrung der Magnetfeldrichtung statt. Bemerkenswert ist, daß daher ständig ein Strom in Richtung Sonne fließen muß, wobei die Ströme entlang logarithmischer Spiralen und senkrecht zu den archimedischen Spiralen der Magnetfeldlinien fließen. Dieser Strom muß natürlich auch irgendwo wieder abgeführt werden. Vermutlich geschieht dies über die Pole der Sonne. Über den genauen Mechanismus und die Entstehung der heliosphärischen Stromschicht ist bis heute noch relativ wenig bekannt. Da die Rotationsachse und die magnetische Achse der Sonne nicht übereinstimmen (siehe Abbildung 2.2), entsteht eine wellenförmige Struktur der heliosphärischen Stromschicht. Diese Struktur hat Ähnlichkeit mit dem Rock einer sich drehenden Ballerina. Ein Beobachter in der Ekliptik wird also einen periodischen Wechsel der Magnetfeldpolaritäten messen, da er sich einmal in einem Feld befindet, daß von der Sonne weg zeigt (magnetisch positiver Sektor) und einmal in einem Feld, daß zur Sonne hin gerichtet ist (magnetisch negativer Sektor). Dieser Effekt wird auch tatsächlich in der Nähe der Erdbahn beobachtet.

2.3. Die Kosmische Strahlung

Neben dem Sonnenwind und dem Lokalen Interstellarem Medium mit der angesprochenen Neutralgaskomponente spielt die sogenannte Kosmische Strahlung bei der Modulation der Heliosphäre, besonders der inneren Heliosphäre, eine entscheidende Rolle. 1912 wurden durch den österreichischen Physiker Viktor Hess die ersten Hinweise auf eine

2. Die Heliosphäre

Strahlung entdeckt, die nicht von der Erde ausgeht. Hess stieg damals mit einem Ballon bis in eine Höhe von 5000 Metern auf, um die Intensität von ionisierender Strahlung zu messen. Ab einer Höhe von 700 Metern beobachtete Hess einen stetigen Anstieg der Zählrate in der an Bord befindlichen Ionisationskammer. Dies war für ihn ein überraschendes Ergebnis, hatte er doch mit einer Abnahme der Strahlung in zunehmender Höhe gerechnet, denn damals war nur die von der Erdoberfläche ausgehende natürliche radioaktive Strahlung bekannt! Er nutzte die Gelegenheit einer Sonnenfinsternis und unternahm einen weiteren Ballonaufstieg, wobei er keine wesentliche Veränderung der Ionisationsrate beobachtete. Folgerichtig schloß er daraus, daß die Strahlung nicht von der Sonne produziert wird.

Diese Strahlung ging also offensichtlich weder von der Erde noch von der Sonne aus, weshalb sie später von R. Millikan als *Kosmische Strahlung* bezeichnet wurde. Hess glaubte zunächst an eine die Erdatmosphäre sehr durchdringende elektromagnetische Strahlung, womit er jedoch falsch lag. Bis heute ist die Kosmische Strahlung Objekt intensiver Forschung geblieben. Heute weiß man, daß es sich dabei um Teilchen mit sehr hoher kinetischer Energie handelt. Trotzdem wurde die Bezeichnung Kosmische Strahlung aus historischen Gründen beibehalten. Die Beobachtungen zeigen eine Mischung aus Protonen (85 %), α -Teilchen (12 %) und Elektronen (2%). In geringen Konzentrationen treten dazu schwere Elemente wie Kohlenstoff, Sauerstoff und Eisen auf. Die Teilchen zeichnen sich dabei durch ihre sehr hohe kinetische Energie aus, die sich über einen weiten Bereich erstreckt. Ein Teilchen benötigt dabei mindestens eine Energie von 1 GeV, um das heliosphärische Magnetfeld zu überwinden. Es wurden auch Werte bis zu 10^{20} eV gemessen.

Durch ihre relativ geringe Anzahl liegt die assoziierte Energiedichte der Kosmischen Strahlung allerdings mit 10^{-13} J/m³ weit unter der des Sonnenwindes (10^{-9} J/m³) (Prölss [27]). Auch ist sie geringer als die des interplanetaren Magnetfeldes (10^{-11} J/m³), was bedeutet, daß die Bewegung der Kosmischen Strahlung durch die Heliosphäre bzw. durch das heliosphärische Magnetfeld bestimmt wird und eine Rückwirkung auf dieses zu vernachlässigen ist. Die Herkunft der Kosmischen Strahlung kann man nicht mehr direkt zurückverfolgen, denn es handelt sich wie erwähnt um geladene Teilchen, die durch interstellare Magnetfelder abgelenkt werden. Daher wird auch eine nahezu isotrope Verteilung der Strahlung beobachtet. Erzeugt wird die Kosmische Strahlung vermutlich u.a. durch Supernova-Explosionen, wo Teilchen an interstellaren Schockwellen auf sehr hohe Energien beschleunigt werden können.

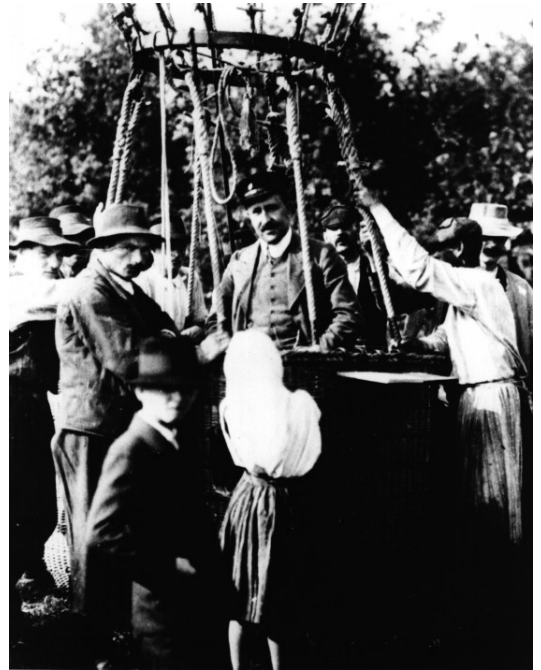


Abbildung 2.3.: Viktor Hess entdeckte die Kosmische Strahlung, wofür er 1936 den Nobelpreis für Physik erhielt.

2.4. Elektronenquellen interplanetarischen Ursprungs

Neben den besprochenen Teilchen galaktischen Ursprungs, die von außen in die Heliosphäre eindringen, gibt es auch noch Quellen energetischer Teilchen in der Heliosphäre selbst, die der Kosmischen Strahlung überlagert sind. Die Sonne kann zeitweise auch höherenergetische Teilchenpopulationen hervorbringen. Sonneneruptionen (engl. flares) oder koronale Massenauswürfe (engl. Coronal Mass Ejection, CME) sind Beispiele hierfür. Da diese Ereignisse aber nur kurzzeitig auftreten und zudem eine vergleichsweise geringe Intensität hervorbringen, wird die Sonne im folgenden als Quelle höherenergetischer Teilchen ausgeschlossen. Eine nicht zu vernachlässigende Quelle energiereicher Elektronen ist dagegen die Magnetosphäre des größten Planeten in unserem Sonnensystem, des Jupiter.

2.4.1. Der Jupiter als Elektronenquelle

Bereits 1972 postulierte McDonald et al. [23] das Vorhandensein einer Elektronenquelle bei Jupiter, was er aus der Messung eines erhöhten Elektronenflusses nahe der Erdbahn (1 AU) schloß. Dieser erhöhte Elektronenfluß tritt mit einer Periode von ca. 13 Monaten auf, was eindeutig auf den Planeten Jupiter zurückzuführen ist. Denn alle 13 Monate stehen sich Erde und Jupiter besonders nahe, da ein Jupiterorbit ca. 12 Jahre dauert.

1973 erreichte dann als erste Raumsonde überhaupt Pioneer 10 den Jupiter. Neben den spektakulären Bildern, die die Sonde von dem Gasriesen machte, lieferte sie auch den ersten direkten Nachweis einer Quelle von energetischen Elektronen in der Nähe des Jupiter. Die gemessenen Zählraten der Pioneer 10 Sonde sind in Abbildung 2.4 für zwei verschiedene Energiebereiche aufgetragen. Die Messung wird dabei ständig von vielen kurzzeitigen Spitzen überlagert, welche durch Sonneneruptionen verursacht werden. Während sich die Sonde dem Planeten nähert, ist ein langsamer Anstieg der Zählrate zu beobachten (Anfang bis Ende 1973). Im Dezember 1973 passierte die Sonde dann den Jupiter, was an dem deutlichen Maximum zu erkennen ist.

Auch die nachfolgenden Weltraummissionen Pioneer 11 im Jahr 1974, Voyager 1 und 2 im Jahr 1979 und schließlich die Ulysses-Sonde im Jahre 1992 konnten diese Elektronenquelle eindeutig bestätigen. Die fünfte Sonde, Galileo, die den Jupiter untersuchte, befand sich acht Jahre lang im Orbit des Gasriesen, bis sie 2003 in die Atmosphäre des Planeten eintauchte und zerstört wurde. Im Juli 2004 erreichte die Cassini-Sonde den Planeten Saturn, wobei sie 2001 am Jupiter vorbeiflog und zusammen mit Galileo eine sogenannte Multi-Spacecraft-Messung vornehmen konnte. Zum ersten Mal war es so möglich, die Jupiterquelle mit zwei Instrumenten gleichzeitig zu untersuchen. Diese Messung erbrachte den endgültigen Beweis, das tatsächlich Elektronen aus der Magnetosphäre des Jupiter entweichen (Krupp et al. [20] und [21]). Bis heute gibt es allerdings noch keine Erkenntnisse über den grundlegenden Mechanismus, der die Elektronen in der Magnetosphäre auf solch hohe Energien beschleunigen könnte. Die Erforschung der Magnetosphäre des Jupiter ist ein aktuelles Forschungsgebiet, wobei durch die vollständige Auswertung u.a. der Galileo-Mission neue Erkenntnisse auf diesem Gebiet erwartet werden. Das Energiespektrum der Jupiter-Elektronen (auch jovianische Elektronen ge-

2. Die Heliosphäre

nannt) im Bereich von 5 bis 30 MeV kann durch ein einfaches Potenzgesetz dargestellt werden (Ferreira [8]):

$$J \propto E^{-\gamma} \quad (2.1)$$

wobei γ den energieabhängigen Spektralindex darstellt, der von $\gamma = 1.5$ bei niedrigen Energien bis $\gamma = 6$ bei hohen Energien reicht. Die jovianischen Elektronen sind noch bis in eine Entfernung von 30 AU (Eraker [6]) beobachtbar, weshalb sie nicht zu vernachlässigen sind. Jovianische Elektronen eignen sich nun besonders gut, um die Modulation der Kosmischen Strahlung zu untersuchen.

Ein großer Vorteil liegt darin, daß die Quelle wie beschrieben relativ gut vermessen wurde und die Spektren der jovianischen Elektronen bekannt sind, im Gegensatz zur galaktischen Quelle, von der noch keine direkten Meßdaten vorliegen. Zwar gibt es inzwischen recht gute theoretische Modelle, mit denen die Bestimmung eines galaktischen Spektrums ermöglicht wird, dennoch gibt es bei niedrigen Energien teils erhebliche Abweichungen unter den verschiedenen Modellen. Zudem ist die genaue Position des Randes der Heliosphäre und damit die Position der galaktischen Quelle nicht genau bekannt. Somit besteht ein weiterer Vorteil darin, daß die Position des Jupiter und damit die der Jupiterquelle sehr genau bekannt und berechenbar ist. Ebenfalls von Vorteil ist, daß die Ausdehnung der Jupiterquelle im Vergleich zu den Größenordnungen der Heliosphäre sehr begrenzt ist. In Bezug auf eine numerische Simulation der Heliosphäre gestattet es diese Lokalisierung, die Jupiterquelle als eine Punktquelle festzulegen. Aus dem Spektrum der Jupiterquelle geht hervor, daß die Intensitäten der jovianischen Elektronen bei einer Energie unter 10 MeV weit über denen der galaktischen Elektronen liegen. In der inneren Heliosphäre sind also bei niedrigen Breiten (Ekliptik) die Jupiter-Elektronen dominierend, was einen weiteren wesentlichen Vorteil bietet: Die Modulation der Diffusion. Der Effekt der Diffusion von Teilchen und deren Modulation werden im viertem Kapitel vorgestellt. Vorweggenommen sei hier, daß in dem interessierendem Energiebereich unter 10 MeV

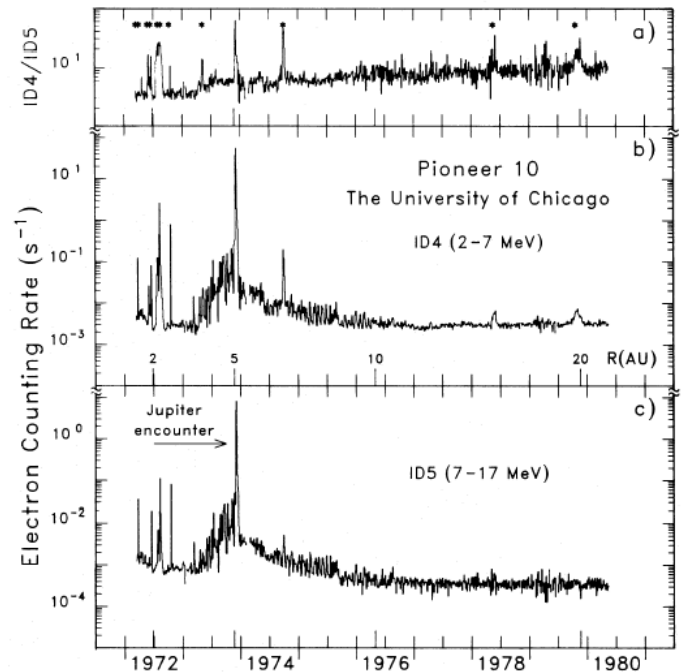


Abbildung 2.4.: Die vom *University of Chicago telescope* gemessenen Zählraten von Elektronen. (a) Die Rate von 2-7 MeV und 7-17 MeV Elektronen. Sonnenereignisse sind durch Punkte gekennzeichnet. (b) 2-7 MeV Elektronen. (c) 7-17 MeV Elektronen. In der Mitte ist die radiale Entfernung der Pioneer 10 Sonde aufgetragen. Nach Eraker [6].

Drifteffekte vernachlässigt werden können und die Diffusion bzw. der Diffusionstensor somit die eigentliche Unbekannte in der zu lösenden Transportgleichung darstellt. Die Elektronenquelle des Jupiter bietet also eine hervorragende Möglichkeit, um die Modulation der Kosmischen Strahlung zu studieren.

2.5. Der solare Zyklus

Die Modellierung der Kosmischen Strahlung soll in dieser Arbeit im Speziellen unter Berücksichtigung des sogenannten *solaren Zyklus* untersucht werden. Wie im folgenden Abschnitt dargestellt wird, durchläuft unsere Sonne einen ca. 11-jährigen Zyklus, indem die Aktivität der Sonne einen maximalen Wert erreicht. Besonders das solare Magnetfeld zeigt in seiner Struktur starke Veränderungen mit diesem Zyklus, was auf die Modellierung der Kosmischen Strahlung erheblichen Einfluß hat.

2.5.1. Sonnenflecken

Die ersten Hinweise darauf, daß es sich bei der Sonne keineswegs um ein unveränderliches Objekt am Himmel handelt, gab es bereits im 17. Jahrhundert. Im Jahre 1608 erfand als erster der niederländische Optiker Hans Lippershey das Fernrohr. Diese Erfindung gestattete es nicht nur, tiefer und detaillierter ins Weltall zu blicken und beispielsweise die Milchstrasse als Sternenband zu erkennen, sondern auch die Sonne mit neuen Mitteln zu erforschen. So entdeckte u.a. Galileo Galilei, daß auf der Sonnenoberfläche (Photosphäre) einige dunkle, unterschiedlich große Flecken zu sehen waren. In der Zeit der Renaissance löste diese

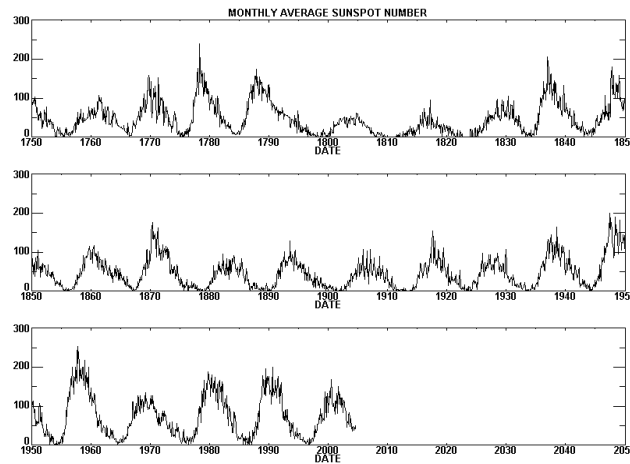


Abbildung 2.5.: Monatliche Mittelwerte der Sonnenfleckenanzahl seit dem Jahr 1749.

Entdeckung große Empörung aus, galt die Sonne bis dahin doch als Sinnbild makelloser Reinheit und Schönheit. Dennoch wurden seitdem die Anzahl und Größe dieser Sonnenflecken kontinuierlich weiter beobachtet und aufgezeichnet. Abbildung 2.5 zeigt die monatlichen Mittelwerte der beobachteten Sonnenfleckenanzahl ab dem Jahr 1749. Deutlich zu erkennen ist eine Schwankung der Fleckenzahl mit einer ca. 11-jährigen Periode, in der die Anzahl der Flecken einen maximalen Wert annimmt. Der Zeitraum, indem relativ wenige Sonnenflecken auftreten, wird als *solares Minimum* bezeichnet, entsprechend der mit erhöhter Fleckenzahl als *solares Maximum*. Über die Entstehung der Sonnenflecken spekulierte Galilei, daß Wolken in der Atmosphäre der Sonne einen Teil des Lichts absorbierten. Die wahre Natur der Sonnenflecken konnte erst im Jah-

2. Die Heliosphäre

re 1908 durch den amerikanischen Astronomen George Hale geklärt werden. Mit Hilfe eines Spektrographen entdeckte er den Zeeman-Effekt⁴ in den Absorptionslinien der Sonnenflecken. Ebenso konnte er die Temperatur der Fleckengebiete bestimmen und stellte dabei eine um ca. 2000 K niedrigere Temperatur als in der ungestörten Photosphäre fest. Daher sind die Flecken auch relativ dunkel im Kontrast zur Umgebung. Die Erklärung für dieses Phänomen ist offensichtlich in starken Magnetfeldern zu suchen. Man nimmt heute an, daß magnetische Feldlinien am Ort des Flecks aus der Sonnenoberfläche senkrecht austreten, was zu einer Verringerung des Energieflusses in diesem Gebiet führt. Sonnenflecken zeigen sich oft in Gruppen, in denen meistens zwei Hauptflecken mit entgegengesetzter Magnetfeldpolarität auftreten. Eine solche Gruppe nennt man auch eine bipolare Gruppe. Der 11-jährige Aktivitätszyklus der Sonne steht also offensichtlich in Verbindung mit den Magnetfeldern auf der Sonne.

2.5.2. Das Magnetfeld der Sonne im solaren Zyklus

Die beiden Hauptflecken einer bipolaren Gruppe besitzen innerhalb eines Sonnenfleckenzyklus stets die gleiche Anordnung von magnetischen Polaritäten bezüglich des Sonnenäquators und der Rotationsrichtung der Sonne. Im darauf folgenden Fleckenzyklus ist die Polarität dann gerade umgekehrt, demnach hat eine Umpolung des Magnetfeldes der Sonne stattgefunden. Das solare Magnetfeld wechselt also alle 11 Jahre seine Polarität, so daß zwei aufeinanderfolgende Sonnenfleckenzyklen zusammen einen vollständigen magnetischen Zyklus von 22 Jahren bilden. Man nimmt an, daß die Sonne dabei als ein selbstangeregter Dynamo funktioniert und so diesen komplizierten Mechanismus hervorbringt. Die Sonne rotiert

differentiell, d.h. die Polregionen rotieren langsamer als die Äquatorregionen, was im Sonnenplasma zu zeitlich variierenden Magnetfeldern führt und so den periodischen Polaritätswechsel erklären könnte. Hinreichend verstanden ist das Phänomen des Po-

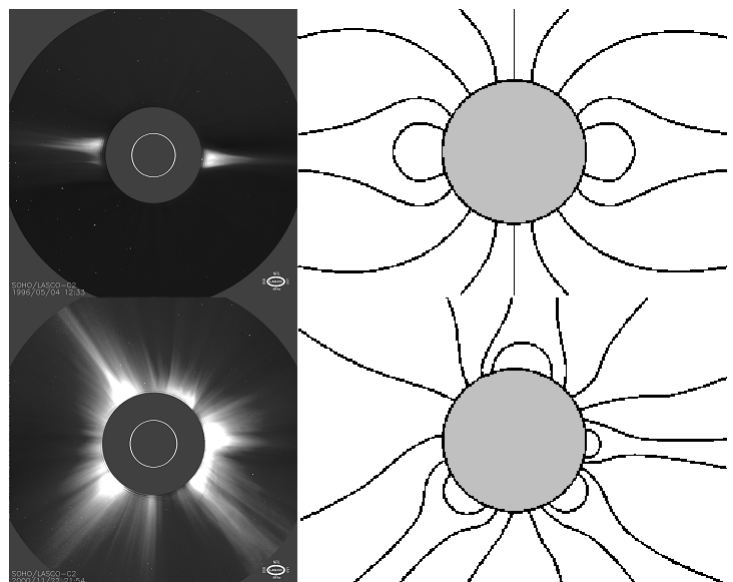


Abbildung 2.6.: Links: Die Sonnenkorona im solaren Minimum und Maximum, aufgenommen mit einem Koronagraphen. Rechts: Das dazugehörige Magnetfeld der Sonne (schematisch)⁵. Der Leser vergleiche dazu auch die Abbildung 2.2 (links) auf Seite 8.

⁴Zeeman-Effekt : In einem starkem Magnetfeld spalten sich Spektrallinien auf.

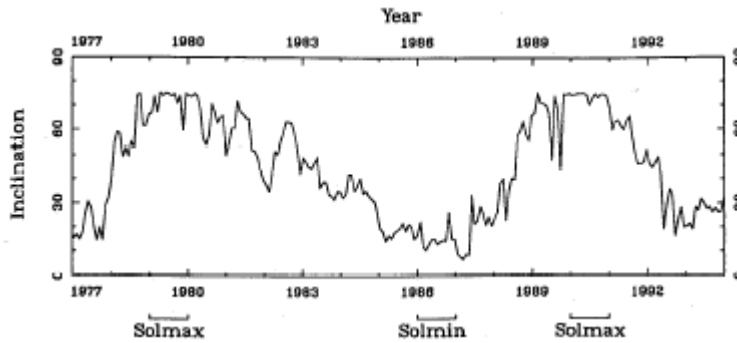


Abbildung 2.7.: Die Inklination der neutralen Linie von 1977 bis 1994. Die Phasen des solaren Maximums und Minimums sind markiert. Aus Gazis[13].

laritätswechsels allerdings bis heute noch nicht. Abbildung 2.6⁵ zeigt zwei Bilder der Sonnenkorona, aufgenommen mit einem Koronographen. Das obere Bild zeigt die Korona während des solaren Minimums, das untere während des Maximums. Daneben ist schematisch die Magnetfeldstruktur dargestellt. Im Minimum sind zwei sogenannte *koronale Bänder* (engl. coronal streamers) in der Nähe des solaren Äquators zu erkennen. Dies sind Gebiete erhöhter Plasmadichte, wo das Magnetfeld geschlossene Bögen aufweist. Die Bögen verlaufen von der einen Seite des magnetischen Äquators zur anderen. Diese Region wird als *Streamer Belt* bezeichnet und stellt die Grenze der koronalen Bänder dar.

Im Gegensatz dazu herrschen in den dunklen Gebieten niedrige Plasmadichten vor und die Feldlinien verlaufen fast radial⁶ nach außen und sind "offen"⁷. Diese Regionen werden als *koronale Löcher* bezeichnet, wobei im solaren Minimum sich prinzipiell zwei davon weit über die Pole der Sonne hinaus erstrecken. Im solaren Maximum (Bild unten) treten nun koronale Löcher zufällig verteilt über die gesamte Korona auf. Die koronalen Bänder beschränken sich ebenfalls nicht mehr nur auf die Äquatorregion der Sonne. In dieser Phase kippt die magnetische Achse der Sonne um, was die unsymmetrische, chaotische Struktur des solaren Magnetfeldes erklärt. Im Minimum weisen der Streamer Belt und der solare Äquator eine Inklination von ca. 20 Grad auf. Man spricht nun davon, daß der Streamer Belt während des Übergangs vom solaren Minimum zum Maximum größer wird, wobei er im Maximum immer wieder von koronalen Löchern durchsetzt wird. Der Streamer Belt hat also eine latitudinale Abhängigkeit mit dem solaren Zyklus.

Wie schon erwähnt, besitzt das solare und heliosphärische Magnetfeld zwei magneti-

⁵Die Bilder stammen von den Internet-Seiten <http://www.sp.ph.ic.ac.uk/-forsyth/reversal/> und <http://www.cs.tcd.ie/Stephen.Farrell/ipn/background/alp-sat/main.html>.

⁶Die Feldlinien verlaufen so lange radial nach außen, bis das Magnetfeld vom Sonnenwind dominiert und mitgeführt wird. Dies geschieht, wenn die radiale Komponente der Sonnenwindgeschwindigkeit die Alfvén-Geschwindigkeit erreicht. Diesen Abstand nennt man auch den *Alfvén-Radius*.

⁷Magnetische Feldlinien sind natürlich immer geschlossen, mit offenen Feldlinien ist hier gemeint, daß diese weit in den Raum hinausragen und sich erst in sehr großem Abstand von der Sonne wieder schließen.

2. Die Heliosphäre

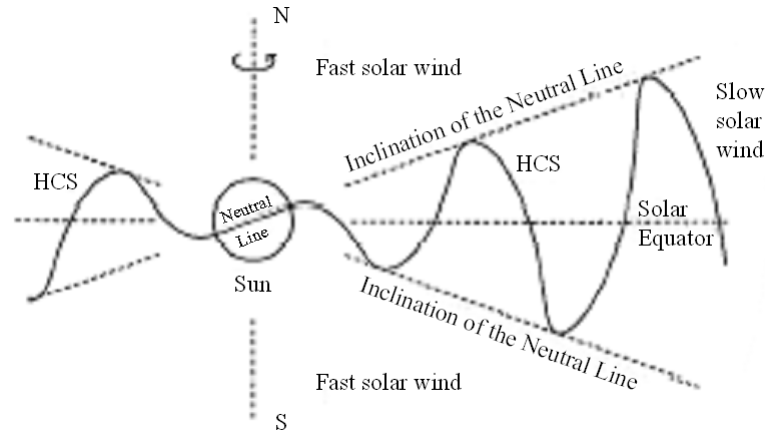


Abbildung 2.8.: Die koronale neutrale Linie und die heliosphärische Stromschicht (HCS) während des solaren Minimums. Die Inklination der neutralen Linie ist assoziiert mit hohen bzw. niedrigen Sonnenwindgeschwindigkeiten. Aus Gazis[13].

sche Hemisphären, die durch eine Stromschicht voneinander getrennt sind. Damit verbunden ist eine magnetisch *neutrale Linie* in der Korona, auf der das radiale Magnetfeld den Wert Null hat. Wie der Streamer Belt besitzt auch die neutrale Linie eine Inklination gegenüber dem solaren Äquator. Zudem sind eine hohe Plasmadichte und eine niedrige Sonnenwindgeschwindigkeit mit der neutralen Linie verknüpft. Neutrale Linie und Streamer Belt müssen deshalb nicht notwendigerweise miteinander übereinstimmen, aber die neutrale Linie ist einfacher zu beobachten. Abbildung 2.7 zeigt die Inklination der koronalen neutralen Linie über einen Zeitraum von 17 Jahren. Die Inklination ist am größten während des solaren Maximums, wenn sich die Polarität des solaren Magnetfelds umkehrt. Während des Minimums (siehe Abbildung 2.8) ist sie mit einem Winkel zwischen ca. 10 und 30 Grad am kleinsten.

Da der Streamer Belt nun direkt mit dem Magnetfeld assoziiert ist, hat er erheblichen Einfluß auf die Geschwindigkeit des Sonnenwindes. Wie aus langjährigen Beobachtungen bekannt ist, tritt aus den koronalen Löchern der Sonnenwind mit relativ hoher Geschwindigkeit (>600 km/s) aus, während im Bereich des Streamer Belt durchweg niedrigere Werte gemessen wurden. Dies kann man folgendermaßen verstehen: Die Sonnenwindteilchen strömen radial von der Sonne ab, wobei die geladenen Teilchen wesentlich leichter in Richtung von magnetischen Feldlinien entkommen können. Im Streamer Belt müssen die Sonnenwindteilchen nahezu senkrecht zu den magnetischen Feldlinien fließen, in koronalen Löchern zeigen die Feldlinien dagegen fast radial nach außen und die Teilchen können ihnen folgen. So sind im Streamer Belt wesentlich kleinere Geschwindigkeiten zu erwarten als in den Regionen von koronalen Löchern. Dies wird eindeutig durch die Ulysses-Sonde bestätigt, die insbesondere die longitudinale Struktur der Sonnenwindgeschwindigkeit vermessen hat. Im dritten Kapitel werden diese Meßergebnisse ausführlich vorgestellt. Durch die Tatsache, daß die magnetische Achse und die Rotationsachse der Sonne nicht übereinstimmen, kommt es zu einer Überlagerung von langsamem und

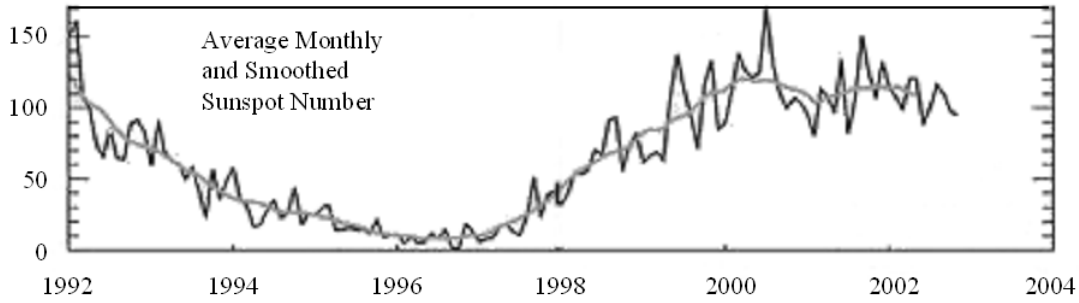


Abbildung 2.9.: Die beobachtete Sonnenfleckenanzahl seit dem Jahr 1992 (Monatliche Mittelwerte).

schnellem Sonnenwind auf der selben heliographischen Breite. Der langsame Sonnenwind wird sozusagen vom schnellen Wind eingeholt und es kommt zu einer Region von erhöhter Plasmadichte, die *Corotating Interaction Region* (CIR) genannt wird. Die mittlere Rotationsdauer der Sonne beträgt ca. 27 Tage, weshalb dieses Phänomen mit dieser Periode zu beobachten ist. Da CIRs auf diesen relativ kurzen Zeitskalen auftreten, werden sie bei der Simulation der Teilchenflüsse über den 11-jährigen Aktivitätszyklus im folgenden nicht berücksichtigt. In der Diplomarbeit von R. Kissmann [18] ist eine Simulation über kleinere Zeiträume durchgeführt worden, in denen die CIRs mit berücksichtigt wurden. Zusammenfassend läßt sich also feststellen, daß zum einen der Sonnenwind und zum anderen die Turbulenz des Magnetfeldes im Rhythmus des solaren Zyklus variiert, was natürlich großen Einfluss auf das Verhalten der Kosmischen Strahlung hat. Über die theoretischen Modelle der zeitabhängigen Sonnenwindgeschwindigkeit und der Diffusion von geladenen Teilchen an Magnetfeldern gibt das vierte Kapitel Auskunft.

2.5.3. Der 23. solare Zyklus

Gezählt werden die solaren Zyklen seit dem Jahr 1749, der aktuelle Zyklus ist damit der 23. (siehe Abbildung 2.5). In dieser Arbeit sollen nun die Elektronenflüsse in der Heliosphäre speziell für den Zeitraum von Ende 1991 bis Mitte 2004 modelliert werden, um einen Datenvergleich mit der Ulysses-Sonde vornehmen zu können. Die gemittelte monatliche Anzahl der Sonnenflecken, die wie diskutiert ein Indikator für die solare Aktivität darstellt, ist in Abbildung 2.9 ab dem Jahr 1992 zu sehen. Das Maximum des 22. Zyklus lag in den Jahren 1989-1991, ab 1992 strebte die Aktivität der Sonne dann wieder einem Minimum entgegen. Das solare Minimum dauert demnach bis ca. 1997, danach steigt die Zahl der Sonnenflecken wieder merklich an. Den genauen Übergangszeitraum vom solaren Minimum zum Maximum zu studieren, d.h. daß „Umschlagen“ der Aktivität vom Minimum zum Maximum und damit das Verhalten der Kosmischen Strahlung in der Heliosphäre während dieser Phase zu untersuchen, soll eine Zielsetzung in dieser Arbeit sein.

Das solare Maximum ist zwischen den Jahren 2000 und 2002 zu erkennen. Das Maximum ist dabei durch mehrere Spitzen in der Sonnenfleckenanzahl charakterisiert. Die

2. Die Heliosphäre

Umpolung des Magnetfeldes der Sonne hat Ende 2000 stattgefunden, wo die Anzahl der Flecken am größten war. Seit 2002 befindet sich die Sonne wieder in einer abnehmenden Phase der Aktivität und wird voraussichtlich 2006 wieder ein Minimum erreichen. Wie aus der Zahl der Sonnenflecken in Abbildung 2.5 und aus langjährigen Beobachtungen u.a. von Sonneneruptionen, CMEs oder der magnetischen Aktivität der Sonne bekannt ist, gleicht keiner der 23 bisher beobachteten solaren Zyklen dem anderem. Jeder Zyklus hat seine eigenen Charakteristika. Der 23. Zyklus und dessen Maximum weist nach den Beobachtungsdaten im Vergleich zu den beiden vorangegangenen Zyklen 22 und 21 zum Beispiel keine besonders hohe Aktivität auf, wie schon aus der Anzahl der Sonnenflecken hervorgeht. Es wird sogar vermutet, daß es sich um einen sogenannten anomalen Zyklus handeln könnte (siehe dazu de Toma und White [32]). Dennoch bietet der 23. Zyklus einen Vorteil: Die Ulysses-Sonde umkreist die Sonne seit nunmehr 13 Jahren und hat daher diesen Sonnenzyklus komplett vermessen können, womit ein Datenvergleich über einen solaren Zyklus möglich wird. Das dritte Kapitel widmet sich nun ausführlich der Ulysses-Mission.

3. Die Erforschung der Heliosphäre

Wie schon einige Male in dieser Arbeit erwähnt wurde, sind bereits eine Vielzahl von Raumsonden in den interplanetaren Raum und darüber hinaus geschickt worden und haben unser Wissen über das Sonnensystem und die Heliosphäre erheblich erweitern können. In diesem Kapitel soll insbesondere die *Ulysses*-Mission vorgestellt werden. Sie bietet eine exzellente Möglichkeit, die Modulation der Kosmischen Strahlung mit Meßdaten vergleichen und überprüfen zu können. Die gewonnenen Erkenntnisse dieser Mission stellen daher eine wesentliche Grundlage dieser Studie dar.

3.1. Die Ulysses-Mission

Am 6. Oktober 1990 brachte das Space-Shuttle Discovery ein gemeinschaftliches Projekt der NASA und der ESA, die *Ulysses*-Sonde, ins Weltall. Ulysses sollte die erste Raumsonde überhaupt werden, die zu sehr hohen heliographischen Breiten fliegen sollte, um dort Messungen fast genau über den Polen der Sonne durchzuführen. Deshalb trug die Mission zuvor auch den Arbeitstitel *International Solar Polar Mission (ISPM)*.

Die Ulysses-Sonde wurde dazu zunächst auf eine Bahn geschickt, die einen sehr nahen Vorbeiflug am Jupiter ermöglichte. In einer Entfernung von nur 378.400 km flog Ulysses am 8. Februar 1991 an dem Gasriesen vorbei und nutzte dabei das Gravitationsfeld des Planeten aus, um auf die eigentlich vorgesehene Bahn um die Sonne zu erlangen. Durch dieses Bahnmanöver gelangte die Sonde auf eine Umlaufbahn, die fast senkrecht zur Ekliptik-Ebene steht, wodurch sie heliographische Breiten von ca. 80 Grad über der Ekliptik erreichen kann. Die Sonde befindet sich dadurch jeweils für ein Jahr in der Nähe der beiden Sonnenpole. Inzwischen ist die Sonde

fast 14 Jahre lang unterwegs und hat die Sonne dabei schon zweimal umkreist. In

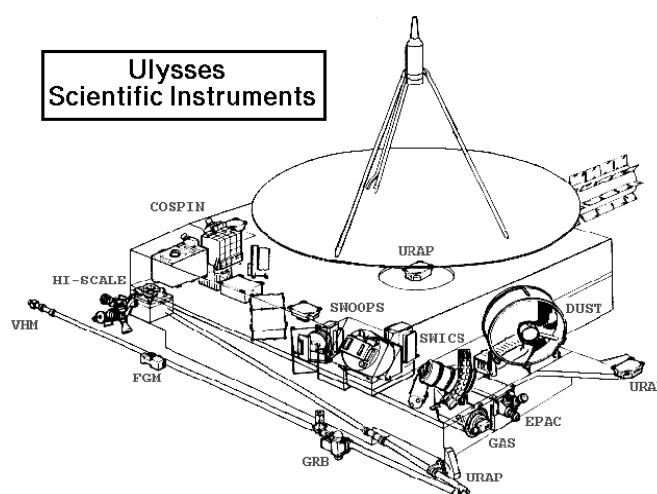


Abbildung 3.1.: Die Ulysses-Sonde hat insgesamt 13 verschiedene Instrumente an Bord. Hier in *pre-launch* Konfiguration. Aus Balogh [1].

3. Die Erforschung der Heliosphäre

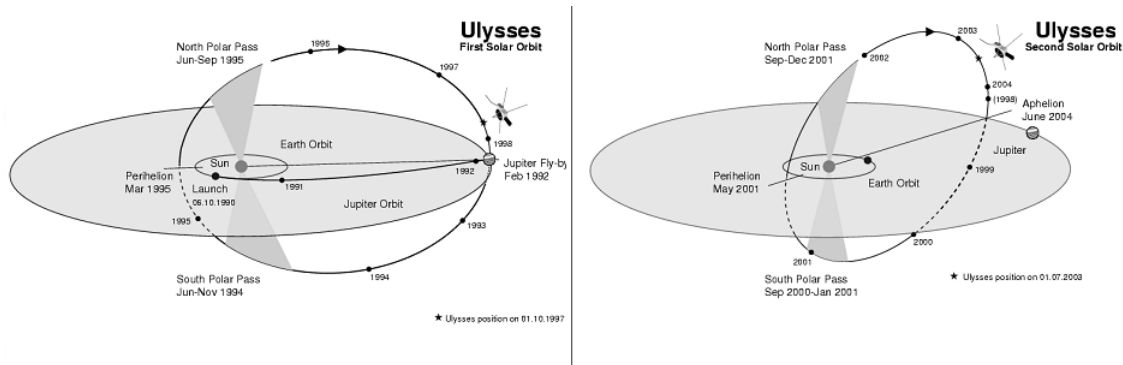


Abbildung 3.2.: Die Bahn der Ulysses-Sonde, links während des ersten Orbits 1992-1998, rechts während des zweiten Orbits 1998-2004, wobei hier die Inklination von 80 Grad gegenüber der Ekliptik-Ebene dargestellt ist. Quelle: <http://helio.estec.esa.nl/ulysses/>

Orbit benötigt die Sonde ca. 6 Jahre, wobei der sonnennächste Punkt bei ca. 1.3 AU und der weiteste bei ca. 5.4 AU liegt. Das rechte Bild in Abbildung 3.2 zeigt den zweiten Orbit, wobei hier die Inklination von 80 Grad gegenüber der Ekliptik berücksichtigt wurde. Durch diese Flugbahn war es möglich, die Sonnenwindgeschwindigkeit und die Elektronen-Intensitäten bei hohen heliographischen Breiten zu vermessen. Dies ist deshalb von Bedeutung für die Modulation der Kosmischen Strahlung über einen solaren Zyklus, da wie im zweiten Kapitel beschrieben wurde, der Streamer Belt eine latitudinale Abhängigkeit mit dem solaren Zyklus besitzt.

Im Februar 2004 wurde die Ulysses-Mission um vier weitere Jahre bis März 2008 verlängert, da sich die Raumsonde immer noch in exzellentem Zustand befindet und Meßdaten über 97 % der Zeit empfangen werden konnten. Sie wird dann über 17 Jahre lang aktiv gewesen sein und die Sonne von Dezember 2006 bis März 2008 ein drittes mal passieren. Zu diesem Zeitpunkt soll dabei eine ganze Flotte von Raumsonden die Ulysses-Messungen ergänzen. Die Sonde SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*) befindet sich noch im Orbit um die Sonne, Cluster und ACE (*Advanced Composition Explorer*) in der Erdumlaufbahn und die Cassini-Sonde bei Saturn. Bis dahin sollten auch die Satelliten STEREO (*Solar TERrestrial RELations Observatory*, geplanter Start im Februar 2006) und SDO (*Solar Dynamics Observatory*, geplanter Start im August 2007) zur Verfügung stehen. Durch diesen Verbund von Meßinstrumenten in vier verschiedenen Bereichen des Sonnensystems erhofft man sich noch detailliertere Erkenntnisse über die Sonne und die Kosmische Strahlung. Weitere und aktuelle Informationen zur Ulysses-Mission gibt es auf den Internet-Seiten der NASA und der ESA¹.

3.1.1. Die latitudinale Struktur der Sonnenwindgeschwindigkeit

An Bord der Ulysses-Sonde befindet sich das sogenannte SWOOPS-Experiment (*Solar Wind Observations over the Poles of the Sun*), welches die Sonnenwindgeschwindigkeit

¹<http://ulysses.jpl.nasa.gov/> und <http://helio.estec.esa.nl/ulysses/>

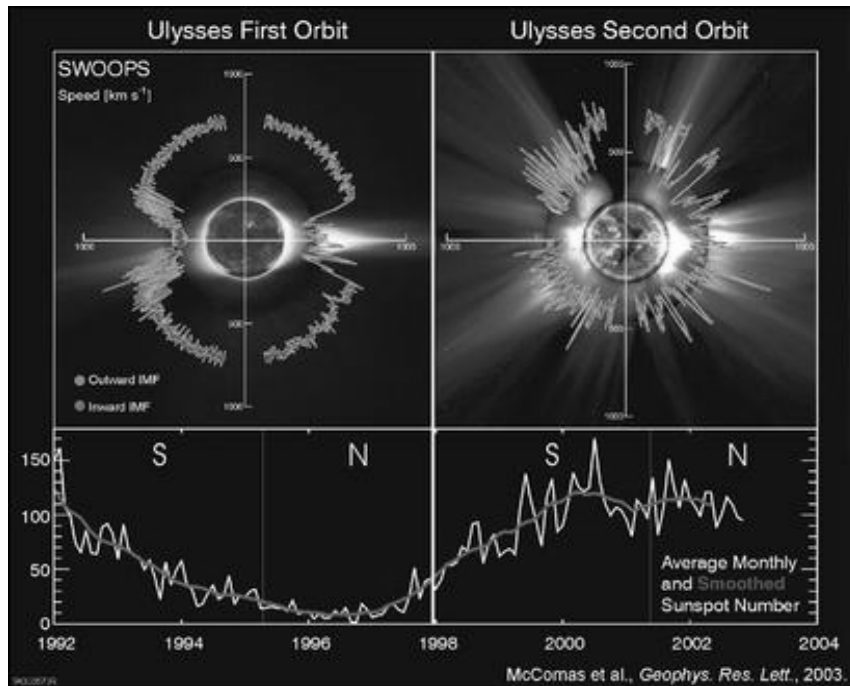


Abbildung 3.3.: Die von SWOOPS gemessene latitudinale Abhängigkeit der Sonnenwindgeschwindigkeit, links während des solaren Minimums, rechts während des Maximums. Zusätzlich sind die monatlichen Mittelwerte der Sonnenfleckenanzahl in diesem Zeitraum angegeben. Quelle: siehe Bildunterschrift.

messen kann. Informationen zu diesem Gerät sind auf der SWOOPS-Internet-Seite² zu finden.

Abbildung 3.3 zeigt die von Ulysses gemessene latitudinale Abhängigkeit der Sonnenwindgeschwindigkeit. Das linke Bild zeigt die Geschwindigkeitsmessung während des ersten Orbits (1992-1998), das rechte Bild während des zweiten Orbits (1998-2004). Unten ist zusätzlich die Anzahl der Sonnenflecken angegeben. Der erste Orbit fällt demnach genau in den Zeitraum des solaren Minimums und der zweite in den des solaren Maximums, was natürlich kein Zufall ist, sondern so kalkuliert wurde. Im linken Bild (solares Minimum) zeigt sich bei hohen Breiten oder nahe der Pole der Sonne eine durchschnittliche Geschwindigkeit von ca. 800 km/s, während im Streamer Belt im Mittel nur 400 km/s gemessen wurden. Diese Struktur bestätigt die in Kapitel 2 beschriebene Magnetfeldkonfiguration der Sonne im solaren Minimum. Im Streamer Belt treten allerdings immer wieder Abweichungen von der mittleren Geschwindigkeit auf, wodurch deutlich wird, daß es sich offensichtlich um ein sehr komplexes magnetisches System handelt. Der Mechanismus, der den langsamen Sonnenwind (<500 km/s) hervorbringt, ist auch noch nicht hinreichend bekannt. Die Grenze, die den Übergang vom langsamen zum schnellen Sonnenwind markiert, wird durch die Inklination des Streamer Belt bzw. der neutralen Linie bestimmt. Dieser Winkel wird im folgenden zu 20 Grad heliographi-

²<http://swoops.lanl.gov/>

3. Die Erforschung der Heliosphäre

scher Breite angenommen (siehe auch Kapitel 2). Im solaren Maximum (rechtes Bild) zeigt sich nun eine völlig andere Struktur der Sonnenwindgeschwindigkeit. Die mittlere Geschwindigkeit von 400 km/s tritt jetzt bei allen Breiten auf. Dabei zeigen sich viele schmale Spitzen in der Messung, welche durch die angesprochenen koronalen Löcher verursacht werden, die Quellen des schnellen Sonnenwindes (>500 km/s) sind und im solaren Maximum statistisch verteilt über die ganze Sonne auftreten. Es läßt sich also feststellen: Im solaren Minimum hat der Sonnenwind bei hohen heliosphärischen Breiten eine mittlere Geschwindigkeit von 800 km/s, im Streamer Belt von 400 km/s. Im solaren Maximum dagegen findet man bei allen Breiten eine mittlere Geschwindigkeit von 400 km/s. Wie im zweiten Kapitel angesprochen wurde, nimmt man an, daß die Inklination des Streamer Belt beim Anstieg der solaren Aktivität größer wird. Den Übergang der Geschwindigkeitsstruktur des solaren Minimum hin zum solaren Maximum zu modellieren, stellt ein zentrales Ziel dieser Arbeit dar. Zwei mögliche Modelle hierfür werden im nächsten Kapitel diskutiert.

3.1.2. Elektronenintensitäten

Mit dem COSPIN-Experiment (*COSmic ray and solar Particle INvestigation*) an Bord von Ulysses, welches aus insgesamt sechs verschiedenen Teleskopen besteht, lassen sich Protonen-, Elektronen- und α -Teilchen-Flüsse über einen weiten Energiebereich von 2.5 bis 6000 MeV messen. Eines dieser Teleskope ist das *Kiel Electron Telescope* (KET)³, das in dem hier interessierendem Energiebereich von einigen MeV die Elektronenintensität beobachten kann. Die Ergebnisse für Energien von 3-10 MeV sind in Abbildung 3.4 zu sehen. Oben ist die Position der Sonde, der radiale Abstand von der Sonne und die heliosphärische Breite, angegeben. Darunter ist die differentielle Elektronenintensität ab Ende 1991, dem Startzeitpunkt der Ulysses-Mission, aufgetragen. Wie erwähnt flog Ulysses zunächst auf den Jupiter zu, um den nötigen Schwung für die eigentlich geplante Bahn zu erhalten. Man sieht einen stetigen Anstieg der Intensität, verursacht durch die Jupiter-Elektronen, mit einem Maximum im Februar 1992 als die Sonde den Jupiter-nächsten Punkt erreicht. Dies betätigt noch einmal, daß Jupiter eindeutig eine starke Elektronenquelle ist. Danach entfernt sich Ulysses wieder von der Jupiter-Quelle und dringt zu hohen heliosphärischen Breiten vor. Anfang 1995 nähert sich Ulysses wieder der Ekliptik und „durchstößt“ im März 1995 die Ekliptik-Ebene (siehe Abbildung 3.2). Die Sonde spürt dort die Auswirkungen der Parker-Spirale und die relative Nähe des Jupiters, was in einem leichten Anstieg in der Intensität zu erkennen ist.

Ab 1996 ist ein leichter, stetiger Anstieg der Intensität zu beobachten, der ungefähr im Jahre 2000 endet. Dieser Anstieg hängt mit dem solaren Zyklus zusammen, denn die Sonne strebt in diesem Zeitraum dem solaren Maximum zu. Wie schon diskutiert nimmt in dieser Zeit die Sonnenwindgeschwindigkeit und damit die Konvektion merklich ab. In den Jahren 1996 bis 2000 findet also der Wechsel der Bedingungen des solaren Minimums hin zu Maximum statt. Die Modulation dieses Zeitraumes soll im Speziellen in dieser Arbeit untersucht werden. In den Jahren 2000 bis 2003 ist die Sonne dann besonderes

³Informationen zu diesem Gerät sind auf <http://naysika.mi.iasf.cnr.it/Ulysses/> nachzulesen.

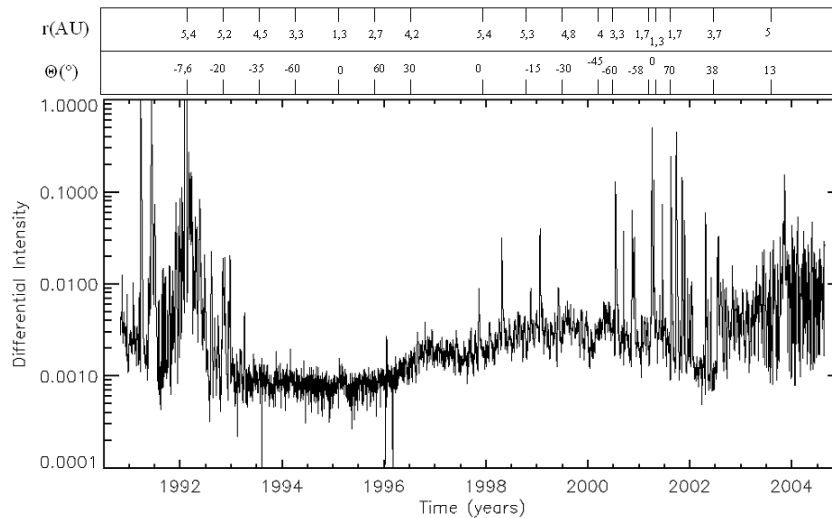


Abbildung 3.4.: Die vom KET gemessenen Elektronenintensitäten von 1991 bis 2004 im Energiebereich von 3-10 MeV. Oben ist der radiale Abstand von der Sonne und die heliosphärische Breite der Ulysses-Sonde angegeben.

aktiv, was in den vielen intensiven Spitzen zu beobachten ist. Die zweite Begegnung mit Jupiter erfolgte im Februar 2004, zwölf Jahre nach dem erstem Zusammentreffen. Aus den fast 14 Jahre lang gesammelten Meßdaten lassen sich nun folgende Erkenntnisse gewinnen: Man wußte schon vor der Ulysses-Mission, daß aufgrund der Form des solaren und heliosphärischen Magnetfeldes ein Teil der Kosmischen Strahlung abgeschirmt wird und vermutete, daß geladene Teilchen leichter über die Polregionen der Sonne eindringen können als über die Äquatorregionen. Dies liegt daran, daß sich Teilchen besser entlang von Magnetfeldlinien bewegen können als senkrecht dazu (siehe auch Kapitel 2). Die Messungen von Ulysses bestätigen dies zwar, allerdings fiel der Anstieg zu höheren Breiten geringer aus als erwartet wurde (Heber et al. [14]). Für Elektronen in dem hier interessierendem Energiebereich von 7 MeV wurden direkt über den Polen sogar keine erhöhten Intensitäten gegenüber der Ekliptik-Ebene gemessen (Ferrando et al. [7]). Merklche Änderungen der Elektronenintensität beobachtet man nur jenseits von 20 - 30 Grad heliosphärischer Breite. Dies hängt mit der schon im zweiten Kapitel eingeführten Inklination des Streamer Belt zusammen, der nicht nur den Sonnenwind „abbremst“, sondern auch die Kosmische Strahlung behindert. Die radiale Abhängigkeit der Intensität ist im Vergleich zur latitudinalen nur sehr gering. Beim Vorbeiflug an der Sonne in einer Entfernung von ca. 1,3 AU zeigt sich keine wesentliche Veränderung im Vergleich zum sonnenfernsten Meßpunkt der Sonde bei ca. 5,4 AU.

Die gemessenen Elektronenintensitäten von Ulysses sollen in dieser Arbeit mit verschiedenen Modellen verglichen werden, die speziell den solaren Zyklus beschreiben sollen. Im nächsten Kapitel werden diese Modelle näher erläutert.

3. Die Erforschung der Heliosphäre

4. Die Modulation des zeitabhängigen Teilchentransports

Das folgende Kapitel widmet sich den theoretischen Modellen, mit denen das Verhalten von geladenen Teilchen in der Heliosphäre beschrieben und in dieser Studie untersucht werden soll. Die grundlegende Transportgleichung für energetische Teilchen, die über eine Verteilungsfunktion beschrieben werden, ist die *Parker-Gleichung*. Die einzelnen Terme dieser Gleichung werden ausführlich vorgestellt und diskutiert. Besonderes Augenmerk soll dabei auf die Diffusion von Teilchen gelegt werden, da sie die eigentliche Unbekannte in der Gleichung und in der späteren Simulation darstellt. Anschließend werden zwei zeitabhängige Modelle vorgestellt, die die Auswirkungen des solaren Zyklus auf den Sonnenwind und die Diffusion beschreiben sollen.

4.1. Die Parker-Gleichung

Der bereits in Kapitel 2 erwähnte Eugene Parker stellte im Jahr 1965 eine Gleichung auf, die den Transport energetischer Teilchen durch die Heliosphäre beschreibt (Parker [26]). Diese Gleichung wird *Parker-Gleichung* genannt und ist seitdem Objekt intensiver theoretischer Forschung geblieben. Hier soll von der folgenden allgemeinen Form der Parker-Gleichung ausgegangen werden:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \nabla \cdot (\hat{\kappa} \nabla f) - \vec{v} \cdot \nabla f + \frac{1}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) \frac{\partial f}{\partial \ln P} + Q \quad , \quad (4.1)$$

wobei f die *Verteilungsfunktion* in Abhängigkeit vom Ort und Impuls der Teilchen ist. Des weiteren ist $\hat{\kappa}$ der sogenannte Diffusionstensor, \vec{v} die Sonnenwindgeschwindigkeit und P die sogenannte *Steifigkeit* (engl. rigidity). Durch die Größe Q können weitere Quellen von energetischen Teilchen berücksichtigt werden.

Nicht berücksichtigt wurde hier die Impulsdiffusion und die Drift der Teilchen, weshalb die hier vorgestellte Parker-Gleichung (4.1) nur im Energiebereich von einigen MeV Gültigkeit besitzt. Aufgrund des statistischen Charakters der noch einzuführenden Diffusion von Teilchen wird in der Transportgleichung eine Verteilungsfunktion berechnet. Die Verteilungsfunktion gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, an einem bestimmten Ort zu einer bestimmten Zeit ein Teilchen mit einer bestimmten Energie zu finden. Da in dieser Studie ein Datenvergleich mit den Intensitätsmessungen der Ulysses-Sonde angestrebt wird, muss die Verteilungsfunktion noch zum meßbarem Fluß j , der auch als

4. Die Modulation des zeitabhängigen Teilchentransports

differentielle Intensität bezeichnet wird, in Beziehung gesetzt werden:

$$j = P^2 \cdot f \tag{4.2}$$

Die Parker-Gleichung muss also nur mit P^2 multipliziert werden, um eine Transportgleichung für den Fluß zu erhalten. Im folgenden seien die vier wichtigen Terme der Parker-Gleichung im einzelnen vorgestellt:

- Die linke Seite der Gleichung stellt die Zeitableitung der Verteilungsfunktion f dar. Betrachtet man Daten, die über einen bestimmten Zeitraum gemittelt sind, so kann die Verteilung als im Gleichgewicht betrachtet werden und die Zeitableitung verschwindet.
- Der erste Term der rechten Seite beschreibt die Diffusion der geladenen Teilchen aufgrund des heliosphärischen Magnetfeldes. $\hat{\kappa}$ ist der sogenannte Diffusionstensor. Die Diagonalelemente des Tensors beschreiben dabei die Diffusion entlang und senkrecht zum Magnetfeld. Da die Diffusion die eigentliche Unbekannte in der Parker-Gleichung und deren Modulation die komplizierteste Aufgabe darstellt, wird die Diffusion weiter unten ausführlicher behandelt. Die Nichtdiagonalelemente des Diffusionstensors beschreiben Teilchendriften, welche aber in dem hier betrachteten Energiebereich von einigen MeV vernachlässigt werden können, wie Ferreira [8] zeigt.
- Der zweite Term gibt die sogenannte Konvektion der Teilchen an, die durch den Sonnenwind verursacht wird. Der Sonnenwind expandiert radial von der Sonne in den Weltraum, wodurch die Teilchen der Kosmischen Strahlung mit nach außen konvektiert werden.
- Der dritte Term beschreibt adiabatische Energieänderungen von Teilchen, denn außer durch die Diffusion kann eine Änderung der Energie eines Teilchens noch durch andere Effekte verursacht werden, die man auch adiabatische Kühlung nennt.

Für das Verhalten der Kosmischen Strahlung in der Heliosphäre ergibt sich somit folgendes Bild. Durch die Konvektion werden die Teilchen nach außen transportiert, wodurch es zu einer Ausdünnung der Teilchendichte in der inneren Heliosphäre kommt. Die Diffusion versucht diese Dichteschwankungen wieder auszugleichen, was eine Bewegung der Teilchen in Richtung der abnehmenden Dichte verursacht. Die Diffusion wirkt hier also der Konvektion entgegen. Zusätzlich verlieren die Teilchen auf dem Weg in die äußere Heliosphäre durch die adiabatische Kühlung Energie. Das komplexe Wechselspiel dieser Effekte bestimmt letztendlich die Modulation der Kosmischen Strahlung. Die adiabatische Kühlung und die Diffusion werden im folgenden näher erläutert.

4.2. Die Adiabatische Kühlung

Wird ein Teilchen vom Sonnenwind nach außen konvektiert, so zeigt sich für einen Beobachter im mitbewegtem System ein zeitlich abnehmendes magnetisches Feld, da das

heliosphärische Magnetfeld mit zunehmendem Abstand von der Sonne immer schwächer wird. Ein zeitlich veränderliches Magnetfeld ruft nach den Maxwell-Gleichungen aber ein elektrisches Feld hervor, welches die Energie des Teilchens ändern kann. Die Geschwindigkeit des Teilchens läßt sich in eine Gyrationbewegung senkrecht und in eine Komponente parallel zum Magnetfeld aufteilen. Nimmt man an, daß die zeitliche Änderung des Magnetfeldes klein gegenüber den Zeitskalen der Gyrationbewegung ist, stellt das magnetische Moment μ eine adiabatische Invariante dar:

$$\mu \propto \frac{v_{\perp}^2}{B} \quad . \quad (4.3)$$

Demnach folgt also aus einem schwächer werdenden Magnetfeld eine abnehmende Gyrationengeschwindigkeit¹.

In einem nicht mitbewegtem System dagegen ist das Magnetfeld zeitlich konstant und die Energie des Teilchens ist erhalten. Aus der Abnahme der Gyrationengeschwindigkeit folgt dann aber, daß die Geschwindigkeit parallel zum Magnetfeld größer werden muß. Im mitbewegtem System verliert das Teilchen also Energie, während die Energie im nicht mitbewegtem System erhalten ist. Hieraus wird deutlich, daß bei der Beschreibung der Heliosphäre besonders auf die Wahl des Koordinatensystems zu achten ist.

Ein weiterer Effekt ist die Expansion des Sonnenwindes in ein größeres Volumen, wodurch die Energie eines mitkonvektierten Teilchens ebenfalls verringert wird. Eine detailliertere Diskussion der adiabatischen Kühlung von Teilchen ist bei Gleeson und Webb [31] zu finden. Natürlich kann es in der Heliosphäre auch Ereignisse geben, die die Energie von Teilchen erhöhen können, zum Beispiel Schockbeschleunigung, allerdings sollen diese im folgenden nicht berücksichtigt werden, da die Effektivität dieser Energieerhöhung im Vergleich zur adiabatischen Kühlung für die hier behandelten Jupiterelektronen eher gering ist.

4.3. Die Diffusion von Teilchen

In einem elektromagnetischen Feld unterliegt ein geladenes Teilchen der Lorentzkraft:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right) \quad . \quad (4.4)$$

Wählt man in Bezug auf das bewegte Teilchen ein nicht mitbewegtes Koordinatensystem, genügt eine Betrachtung von magnetischen Feldern in der Heliosphäre. Denn durch die hohe Leitfähigkeit lösen sich elektrische Felder in dem interplanetaren Plasma sehr schnell wieder auf (siehe dazu auch Anhang B).

Ein geladenes Teilchen bewegt sich in einem Magnetfeld einerseits parallel zu den Feldlinien, andererseits führt es eine Gyrationbewegung um die Feldlinien aus. Das heliosphärische Magnetfeld weist nun aber sehr komplexe Strukturen auf und bildet nur im zeitlichen Mittel eine Parker-Spirale aus. Das Feld unterliegt sehr starken räumlichen und

¹Dies wird auch der Betatron-Effekt genannt.

4. Die Modulation des zeitabhängigen Teilchentransports

zeitlichen Schwankungen, welche die Trajektorien der geladenen Teilchen entscheidend beeinflussen können. Diese Beeinflussung der Teilchen geschieht durch eine Streuung an Inhomogenitäten des heliosphärischen Magnetfeldes. Da diese Inhomogenitäten statistischer Natur sind, unterliegen auch die Teilchenbahnen zufälligen Schwankungen. Der Winkel zwischen der Richtung der Geschwindigkeit (bzw. des Impulses) eines Teilchens und der magnetischen Feldlinie nennt man den *Pitch*-Winkel. Die Teilchen werden nun so oft gestreut, daß im Mittel über viele Teilchen die Verteilung der Pitch-Winkel isotrop wird, da die Fluktuationen keinen bestimmten Winkel bevorzugen (Jokipii [16]). Demnach fließen an jedem Ort der Heliosphäre Teilchen mit gleicher Geschwindigkeit in alle Richtungen. Gibt es nun an einem Ort eine höhere Teilchendichte als an einem benachbarten Ort, resultiert hieraus ein Teilchenfluss, der das Ungleichgewicht ausgleichen wird. Hieraus folgt schließlich eine räumliche Diffusion der Teilchen. Dabei wird die Pitch-Winkel-Verteilung viel schneller isotropisiert als der Teilchenfluss sie stark ändern könnte.

Wie bei der Geschwindigkeit der Teilchen, muß auch bei der Diffusion zwischen einer senkrechten und parallelen Komponente zum Magnetfeld unterschieden werden. Eine entscheidende Größe, die es bei der Diffusion zu bestimmen gilt, ist die sogenannte mittlere freie Weglänge der Teilchen. Diese Größe bestimmt, wie weit sich ein Teilchen im Mittel ungestört fortbewegen kann, bevor es erneut an einer Fluktuation gestreut wird. Die mittlere freie Weglänge in Richtung des Magnetfeldes wird dabei zur parallelen Diffusion wie folgt in Beziehung gesetzt:

$$\lambda_{\parallel} = \frac{3\kappa_{\parallel}}{v} \quad , \quad (4.5)$$

wobei v die Geschwindigkeit des Teilchens ist. Zur Berechnung der mittleren freien Weglänge wurde von Jokipii [16] die *quasi-lineare* Theorie verwendet, die sich aber im nachhinein beim Vergleich mit Meßdaten (zum Beispiel von solaren Flares) als nicht hinreichend erfolgreich erwies.

Der hier beschriebene Effekt der mittleren freien Weglänge bzw. der Diffusion von Teilchen ist ein komplexes Forschungsgebiet der Plasmaphysik, für das bis heute noch kein hinreichendes Modell existiert, welches das Phänomen grundlegend beschreiben und herleiten könnte. Zudem sind viele Modelle stark energieabhängig und versagen zum Beispiel wie die quasi-lineare Theorie bei hohen Teilchenenergien. Das Problem besteht einfach darin, daß die Fluktuationen in den magnetischen Feldern nicht bekannt sind und man dadurch auf statistische Methoden angewiesen ist, um eine Aussage über das Verhalten der Teilchen treffen zu können. Eine grundlegende Behandlung von stochastischen Problemen in der Astrophysik ist bei Chandrasekhar [5] zu finden. Ein anderer Ansatz von Schlickeiser [29] besteht darin, die Fluktuationen als eine Turbulenz von Plasmawellen zu beschreiben.

Es wurden aber auch andere Methoden gewählt, um das Problem der Magnetfeldfluktuationen zu lösen. Shalchi et al. [30] verwendet die sogenannte *nonlinear guiding center theory* (NLGC), wo die mittlere freie Weglänge durch eine Integralgleichung beschrieben wird. Eine einheitliche, konsistente Beschreibung ist allerdings wie erwähnt bis heute noch nicht gelungen.

4.3.1. Der Diffusionstensor

Der erste Term der rechten Seite der Parker-Gleichung (4.1) beschreibt wie erwähnt die Diffusion von geladenen Teilchen in der Heliosphäre. In Bezug auf das Magnetfeld setzt man dabei eine senkrechte und eine parallele Komponente der Diffusion an. Zusätzlich unterscheidet man noch die senkrechte Diffusion in latitudinaler und radialer Richtung, da ein Beobachter in radialer Richtung einen anderen Feldstärke-Verlauf des Magnetfeldes messen wird als in latitudinaler Richtung. Diese drei Komponenten bilden zusammen die Diagonalelemente des dreidimensionalen Diffusionstensors. Da die Diffusion vom Magnetfeld und dessen Fluktuationen abhängt, gibt man den Tensor im lokalen Koordinatensystem des Magnetfeldes an:

$$\hat{\kappa} = \begin{pmatrix} \kappa_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_{\perp r} & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{\perp \theta} \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

κ_{\parallel} bezeichnet dabei den Diffusionskoeffizienten parallel zum Magnetfeld, $\kappa_{\perp r}$ und $\kappa_{\perp \theta}$ die Diffusionskoeffizienten in radialer bzw. latitudinaler Richtung. Die Heliosphäre wird im folgenden und in der numerischen Simulation als sphärisch angenommen. Der Diffusionstensor im Koordinatensystem des Magnetfeldes muß daher in sphärische Polarkoordinaten transformiert werden. Diese Transformation wird im Anhang A beschrieben.

4.3.2. Die parallele Diffusion

Für die parallele Diffusion wird in dieser Arbeit der Diffusionskoeffizient nach Ferreira [8] verwendet werden. Ferreira setzt den Koeffizienten wie folgt an:

$$\kappa_{\parallel} = \kappa_0 \cdot \beta \cdot f_1(P, r) \quad (4.7)$$

β ist dabei das Verhältnis der Teilchengeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit und κ_0 ein Skalierungsfaktor:

$$\beta = \frac{v}{c} \quad , \quad \kappa_0 = 4.5 \cdot 10^{18} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}. \quad (4.8)$$

Die Funktion f_1 hängt von der Steifigkeit P und dem radialen Abstand des Teilchens von der Sonne ab. Die Abhängigkeit von der Steifigkeit bedeutet eine Energieabhängigkeit, denn die Steifigkeit ist definiert durch

$$P = \frac{pc}{q} \quad , \quad (4.9)$$

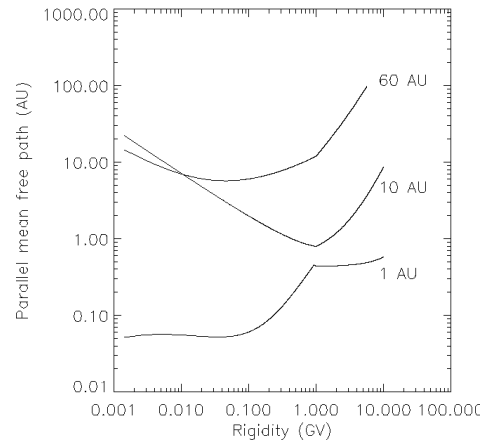


Abbildung 4.1.: Die parallele mittlere freie Weglänge in Abhängigkeit von der Steifigkeit für eine heliozentrische Entfernung von 1, 10 und 60 AU.

wobei p der Impuls und q die Ladung des Teilchens darstellt. Die Abhängigkeit von der Steifigkeit P und dem radialen Abstand r der Funktion f_1 ist recht kompliziert und wird daher im Anhang A näher erläutert. In Abbildung 4.1 ist die mittlere freie Weglänge der Teilchen entlang des Magnetfeldes angegeben, wenn man den parallelen Diffusionskoeffizienten nach (4.7) annimmt. Aufgetragen sind die Weglängen für drei verschiedene heliozentrische Abstände in Abhängigkeit von der Energie. Da diese Modellierung der parallelen Diffusion bereits getestet wurde (z.B. Kissmann [18]) und sich mittlerweile bewährt hat, wurde dieser Koeffizient in der numerischen Simulation wie in (4.7) angegeben verwendet.

4.3.3. Die senkrechte Diffusion

Um die senkrechte Diffusion zu modellieren, wird ein von r unabhängiges Verhältnis zur parallelen Diffusion angenommen. Diese Annahme hat sich ebenfalls bewährt und wurde auch bei Ferreira [8] so verwendet. In radialer Richtung hängt dabei die senkrechte Diffusion noch von der Steifigkeit ab:

$$\kappa_{\perp r} = \delta(P) \cdot \kappa_{\parallel} \quad (4.10)$$

$$\kappa_{\perp \Theta} = \epsilon \cdot \kappa_{\parallel} \cdot F(\Theta) \quad (4.11)$$

Wobei gilt:

$$\delta(P) = 0.02 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{0.3} \quad ; \quad \epsilon = 0.015 \quad (4.12)$$

und

$$F(\Theta) = \begin{cases} \frac{d+1}{2} + \frac{d-1}{2} \cdot \tanh\left(\frac{1}{\Delta\Theta} (+90^\circ - \Theta - \Theta_s)\right) & \text{für } \Theta \leq 90^\circ \\ \frac{d+1}{2} + \frac{d-1}{2} \cdot \tanh\left(\frac{1}{\Delta\Theta} (-90^\circ + \Theta - \Theta_s)\right) & \text{für } \Theta > 90^\circ \end{cases} \quad (4.13)$$

Dabei wird durch die Funktion $F(\Theta)$ das Verhältnis von latitudinaler zu paralleler Diffusion in Abhängigkeit von der Breite Θ um das d -fache erhöht. Der Übergang zu der Region mit verstärkter latitudinaler Diffusion wird zu $\Theta_s = 20^\circ$ heliosphärischer Breite angenommen. Dies geschieht analog zum Übergang des langsamen Sonnenwindes zum schnellen Sonnenwind im solaren Minimum, was im Kapitel 3 behandelt wurde. Wie später in diesem Kapitel noch ausführlicher beschrieben werden wird, erhält die latitudinale Diffusion zusätzlich noch eine Zeitabhängigkeit, welche die Effekte des solaren Zyklus modellieren sollen. Durch den Parameter $\Delta\Theta$ kann die Breite der Übergangsregion, in der bei 20° die latitudinale Diffusion höhere Wert annimmt, reguliert werden. Ferreira [8] wählt eine Breite $\Delta\Theta$ von $\frac{1}{8}$ Radians.

Durch Ulysses konnte bei sehr hohen heliosphärischen Breiten die Elektronen-Intensitäten vermessen werden, wodurch eine effizientere latitudinale Diffusion im Vergleich zur radialen Diffusion nachgewiesen werden konnte (Heber et al. [14] und Kapitel 3). Wie schon dargelegt wurde, hat das heliosphärische Magnetfeld sicherlich eine kompliziertere Struktur, als durch die Parker-Spirale wiedergespiegelt werden kann. Fisk [11] schlug 1996

ein Feld vor, welches auch eine Komponente in latitudinaler Richtung aufweist und so die relativ hohe latitudinale Diffusion erklären könnte. In der numerischen Simulation wurde allerdings nur die Parker-Spirale verwendet. Allerdings konnte durch die Wahl einer höheren Diffusion in latitudinaler als in radialer Richtung dieses Fisk-Feld genähert simuliert worden sein, ohne das es explizit benutzt wurde.

4.4. Zeitabhängige Modelle

Die numerische Simulation der Elektronenflüsse in der Heliosphäre wird in dieser Studie über mindestens einen Zeitraum von 11 Jahren durchgeführt, um einen solaren Zyklus abdecken zu können. Der dazu verwendete Code, der in Kapitel 5 vorgestellt wird, läßt allerdings nur die Lösung eines vierdimensionalen Systems zu. Da sich die Parker-Gleichung aber in fünf Dimensionen erstreckt, in drei räumliche Koordinaten, einer zeitlichen und einer Energiekoordinate, muß eine dieser fünf Koordinaten fortgelassen werden. Leider steht bis heute noch kein Code zur Verfügung, der es ermöglicht, alle fünf Koordinaten zu berücksichtigen. Da wie besprochen insbesondere die zeitliche Abhängigkeit untersucht werden soll, muß entweder eine räumliche Koordinate oder die Energiekoordinate vernachlässigt werden. Betrachtet man genügend hohe Energien, kann unter der Annahme einer latitudinal symmetrischen Heliosphäre die latitudinale Koordinate weggelassen werden. Allerdings kann in einem solchen Modell die Jupiter-Quelle nicht berücksichtigt werden, weshalb die Simulation einer räumlichen zweidimensionalen Heliosphäre keine Option darstellt, da natürlich die Jupiter-Quelle bei dem vorgesehenen Datenvergleich mit der Ulysses-Sonde eine entscheidende Rolle spielt und insbesondere die Elektronenflüsse in der inneren Heliosphäre von Interesse sind. Aus diesem Grund muss im folgenden auf die Energiekoordinate verzichtet werden. Um dies zu tun, muß eine Näherung für den Term der adiabatischen Kühlung in der Parker-Gleichung gefunden werden, da dieser eine Ableitung nach der Steifigkeit und damit nach der Energie enthält. Ein zeitabhängiges Modell, welches die Energieabhängigkeit nicht explizit berücksichtigt, wurde von Fichtner [10] vorgeschlagen. In diesem Modell wird über den Teilchenimpuls und damit über die Steifigkeit integriert. Es wird das sogenannte zweite Moment der Verteilungsfunktion gebildet:

$$P_e = \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty f(p, \vec{r}, t) p w p^2 dp \quad (4.14)$$

wobei w die Geschwindigkeit eines einzelnen Teilchens darstellt. P_e repräsentiert dabei den Fluß des gesamten Elektronenspektrums, der dem Druck der energetischen Elektronen entspricht. Wendet man die Momentenbildung (4.14) auf die Parker-Gleichung (4.1) an, so ergibt sich folgende Transportgleichung:

$$\frac{\partial P_e}{\partial t} = \nabla \cdot (\hat{\kappa} \cdot \nabla P_e) - \vec{v} \cdot \nabla P_e - \gamma (\nabla \cdot \vec{v}) P_e \quad , \quad (4.15)$$

Der Term mit der Ableitung nach der Steifigkeit ist damit unterdrückt und die Gleichung (4.15) besitzt keine explizite Energieabhängigkeit mehr. Zudem folgt ein konstanter Faktor $\gamma = \frac{4}{3}$ aus der Integration. Zu beachten ist hierbei, das der Diffusionstensor ebenfalls

über die Energie gemittelt werden muß.

Durch die Mittelung über die Energie ergeben sich allerdings einige Nachteile. Durch die Integration über den Impuls berechnet man keinen Fluß mehr bei einer festen Energie, sondern erhält den Fluß der Elektronen bei allen Energien. Ebenfalls beschreibt der Diffusionstensor nicht mehr die Diffusion bei einer bestimmten Energie, sondern nur die mittlere Diffusion bei allen Energien der Elektronen zusammen. Zusätzlich ist die Anwendung des Integrals (4.14) in der Parker-Gleichung willkürlich. Es ist auch möglich, andere Integrale zu verwenden, die andere Werte für γ ergeben. Trotz dieser Nachteile wird dieses Modell von Fichtner in der numerischen Simulation so verwendet werden. Auch wird der Diffusionstensor nicht über die Energie gemittelt, sondern bei einer festen Energie von 7 MeV betrachtet. Dies geschieht aus der Tatsache heraus, daß ein Vergleich mit steady-state Simulationen² zeigt, daß keine großen Abweichungen auftreten, wenn man den Diffusionstensor nicht über die Energie mittelt, sondern bei einer festen Energie beläßt (Kissmann [18]).

4.5. Die Parker-Gleichung in sphärischen Polarkoordinaten

Die modifizierte Parker-Gleichung (4.15) ist in koordinatenunabhängiger Form angegeben worden. Um diese in einem numerischem Code verwenden zu können, muß sie noch in sphärische Polarkoordinaten transformiert werden, denn die Heliosphäre soll in der Simulation als sphärisch angenommen werden. Der Diffusionstensor in sphärischen Polarkoordinaten lautet:

$$\hat{\kappa}_{polar} = \begin{pmatrix} \kappa_{rr} & 0 & \kappa_{r\phi} \\ 0 & \kappa_{\theta\theta} & 0 \\ \kappa_{\phi r} & 0 & \kappa_{\phi\phi} \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

Die Transformation und die Matrixelemente werden im Anhang A besprochen und angegeben. Für den Sonnenwind wird angenommen, daß er radial von der Sonne abströmt, weshalb für die Divergenz der Sonnenwindgeschwindigkeit gilt:

$$\nabla \cdot \vec{v} = \nabla \cdot (v\vec{e}_r) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 v)}{\partial r} = \frac{2}{r} v + \frac{\partial v}{\partial r} \quad (4.17)$$

Die Parker-Gleichung (4.15) lautet daher in sphärischen Polarkoordinaten:

$$\frac{\partial P_e}{\partial t} = a_{rr} \frac{\partial^2 P_e}{\partial r^2} + a_{\theta\theta} \frac{\partial^2 P_e}{\partial \theta^2} + a_{\phi\phi} \frac{\partial^2 P_e}{\partial \phi^2} + a_{r\phi} \frac{\partial^2 P_e}{\partial r \partial \phi} + a_r \frac{\partial P_e}{\partial r} + a_\theta \frac{\partial P_e}{\partial \theta} + a_\phi \frac{\partial P_e}{\partial \phi} - a_0 P_e \quad (4.18)$$

²In steady-state Modellen wird die Energieabhängigkeit berücksichtigt und die Zeitabhängigkeit vernachlässigt.

Die Koeffizienten in (4.18) sind dabei wie folgt definiert:

$$\begin{aligned}
 a_{rr} &= \kappa_{rr} \\
 a_{\theta\theta} &= \frac{\kappa_{\theta\theta}}{r^2} \\
 a_{\phi\phi} &= \frac{\kappa_{\phi\phi}}{r^2 \sin^2 \theta} \\
 a_{r\phi} &= \frac{2\kappa_{\phi r}}{r \sin \theta} \\
 a_r &= \frac{2\kappa_{rr}}{r} + \frac{\partial \kappa_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial \kappa_{\phi r}}{\partial \phi} \frac{1}{r \sin \theta} - v \\
 a_\theta &= \frac{1}{r^2} \left(\kappa_{\theta\theta} \frac{\cos \theta}{\sin \theta} + \frac{\partial \kappa_{\theta\theta}}{\partial \theta} \right) \\
 a_\phi &= \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \left(\kappa_{\phi r} + \frac{\partial \kappa_{\phi\phi}}{\partial \phi} \right) + \frac{\partial \kappa_{\phi r}}{\partial r} \frac{1}{r \sin \theta} \\
 a_0 &= \frac{8v}{3r}
 \end{aligned} \tag{4.19}$$

Damit ist die Gleichung, die in der numerischen Simulation der Teilchenflüsse in der Heliosphäre verwendet werden wird, in ihrer expliziten Form angegeben.

4.6. Zeitabhängige Sonnenwindmodelle

Die latitudinale Struktur der Sonnenwindgeschwindigkeit wurde von der Ulysses-Sonde sowohl im solaren Minimum als auch im solaren Maximum vermessen, wie im dritten Kapitel ausführlich dargestellt wurde. Dabei ist im solaren Minimum bei hohen heliographischen Breiten eine mittlere Geschwindigkeit von 800 km/s beobachtet worden, während im Streamer-Belt im Mittel nur 400 km/s auftreten. Dargestellt ist diese Messung in Abbildung 3.3 auf Seite 21. Für das solare Minimum wird bei Ferreira [8] die Sonnenwindgeschwindigkeit wie folgt angesetzt:

$$\vec{v} = v_0 \cdot v_r \cdot f_\theta \vec{e}_r \quad \text{mit} \quad v_0 = 400 \text{ km/s.} \tag{4.20}$$

Die Geschwindigkeit weist hier stets in radialer Richtung, eine nichtradiale Expansion des Sonnenwindes wird vernachlässigt. Dies entspricht den Bedingungen in einer Parker-Spirale. Eine radiale Abhängigkeit wird durch die Funktion v_r berücksichtigt:

$$v_r = 1 - \exp\left(\frac{40}{3}(r_s - r)\right) \quad . \tag{4.21}$$

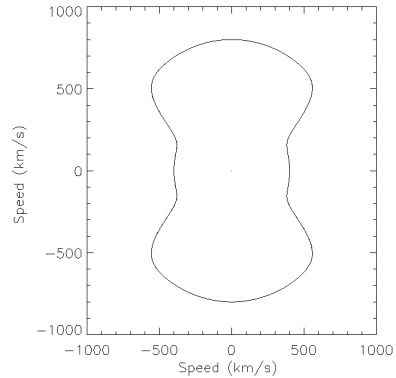


Abbildung 4.2.: Die latitudinale Struktur der Sonnenwindgeschwindigkeit $f_\theta v_0$, nach Gleichung 4.22.

4. Die Modulation des zeitabhängigen Teilchentransports

r_s entspricht dem Radius der Sonne, der 1/210 AU beträgt. Die radiale Abhängigkeit folgt daraus, daß der Sonnenwind erst in der Korona auf hohe Geschwindigkeiten beschleunigt wird. Die latitudinale Abhängigkeit stellt sich folgendermaßen da:

$$f_{\Theta} = \begin{cases} 1.5 - 0.5 \tanh\left(8\left(\Theta - \frac{\pi}{2} + \Theta_s\right)\right) & \text{für } \Theta \leq \frac{\pi}{2} \\ 1.5 + 0.5 \tanh\left(8\left(\Theta - \frac{\pi}{2} - \Theta_s\right)\right) & \text{für } \Theta > \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (4.22)$$

$$\text{mit } \Theta_s = \frac{20}{180}\pi \quad (4.23)$$

Θ_s ist dabei der Winkel, der den Streamer-Belt begrenzt und den Übergang vom langsamen zum schnellen Sonnenwind bestimmt. Wie im zweiten Kapitel beschrieben, findet dieser Übergang bei 20° heliographischer Breite statt. Abbildung 4.2 zeigt die latitudinale Struktur der Sonnenwindgeschwindigkeit, die symmetrisch zum heliographischen Äquator ist. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß diese Struktur nur im solaren Minimum auftritt. Im Maximum beträgt die mittlere Geschwindigkeit bei allen Breiten 400 km/s. Um den Übergang der Geschwindigkeitsstruktur des solaren Minimums zum Maximum zu modellieren, seien zwei Modelle vorgeschlagen:

- Modell 1:
Zum einen ist es vorstellbar, daß die hohe Geschwindigkeit jenseits des Streamer-Belt (800 km/s) während des Anstieges der Sonnenaktivität abnimmt, bis im solaren Maximum 400 km/s erreicht sind.
- Modell 2:
Zum anderen wäre es möglich, wie schon im zweiten Kapitel angesprochen wurde, daß die Inklination des Streamer-Belt von 20° mit dem solaren Äquator größer wird, bis sie im Maximum 90° erreicht hat und der Streamer-Belt sich sozusagen über die gesamte Sonne erstreckt und bei allen Breiten die Sonnenwindgeschwindigkeit von 400 km/s vorherrscht.

Diese beiden Möglichkeiten der Modellierung des variablen Geschwindigkeitsfeldes des Sonnenwinds sollen in dieser Studie getestet werden. Um das erste Modell zu realisieren, muß die Funktion f_{Θ} folgendermaßen modifiziert und zusätzlich mit einer Zeitabhängigkeit versehen werden:

$$f_{\Theta} \cdot v_0 = \begin{cases} V_{min} + \frac{1}{2} \langle V_m \rangle \cdot (1 - \tanh(x_1)) \cdot (1 - \tanh(y(t))) & \text{für } \Theta \leq \frac{\pi}{2} \\ V_{min} + \frac{1}{2} \langle V_m \rangle \cdot (1 + \tanh(x_2)) \cdot (1 - \tanh(y(t))) & \text{für } \Theta > \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (4.24)$$

$$\begin{aligned} x_1 &= 8\left(\Theta - \frac{\pi}{2} + \Theta_s\right) \\ x_2 &= 8\left(\Theta - \frac{\pi}{2} - \Theta_s\right) \quad \text{mit } \Theta_s = \frac{20}{180}\pi \\ y(t) &= g \cdot (t - t_c) \\ \langle V_m \rangle &= \frac{1}{2} (V_{max} - V_{min}) \end{aligned} \quad (4.25)$$

Hierbei ist t die Zeitkoordinate. t_c bestimmt den Zeitpunkt, an dem die Verringerung der Geschwindigkeit zur Hälfte vollzogen ist und mit dem Wert von g ist die Breite des zeitlichen Übergangs bestimmbar. Dieser Parameter erlaubt also eine Modellierung des Übergangszeitraumes, indem die Bedingungen des solaren Minimums in die des Maximums übergehen. Dies stellt einen interessanten Modellierungsparameter in Bezug auf den Aktivitätszyklus der Sonne dar. V_{min} und V_{max} legen die minimale und maximale Geschwindigkeit fest, durch $\langle V_m \rangle$ ist die mittlere Geschwindigkeit definiert. Im zweiten Modell muß nur der Winkel Θ_s mit einer Zeitabhängigkeit versehen werden:

$$f_{\Theta} \cdot v_0 = \begin{cases} V_{max} - \langle V_m \rangle - \langle V_m \rangle \tanh\left(8\left(\Theta - \frac{\pi}{2} + \Theta_s(t)\right)\right) & \text{für } \Theta \leq \frac{\pi}{2} \\ V_{max} - \langle V_m \rangle + \langle V_m \rangle \tanh\left(8\left(\Theta - \frac{\pi}{2} - \Theta_s(t)\right)\right) & \text{für } \Theta > \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (4.26)$$

$$\Theta_s(t) = \frac{20}{180}\pi + (1 - \tanh(g \cdot (t_c - t))) \cdot \frac{23}{72}\pi \quad (4.27)$$

Der Winkel Θ_s muß dabei bis auf 135° ($\frac{23}{72}\pi$) erhöht werden, um sicherzustellen, daß die Breite der Übergangsregion mit berücksichtigt und damit bei allen Breiten eine Geschwindigkeit von 400 km/s erreicht wird. Der Parameter g ermöglicht wieder, die Breite der Übergangsregion zu beeinflussen.

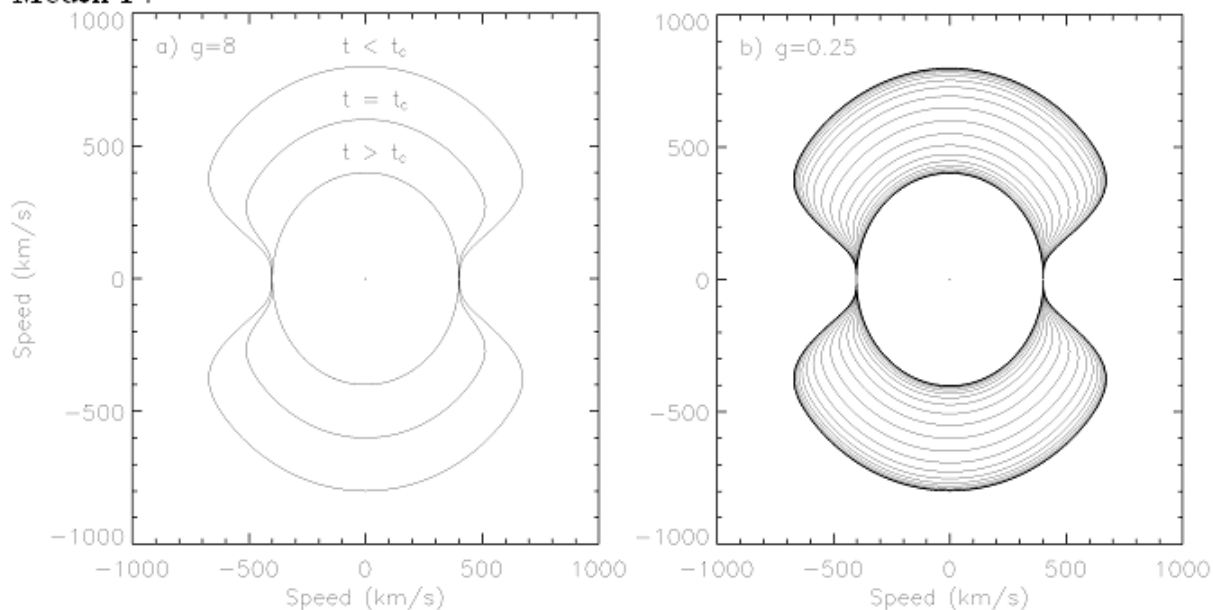
In Abbildung 4.3 sind die beiden beschriebenen Modelle für zwei mögliche Werte des Parameters g dargestellt. Wählt man $g = 8$, so ist der Übergang sehr scharf, d.h. die Geschwindigkeit wird in nur einem Zwischenschritt ($t = t_c$) vom solaren Minimum auf die Bedingungen des Maximums gebracht (a und c). Verkleinert man den Wert von g , so erfolgt die Änderung der Geschwindigkeit in immer mehr Zwischenschritten, wie in Abbildung 4.3 für $g = 0.25$ (b und d) zu erkennen ist. Beide Modelle erreichen dabei immer den Endzustand, bei dem bei allen Breiten eine Geschwindigkeit von $V_{min}=400$ km/s auftritt, was den Bedingungen im Maximum entspricht. Die Geschwindigkeit bei niedrigen Breiten (im Streamer-Belt) bleibt dabei im Minimum als auch im Maximum immer unverändert. Beide Modelle, die den Übergang der Geschwindigkeitsstruktur vom solaren Minimum zum Maximum beschreiben, werden in der numerischen Simulation getestet werden. Zusätzlich stellt der Wert von g wie gezeigt einen interessanten Modellierungsparameter in Bezug auf den Übergangszeitraum dar. Natürlich ist auch noch ein drittes Modell vorstellbar, nämlich eine Kombination der beiden Modelle. Man könnte also sowohl die Geschwindigkeit jenseits des Streamer-Belt zeitabhängig wählen als auch den Winkel Θ_s . Auch diese Möglichkeit wird in dieser Studie untersucht werden.

4.6.1. Erster Datenvergleich

Bevor die eigentliche Simulation betrachtet wird und die vorgestellten zeitabhängigen Sonnenwindmodelle in die Parker-Gleichung integriert werden, könnten sie vorab mit den Meßdaten des SWOOPS-Experimentes (siehe Kapitel 3) verglichen werden. Das SWOOPS-Gerät an Bord der Ulysses-Sonde hat die Sonnenwindgeschwindigkeit bekanntlich bereits über einen Sonnenzyklus vermessen (Abbildung 3.3 auf Seite 21). Eine detaillierte Betrachtung des Zeitraumes von 1997 bis 1999, in dem die Sonnenaktivität ansteigt, sollte bereits Rückschlüsse auf den Übergangszeitraum und die mögliche

4. Die Modulation des zeitabhängigen Teilchentransports

Modell 1 :



Modell 2 :

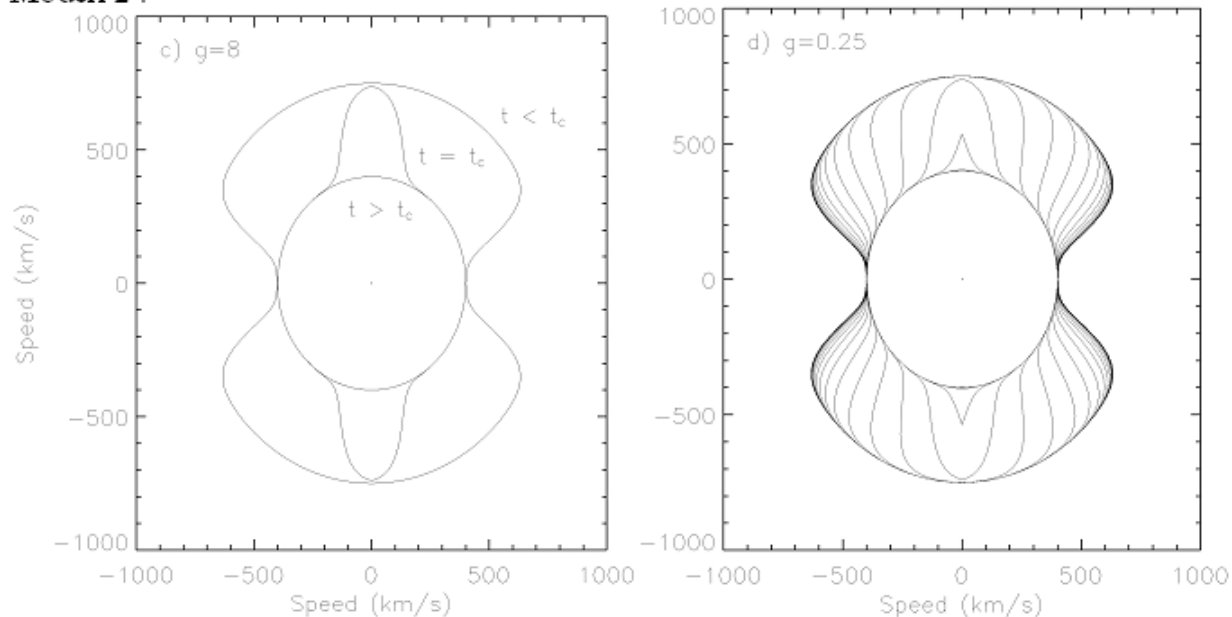


Abbildung 4.3.: Die zwei zeitabhängigen Sonnenwindmodelle aus Gleichung 4.24 (Modell 1) und 4.26 (Modell 2) für verschiedene Werte von g . Durch den Parameter g lässt sich die Anzahl der zeitlichen Zwischenschritte beeinflussen. In a) und c) ist $g = 8$, wodurch nur ein Zwischenschritt bei $t = t_c$ entsteht. Mit $g = 8$ ist somit eine obere Grenze für den Parameterwert von g gegeben. In b) und d) treten für $g = 0.25$ entsprechend mehr Zwischenschritte auf. Dabei wurde $V_{min}=400$ km/s und $V_{max}=800$ km/s gewählt.

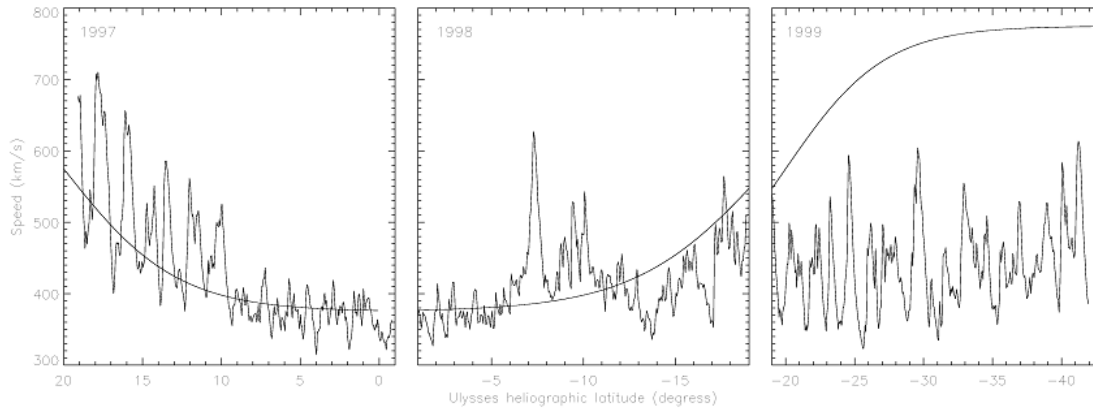


Abbildung 4.4.: Die von SWOOPS gemessene Sonnenwindgeschwindigkeit für die Jahre 1997, 1998 und 1999. Unten ist die heliographische Breite der Ulysses-Sonde angegeben. Die durchgezogene Linie gibt das Sonnenwindmodell für das solare Minimum nach Gleichung 4.22 wieder. Im Jahr 1999 ist die Sonnenaktivität dann so weit angestiegen, daß die Meßdaten nicht mehr durch das Modell wiederzugeben sind. Der Übergang vom solaren Minimum zum Maximum in der Struktur der Sonnenwindgeschwindigkeit hat demnach im Jahr 1998 stattgefunden. Leider befand sich Ulysses in diesem Jahr im Bereich des Streamer-Belt, wo die Geschwindigkeit des Sonnenwind unabhängig von der solaren Aktivität im Mittel immer bei 400 km/s liegt. Eine Aussage über die Eignung eines der beiden vorgestellten Modelle ist hierdurch nicht möglich.

Eignung eines der beiden Modelle erlauben. Unglücklicherweise befand sich die Ulysses-Sonde aber in diesem dreijährigen Zeitraum bei sehr niedrigen heliographischen Breiten, also im Bereich des Streamer-Belt, wo die Sonnenwindgeschwindigkeit unabhängig vom solaren Zyklus im Mittel immer bei 400 km/s liegt. Die gemessenen Geschwindigkeiten von SWOOPS sind in Abbildung 4.4 für die Jahre 1997 bis 1999 aufgetragen. Die horizontale Achse zeigt dabei die latitudinale Position von Ulysses an. Die durchgezogene Linie stellt die Sonnenwindstruktur für das solare Minimum dar. Es ist ersichtlich, daß im Jahr 1997 die Daten noch relativ gut reproduziert werden können, da sich die Sonne dort noch in einem niedrigen Aktivitätsstadium befand. Im Jahr 1999 ist die Sonnenaktivität dann so weit angestiegen, daß nun eine starke Abweichung des Modells für das solare Minimum von den Meßdaten auftritt. Offensichtlich ändert sich also die Struktur der Sonnenwindgeschwindigkeit zwischen den Jahren 1997 und 1999. Der Übergang vom solaren Minimum zum Maximum in der Struktur der Sonnenwindgeschwindigkeit hat demnach im Jahr 1998 stattgefunden. Die Ulysses-Sonde befand sich im Jahr 1998 allerdings zwischen 0° und 20° heliographischer Breite, was der Region des Streamer-Belt entspricht. Hier bleibt die Geschwindigkeit im Mittel wie erwähnt immer bei 400 km/s. Das bedeutet, daß hier ein Test der beiden vorgestellten Modelle leider keine Aussage über deren Effektivität zulassen wird, da sich diese wie gezeigt nur bei höheren heliographischen Breiten auswirken. Hätte sich Ulysses im Jahr 1998 bei hohen Breiten befunden, wäre ein Studium des Übergangszeitraums unter idealen Bedingungen möglich gewesen. Allerdings können durch die sensitive Wechselwirkung von Konvektion und Diffusion die

Modelle in der Parker-Gleichung studiert werden, also im Vergleich mit der von Ulysses gemessenen, differentiellen Elektronenintensität. Zudem können die beiden zeitabhängigen Modelle auch für die latitudinale Diffusion verwendet werden, welche ebenfalls eine Abhängigkeit mit dem Aktivitätszyklus der Sonne besitzt, wie im folgenden Abschnitt beschrieben werden wird.

4.7. Zeitabhängige Diffusionsmodelle

Neben der variablen Sonnenwindgeschwindigkeit besitzt auch die latitudinale Diffusion eine Zeitabhängigkeit in Bezug auf den 11-jährigen Aktivitätszyklus der Sonne. Der Diffusionskoeffizient in latitudinaler Richtung hängt, wie im Abschnitt 4.3.3 beschrieben wurde, von der Funktion $F(\Theta)$ (siehe Gleichung 4.13) ab. In Abbildung 4.5 ist diese Funktion in Abhängigkeit von Θ für verschiedene Werte des Parameters d aufgetragen. $F(\Theta)$ erhöht dabei das Verhältnis von $\kappa_{\perp\Theta}$ und κ_{\parallel} auf das d -fache bei hohen heliosphärischen Breiten. Ein Parameterwert von $d = 6$ entspricht dabei den Bedingungen im solaren Minimum, wie bei Ferreira [8] angenommen wird. Im Minimum ist die senkrechte Diffusion in latitudinaler Richtung also bei hohen Breiten um das 5-fache größer als bei niedrigen Breiten im Streamer-Belt. Im solaren Maximum hingegen ist, wie u.a. bei Henize et al. [15] gezeigt wird, die Funktion F bei allen Breiten gleich eins, was einem Parameterwert von $d = 1$ entspricht. Hier ergibt sich eine Analogie zur Sonnenwindgeschwindigkeit. Im Minimum ist die Diffusion bei hohen Breiten bedeutend höher als im Streamer-Belt, während im Maximum bei allen Breiten die niedrigere Diffusion wie im Streamer-Belt auftritt. Dies ist bei der Sonnenwindgeschwindigkeit wie beschrieben ebenfalls der Fall. Somit können die beiden Modelle auch für die Zeitabhängigkeit der latitudinalen Diffusion verwendet werden. Im Modell 1 wird dabei der Parameter d selbst zeitabhängig gewählt, während im Modell 2 der Winkel Θ_s mit einer Zeitabhängigkeit versehen wird. Die Funktion $F(\Theta)$ wird also wie folgt angesetzt:

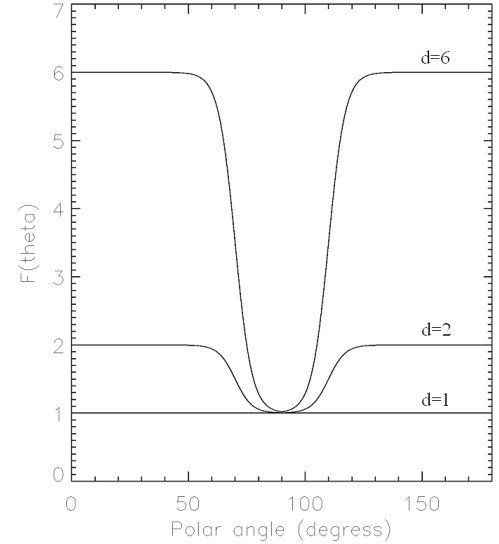


Abbildung 4.5.: Die Funktion $F(\Theta)$ für drei verschiedene Werte des Parameters d .

$$F(\Theta) = \begin{cases} \frac{d+1}{2} + \frac{d-1}{2} \cdot \tanh\left(\frac{1}{\Delta\Theta}\left(+\frac{\pi}{2} - \Theta - \Theta_s\right)\right) & \text{für } \Theta \leq \frac{\pi}{2} \\ \frac{d+1}{2} + \frac{d-1}{2} \cdot \tanh\left(\frac{1}{\Delta\Theta}\left(-\frac{\pi}{2} + \Theta - \Theta_s\right)\right) & \text{für } \Theta > \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (4.28)$$

$$d(t) = 6 - 2.5 \cdot (1 - \tanh(y(t))) \quad , \quad \Theta_s = \frac{20}{180}\pi \quad \text{für Modell 1} \quad (4.29)$$

$$\Theta_s(t) = \frac{20}{180}\pi + (1 - \tanh(y(t))) \cdot \frac{23}{72}\pi \quad , \quad d = 6 \quad \text{für Modell 2} \quad (4.30)$$

mit

$$y(t) = g \cdot (t_c - t) \tag{4.31}$$

Mit dem Parameter g kann wieder die Breite der Übergangsregion beeinflusst werden. Dieser Parameter stellt im folgenden einen interessanten Modellierungsparameter in Bezug auf den solaren Zyklus dar, denn er gibt schließlich an, wie schnell dort Veränderungen der senkrechten latitudinalen Diffusion beim Wechsel des Zustandes vom solaren Minimum zum Maximum zu erkennen sind. Die beiden Modelle sind also völlig analog zu denen, die in Abschnitt 4.6 für den Sonnenwind vorgestellt wurden.

Die beiden vorgestellten Modelle 1 und 2, die sowohl bei der Modellierung des Sonnenwindes, als auch bei der latitudinalen Diffusion Anwendung finden, stellen schon ein erhebliches Potential für eine Parameterstudie dar. Besonders das Zusammenspiel der Konvektion (hervorgerufen durch den Sonnenwind) und der Diffusion (insbesondere in latitudinaler Richtung) wird im Zeitraum des Anstieges der Sonnenaktivität einen interessanten Aspekt der Simulation darstellen. Im nächsten Kapitel wird nun der benutzte Code vorgestellt, mit dem die Simulation der Heliosphäre vorgenommen wurde.

4. Die Modulation des zeitabhängigen Teilchentransports

5. Die Simulation der Heliosphäre

Um den Teilchentransport durch die Heliosphäre numerisch zu berechnen, muß, wie im letzten Kapitel erläutert, die Parker-Gleichung gelöst werden. Dazu wurde das Programm *VLUGR-3* von J.G. Blom und J.G. Verwer ([3] und [4]) verwendet. Damit ist es möglich, partielle, nichtlineare Differentialgleichungen zu lösen, wobei drei räumliche und eine zeitliche Dimension berücksichtigt werden können. Dieser Code wurde bereits erfolgreich von Kissmann [18] für Simulationen von Teilchenflüssen in der Heliosphäre benutzt, bei denen auch die Jupiterquelle implementiert wurde. Allerdings waren dies Rechnungen für relativ kurze Zeiträume, in denen die Auswirkungen des Aktivitätszyklus der Sonne vernachlässigt werden konnten, da hauptsächlich ein Studium von CIRs (Corotating Interaction Regions, siehe Kapitel 2) angestrebt wurde. Im Vorfeld dieser Arbeiten von R. Kissmann wurde der Code ausgiebig auf seine Konsistenz getestet, indem die Ergebnisse u.a. mit denen von Ferreira [8] verglichen wurden. Dabei zeigte sich, daß VLUGR-3 hervorragend dazu geeignet ist, die Parker-Gleichung in der Form (4.18) zu lösen. Auf ausführliche Tests dieses Codes wurde deshalb hier verzichtet und das bestehende, bewährte Programm von R. Kissmann als Grundlage für die angestrebten Simulationen, die längere Zeiträume beschreiben sollen, verwendet. Der Aufbau und die Funktionsweise des numerischen Verfahrens ist bei Blom und Verwer ([3] und [4]) ausführlich beschrieben. Im folgenden seien einige spezielle Aspekte der numerischen Rechnungen über einen solaren Zyklus vorgestellt.

5.1. Die Modell-Heliosphäre

In der Simulation wird näherungsweise eine sphärische Form der Heliosphäre angenommen, wobei diese Sphäre einen Radius von 120 AU (ca. 18 Milliarden Kilometer) haben soll. Zwar ist die Heliosphäre, wie in Kapitel 2 diskutiert wurde, eher tropfenförmig als kugelförmig, allerdings sind die exakten Verhältnisse in der äußeren Heliosphäre hier nicht von entscheidender Bedeutung. Die Form der Heliosphäre hängt durch das variable Geschwindigkeitsfeld des Sonnenwindes auch vom solaren Zyklus ab. Diese Variation der Form wird allerdings nicht berücksichtigt werden. Da nur Daten betrachtet werden, die von der Ulysses-Sonde aufgenommen wurden, welche nur die innere Heliosphäre durchflog, ist hier auch nur diese von besonderem Interesse. Aus dem selben Grund wird der Termination-Schock, der bei ca. 80 AU vermutet wird, vernachlässigt. Ferreira [8] zeigte zudem, daß ein unterschiedlich weit entfernter Termination-Schock für die Elektronenintensität in der inneren Heliosphäre keine gravierenden Auswirkungen hat. Dies liegt auch daran, daß in der inneren Heliosphäre die Elektronenquelle des Jupiter im Vergleich zu den galaktischen Elektronen dominant ist. Darüber hinaus existieren kei-

5. Die Simulation der Heliosphäre

ne hinreichend genauen Modelle, die eine exakte Modellierung der äußeren Heliosphäre überhaupt erst ermöglichen würde.

Neben der besprochenen Elektronenquelle des Jupiter müssen in der numerischen Rechnung noch die energetischen Elektronen berücksichtigt werden, die von außen in die Heliosphäre eindringen. Diese galaktische Quelle ist als Randbedingung bei 120 AU in die Simulation implementiert worden. Hierfür wird das Elektronenspektrum verwendet, wie es auch Ferreira [8] in dem hier interessierenden Energiebereich von 7 MeV verwendet hat. Der in Gleichung (4.2) angegebene Fluß wird dabei auf diesen galaktischen Fluß normiert:

$$I(\vec{r}, P) = \frac{j(\vec{r}, P)}{j_{120AU}(\vec{r}, P)} \quad (5.1)$$

Dies bietet besonders für die numerische Berechnung den Vorteil, daß die Intensität nicht mehr auf so großen Skalen variiert wie das nicht normierte Spektrum.

Die Simulationen der Teilchenflüsse sollen in dieser Studie mit den Intensitätsmessungen der Ulysses-Sonde verglichen werden. Deren Daten liegen bis zum März des Jahres 2004 vor, wobei die Mission im Oktober 1990 begann. Die Messung erstreckt sich damit über einen Zeitraum von 13.7 Jahren. Für diesen soll die Simulation der Teilchenflüsse vorgenommen werden. Als zeitliche Schrittweite wurde dabei 26 Tage gewählt. Dies entspricht einer Auflösung von ca. einem Monat, wobei 14 Zeitschritte pro Jahr gemacht werden. Diese Auflösung wurde gewählt, da die Rotationsperiode der Sonne im Mittel 26 Tagen entspricht. Hierdurch können Effekte der Sonnenrotation, wie zum Beispiel die CIRs, vernachlässigt werden. Insgesamt werden also 195 Zeitschritte in den 13.7 Jahren berechnet. Diese zeitliche Auflösung wird in jedem Fall genügen, da hier Veränderungen der Teilchenflüsse vor allem auf großen zeitlichen Skalen studiert werden sollen.

5.2. Die Transportgleichung

In VLUGR-3 müssen die Differentialgleichungen in folgender Form implementiert werden:

$$\vec{f}(t, x, y, z, j, \dot{j}_t, \dot{j}_x, \dot{j}_y, \dot{j}_z, \dot{j}_{xx}, \dot{j}_{yy}, \dot{j}_{zz}, \dot{j}_{xy}, \dot{j}_{yx}, \dot{j}_{yz}) = 0 \quad , \quad (5.2)$$

dabei ist folgende Parameterisierung der Koordinaten r , Θ und ϕ gewählt worden:

$$\begin{aligned} r &= r_{min} - dr \cdot x_0^2 + (x + x_0)^2 \\ \Theta &= \Theta_{min} + d\Theta \cdot y \\ \phi &= \phi_{min} + d\phi \cdot z \quad , \end{aligned} \quad (5.3)$$

mit

$$\begin{aligned} dr &= \frac{r_{max} - r_{min}}{(1 + 2x_0)} \\ d\Theta &= \Theta_{max} - \Theta_{min} \\ d\phi &= \phi_{max} - \phi_{min} \quad . \end{aligned} \quad (5.4)$$

Durch die Parameter $x_0, r_{min}, r_{max}, \Theta_{min}, \Theta_{max}, \phi_{min}$ und ϕ_{max} kann die Größe der Modell-Heliosphäre festgelegt werden:

$$\begin{aligned}
 r_{min} &= \frac{1}{215} \quad , \quad r_{max} = 120 \\
 \Theta_{min} &= \frac{\pi}{180} \quad , \quad \Theta_{max} = \pi - \frac{\pi}{180} \\
 \phi_{min} &= -\frac{\pi}{2} \quad , \quad \phi_{max} = \frac{5}{2}\pi \\
 x_0 &= 6,37 \cdot 10^{-3} \quad .
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

Als äußere Grenze wurde in radialer Richtung wie erwähnt 120 AU gewählt. r_{min} ist auf 1/215 AU gesetzt, was hier der Oberfläche der Sonne entsprechen soll. Die latitudinale Richtung erstreckt sich über 180°. Die Heliosphäre wurde hier in longitudinaler Richtung auf beiden Seiten um 90° erweitert. Die ϕ -Koordinate läuft hier also von -90° bis 450°. Dieser vergrößerte Bereich wurde gewählt, da in dem Code keine periodischen Randbedingungen berücksichtigt werden können. Im nächsten Abschnitt wird dieser Umstand näher erläutert. Damit ergibt sich die in VLUGR-3 zu integrierende Differentialgleichung zu:

$$0 = \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} a_{xx} - \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} a_{yy} - \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} a_{zz} - \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial z} a_{xz} - \frac{\partial P}{\partial x} a_x - \frac{\partial P}{\partial y} a_y - \frac{\partial P}{\partial z} a_z - P a_0 \quad . \tag{5.6}$$

Die Koeffizienten lauten dabei wie folgt:

$$\begin{aligned}
 a_{xx} &= \left(\frac{\partial x}{\partial r} \right)^2 a_{rr} \\
 a_{yy} &= \left(\frac{\partial y}{\partial \Theta} \right)^2 a_{\Theta\Theta} \\
 a_{zz} &= \left(\frac{\partial z}{\partial \phi} \right)^2 a_{\phi\phi} \\
 a_{xz} &= \frac{\partial z}{\partial \phi} \frac{\partial x}{\partial r} a_{r\phi} \\
 a_x &= \frac{\partial^2 x}{\partial r^2} a_{rr} - \frac{\partial x}{\partial r} a_r \\
 a_y &= \frac{\partial^2 y}{\partial \Theta^2} a_{\Theta\Theta} + \frac{\partial y}{\partial \Theta} a_{\Theta} \\
 a_z &= \frac{\partial^2 z}{\partial \phi^2} a_{\phi\phi} + \frac{\partial z}{\partial \phi} a_{\phi} \\
 a_0 &= \frac{8v}{3r} \quad .
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

Die Koeffizienten $a_{rr}, a_{\Theta\Theta}, a_{\phi\phi}, a_{r\phi}, a_r, a_{\Theta}$ und a_{ϕ} sind in (4.19) gegeben.

5. Die Simulation der Heliosphäre

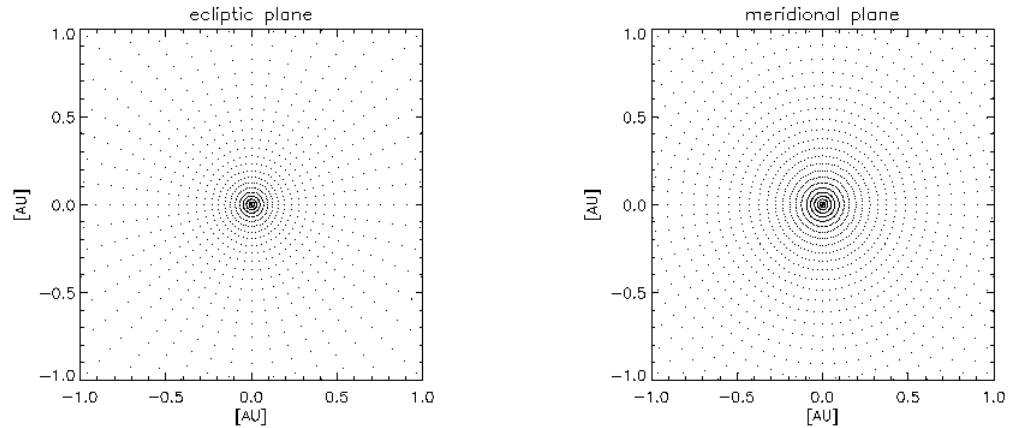


Abbildung 5.1.: Die Gitterpunktstruktur für ein Gitter von $257 \cdot 101 \cdot 41$ Punkten. Links ist die Ekliptik-Ebene, rechts die Meridional-Ebene in einem Ausschnitt von 1 AU abgebildet. In radialer Richtung ist das Gitter nicht linear, so daß die innere Heliosphäre besser aufgelöst wird als die äußere.

5.3. Das räumliche Gitter

Die Heliosphäre wird in VLUGR-3 durch ein dreidimensionales Gitterpunktsystem repräsentiert. Da große Variationen der Intensitäten nur relativ dicht an einer Quelle auftreten, werden dabei in radialer Richtung unterschiedliche Gitterpunktabstände gewählt. In der inneren Heliosphäre, wo sich die Jupiterquelle befindet, wird so eine höhere Gitterpunktzahl angesetzt als in der äußeren Heliosphäre, wo sich nur die galaktische Quelle befindet und somit keine großen Gradienten in der Intensität zu erwarten sind. Dieses nichtlineare Gitter in radialer Richtung ist bereits in der Parameterisierung von r enthalten, siehe (5.3).

Wie sich bei Tests mit unterschiedlicher Gitterpunktanzahl erwies, ist in radialer Richtung eine Auflösung von 257 Punkten am besten geeignet, um die Gradienten hinreichend aufzulösen. Bei 65 bzw. 129 Gitterpunkten treten besonders in der Nähe der Jupiterquelle teils erhebliche Unterschiede in den berechneten Intensitäten auf. Bestätigt wird dies durch die Arbeiten von Ferreira [8] und Kissmann [18].

Da die beiden vorgestellten und zu testenden Modelle (siehe Kapitel 4) eine latitudinale Abhängigkeit besitzen, wurden in latitudinaler Richtung 101 Gitterpunkte angesetzt. Dies entspricht einer Auflösung von 1.78° . In longitudinaler Richtung wird nur eine geringe Auflösung benötigt, da die stärkste Diffusion in diese Richtung verläuft (entlang der Parker-Spirale, parallel zum Magnetfeld, siehe Kapitel 2) und damit keine großen Gradienten zu erwarten sind. Daher genügen in longitudinaler Richtung 73 Gitterpunkte. In Abbildung 5.1 ist das beschriebene Gitterpunktsystem abgebildet. Der graphischen Auflösung wegen sind dort nur 41 Gitterpunkte in latitudinaler Richtung verwendet worden. Die Abbildung zeigt links die Ekliptik-Ebene und rechts die dazu senkrechte Meridional-Ebene der Heliosphäre. Deutlich zu erkennen ist das nicht lineare radiale Gitter.

In longitudinaler Richtung müssen für die kugelförmige Heliosphäre periodische Randbedingungen eingefügt werden. Leider erlaubt es der Lösungsalgorithmus von VLUGR-3 nicht, diese zu implementieren. Die Randbedingungen müssen deshalb auf andere Weise berücksichtigt werden. Dazu wird die longitudinale Richtung um 180° erweitert. Die Koordinate ϕ läuft dabei von -90° bis 450° . Am Rand dieser sich über 540° erstreckenden Heliosphäre wird dazu eine verschwindende Ableitung $\frac{\partial j}{\partial \phi}$ angenommen. Die sich überlappenden Bereiche (0° bis 90° und 360° bis 450° , bzw. 270° bis 360° und -90° bis 0°) werden dann linear gemittelt. In der Nähe des Randes werden also die Punkte mit der unpassenden Randbedingungen schrittweise weniger gewichtet. Es fallen damit insgesamt 24 Gitterpunkte in den physikalisch nicht „realen“ Bereich, so daß für die eigentliche Heliosphäre nur noch 49 Punkte übrig bleiben. Trotz einer Auflösung von 7.35° erwies sich dieses Verfahren als erfolgreich, wobei sich allerdings aufgrund der Bewegung der Jupiter-Quelle einige Probleme ergaben, wie im nächsten Abschnitt erläutert wird. Abbildung 5.2 zeigt den um 180° erweiterten Bereich, markiert sind zudem die Teilgebiete, die parallel zueinander existieren und entsprechend linear gemittelt werden.

Bei ersten Tests des Codes bei einer Auflösung von $n_r = 257$, $n_\phi = 101$ und $n_\Theta = 73$ Gitterpunkten wurden zudem sehr gute Ergebnisse erzielt. Außerdem ist diese Auflösung auch von Kissmann [18] erfolgreich getestet und so verwendet worden.

5.4. Die Jupiterquelle

In der Simulation der Elektronenintensitäten der Heliosphäre soll wie beschrieben die Elektronenquelle des Planeten Jupiter implementiert werden. Die Elektronenverteilung wird dabei in einem ortsfesten Bezugssystem in sphärischen Polarkoordinaten berechnet. Da die Rechnung einen Zeitraum von mindestens 13,7 Jahren beschreiben soll, muß die Bahnbewegung des Jupiter um die Sonne mit berücksichtigt werden. Ein Jupiterorbit dauert ca. 12 Jahre. Demnach durchläuft die Quelle in dieser Zeit den vollen longitudinalen Bereich von 360° . Die Ausdehnung der Elektronenquelle des Jupiter ist im Vergleich zu den Größenordnungen der Heliosphäre nur sehr gering. Aus diesem Grund wird die Quelle nur auf drei Gitterpunkte gesetzt, wobei sich diese nacheinander in latitudinaler Richtung erstrecken. Um die Quelle am richtigen Ort in der Modell-Heliosphäre zu positionieren, wird die berechnete Trajektorie des Planeten zu Beginn der Simulation vom Programm eingelesen und die Quelle vor jedem Zeitschritt durch lineare Interpolation auf die entsprechenden Gitterpunkte gesetzt. Dabei wird nicht nur die Bahnbewegung der Quelle in longitudinaler Richtung simuliert, sondern auch die geringen Abweichungen in radialer und latitudinaler Richtung sind berücksichtigt worden.

Durch den erweiterten Bereich in longitudinaler Richtung entsteht nun folgende Situation. Zeitweise halten sich in der Modell-Heliosphäre zwei Jupiterquellen auf. Denn befindet sich die Quelle gerade in dem Bereich zwischen 0° und 90° , gibt es den hierzu parallelen Bereich von 360° bis 450° , in dem dann natürlich auch eine Quelle für die Mittelung gesetzt werden muss. Gleiches gilt für den Bereich von 270° bis 360° , der dem parallelen Bereich von -90° bis 0° entspricht. Die beiden Quellen sind dabei immer um genau 360° voneinander entfernt, denn im physikalisch „realen“ Bereich von 0° bis 360°

5. Die Simulation der Heliosphäre

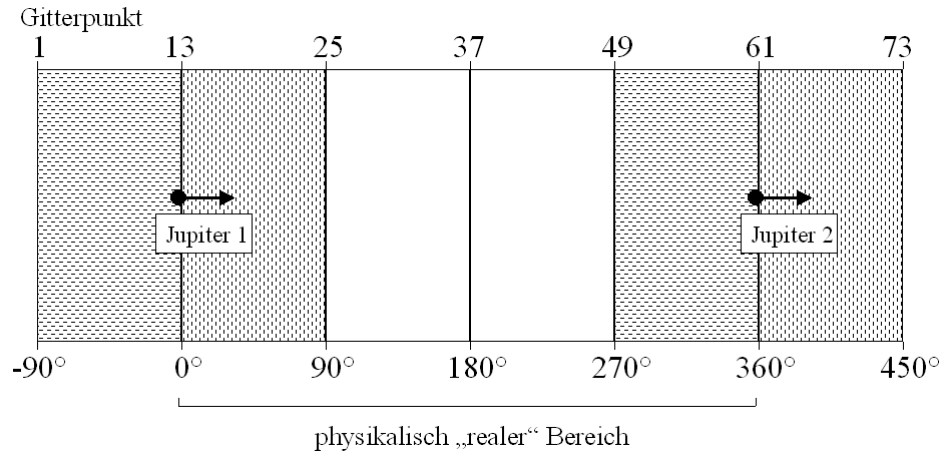


Abbildung 5.2.: Der longitudinale Bereich der Heliosphäre. Die Koordinate ϕ erstreckt sich hier von -90° bis 450° . Die Bereiche von 0° bis 90° und 360° bis 450° werden linear nach jedem Zeitschritt gemittelt. Ebenso die Bereiche -90° bis 0° und 270° bis 360° (siehe Markierung). Im Bereich 90° bis 270° gibt es keinen parallelen Teil. Oben sind die entsprechenden Gitterpunkte angegeben. Da der physikalisch „reale“ Bereich mit dem nicht „realen“ Bereich gemittelt und danach ausgegeben wird, enthält die Modell-Heliosphäre in longitudinaler Richtung nur 49 Gitterpunkte, was einer Auflösung von 7.5° entspricht. Durch die erweiterten Teile entsteht die Situation, daß sich zeitweise zwei Jupiterquellen in der Simulation befinden. Befindet sich eine Quelle bei 0° , so muss eine zweite Quelle bei 360° positioniert werden, die die selbe Bewegung vollzieht wie die erste Quelle.

darf sich logischerweise immer nur eine Jupiter-Quelle befinden. Hält sich der Jupiter gerade zwischen 90° und 270° auf, gibt es hierzu keinen parallelen Bereich, weshalb dort insgesamt nur eine Jupiter-Quelle benötigt wird. Diese etwas seltsamen Eigenschaften dieser um 180° erweiterten Heliosphäre seien mit der Abbildung 5.2 anschaulich gemacht. Es sei noch einmal daran erinnert, daß die parallelen Bereiche mit ihren Entsprechungen im physikalisch „realen“ Bereich gemittelt werden, was direkt nach jedem Zeitschritt in der Simulation automatisch geschieht. Ausgegeben wird dann nur der Bereich von 0° bis 360° . Bei Tests ergaben sich Probleme, als der Jupiter sich im Bereich zwischen 90° und 270° aufhielt und dann 270° erreichte. An dieser Stelle wird wie besprochen ein zweiter Jupiter in dem parallelen Bereich (bei -90°) „eingeschaltet“. In der berechneten Intensität ergaben sich dann sehr starke Gradienten, die einen starken Abfall der Intensität verursachten. Diese Gradienten nahmen allerdings nach einigen Zeitschritten wieder ab, bis sie schließlich ganz schwanden. Verursacht wird dieser starke Abfall der Intensität vermutlich durch das plötzliche Einschalten der zweiten Jupiter-Quelle bei -90° . Denn der Jupiter ist eine besonders starke Elektronenquelle in der inneren Heliosphäre, die natürlich auch dessen unmittelbare Umgebung erheblich beeinflusst. Wird eine Quelle eingeschaltet, so benötigt sie etwas Zeit, um auch die unmittelbare Umgebung mit Elektronen aufzufüllen und eine Elektronenverteilung in Form der Parker-Spirale auszubilden. Wird nun eine zweite Quelle plötzlich bei -90° eingeschaltet, so fehlen dort

diese die Quelle umgebenden Strukturen, die sich natürlich bei der ersten Quelle schon längst gebildet haben. Hierdurch könnten die starken Gradienten hervorgerufen werden. Dieses Problem konnte im Verlauf dieser Arbeit nicht zufriedenstellend gelöst werden, weshalb es auf andere Weise umgangen werden mußte. Die 13.7-jährige Simulation wurde dazu einfach in zwei 7-jährige Simulationen aufgeteilt. Die longitudinale Position des Jupiter ist nicht von entscheidender Bedeutung. Daher wurde der „Startpunkt“ der Jupiter-Quelle bei beiden Simulationen auf 0° oder auch auf -90° gesetzt. So wurde sichergestellt, daß der Jupiter in den sieben simulierten Jahren niemals 270° erreichen konnte und damit die beschriebenen Probleme nicht auftraten.

Soll mit den Ergebnissen der beiden 7-jährigen Simulationen ein Vergleich mit den Ulysses-Daten vorgenommen werden, muß natürlich die veränderte Position des Jupiter beachtet und die relative Position der Sonde entsprechend korrigiert werden. Außerdem ist es nicht sinnvoll bei der angestrebten Parameterstudie die Simulation immer über die vollen 13,7 Jahre durchzuführen, da mit dieser Studie vor allem die Übergangsphase vom solaren Minimum hin zum Maximum untersucht werden soll, was nur den Zeitraum von 1996 bis 1999 betrifft. Es genügt also, die Simulation des solaren Minimum (1991 bis 1996) und Maximum (2000 bis 2004) nur einmal vorzunehmen, denn in diesen Zeiträumen ändern sich keine Parameter. Es reicht demnach für die Parameterstudie sogar, nur einen Zeitraum von vier Jahren (1996 bis 1999) zu simulieren.

5. *Die Simulation der Heliosphäre*

6. Simulations-Ergebnisse - Vergleich mit Ulysses-Daten

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der numerisch berechneten Elektronenflüsse in der Heliosphäre vorgestellt und diskutiert. Der angestrebte Konsistenzvergleich mit den Meßdaten der Ulysses-Sonde wird vorgenommen und anhand dieses Vergleiches die durchgeführte Parameterstudie erläutert. Neben den beiden vorgestellten Modellen, die die Struktur der Sonnenwindgeschwindigkeit und der latitudinalen Diffusion beschreiben sollen, wird auch eine Variation der Stärke der jovianischen Elektronenquelle in die Parameterstudie mit einbezogen. Wie gezeigt wird, ist ein starker Anstieg der Quellstärke mit dem solaren Zyklus nötig, um die Meßdaten der Ulysses-Sonde erklären zu können. Die Elektronenflüsse wurden für eine Energie von 7 MeV berechnet, da die gemessenen Intensitäten von KET an Bord der Ulysses-Sonde die Elektronen im Energiebereich von 3 bis 10 MeV nachweist (siehe Abschnitt 3.1.2.).

6.1. Zeitunabhängiger Test

Um das Programm VLUGR-3 mit der in Kapitel 4 vorgestellten zeitabhängigen Parker-Gleichung zu testen, wurde zunächst eine Simulation ohne eine Zeitabhängigkeit der Parameter über den vollen Zeitraum von 13.7 Jahren durchgeführt. Die Struktur des Sonnenwindes und der latitudinalen Diffusion wurde hierzu während der gesamten Rechnung so belassen, wie es den Bedingungen im solaren Minimum entspricht (siehe Abschnitt 4.6 und 4.7). Die minimale Sonnenwindgeschwindigkeit wurde dafür zu $V_{min}=400$ km/s und die Maximale zu $V_{max}=750$ km/s gewählt. Wegen der Problematik mit den periodischen Randbedingungen wurden wie in Kapitel 5 beschrieben zwei Simulationen durchgeführt. Die Erste berechnete dabei den Zeitraum von 1991 bis 1996 und die Zweite den von 1995 bis Ende 2004. In beiden Simulationen wurde dazu die Jupiterquelle zu Anfang auf -90 Grad longitudinaler Breite gesetzt. Am Ende der ersten Simulation wurde dabei die Elektronenverteilung der Heliosphäre ausgegeben und als Anfangszustand der zweiten Simulation verwendet.

Um einen Vergleich mit den Ulysses-Messungen vornehmen zu können, müssen in der Modell-Heliosphäre entlang der Ulysses-Trajektorie die berechneten Intensitätswerte ausgegeben werden. Die Ulysses-Sonde muß also das numerische Gitter „durchfliegen“. Da die Simulationen eine begrenzte Auflösung (räumlich wie zeitlich) besitzen, müssen die Intensitätswerte teilweise interpoliert werden. Befindet sich nämlich ein Meßpunkt der Ulysses-Sonde gerade zwischen zwei Gitterpunkten, wird zwischen diesen beiden Gitterpunkten die Intensität linear gemittelt. Gleiches gilt für einen Meßzeitpunkt, der

6. Simulations-Ergebnisse - Vergleich mit Ulysses-Daten

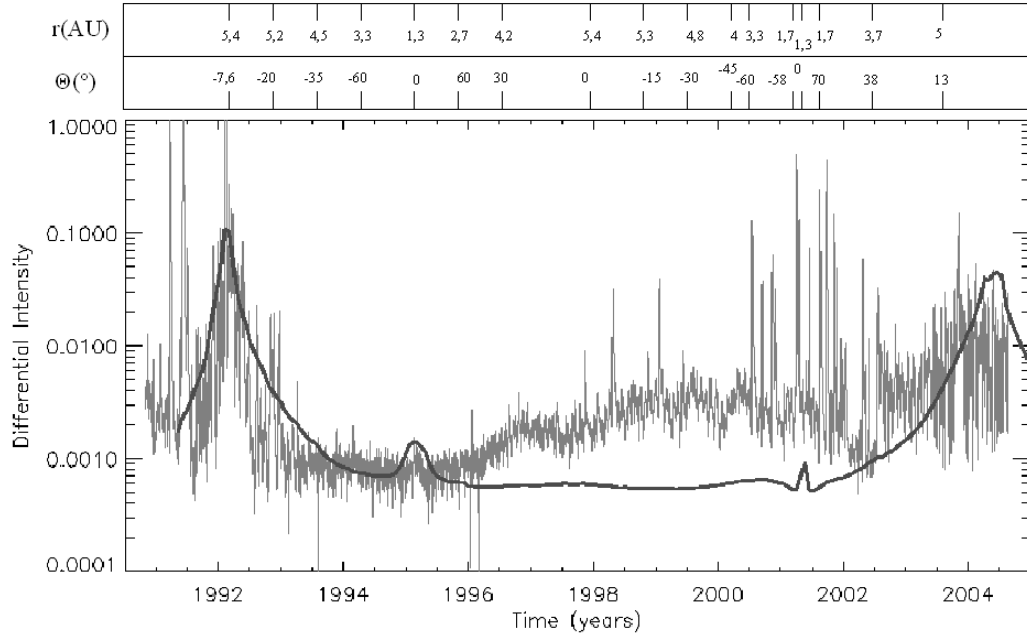


Abbildung 6.1.: Die numerisch berechnete differentielle Elektronenintensität der Modell-Heliosphäre entlang der Ulysses-Trajektorie bei einer Energie von 7 MeV (durchgezogene Linie). Dazu aufgetragen sind die gemessenen Elektronenintensitäten von KET (siehe auch Abbildung 3.4 auf Seite 23). Oben ist der radiale Abstand und die heliographische Breite der Sonde angegeben. Diese Simulation enthält noch keine Zeitabhängigkeiten der Sonnenwindgeschwindigkeit oder der latitudinalen Diffusion. Parameterübersicht: $V_{min}=400$ km/s, $V_{max}=750$ km/s, $d=6$, siehe Abschnitt 4.6 und 4.7 .

zwischen zwei Zeitschritten in der Simulation liegt. Die Intensitätswerte entlang der Ulysses-Trajektorie für die zeitunabhängige Simulation der Teilchenflüsse sind in Abbildung 6.1 zu sehen. Dabei sind die Ergebnisse der numerischen Rechnung als durchgezogene Linie der wirklichen Meßdaten überlagert. Die beiden beschriebenen Simulationen sind in der Abbildung zum Zeitpunkt 1996 zusammengefügt worden. Der qualitative Verlauf der Kurve ist wie der Intensitätsverlauf der KET-Messung, der im Abschnitt 3.1.2 beschrieben ist, zu verstehen. Zunächst flog die Sonde in Richtung Jupiter, an dem sie im Februar 1992 vorbeiflog, was an dem deutlichen Intensitätsmaximum zu erkennen ist. Auch der Ekliptik-Durchgang der Sonde im Jahr 1995 ist zu sehen. Im weiteren Verlauf von 1996 bis 2001 bleibt die simulierte Intensität in etwa konstant, da hier keine Zeitabhängigkeit berücksichtigt wurde. Anfang des Jahres 2001 fand ein weiterer Ekliptik-Durchgang statt, der im Unterschied zum Durchgang im Jahr 1998 deutlich zu erkennen ist. Dies liegt daran, das sich 1998 Jupiter aus Sicht der Sonde hinter der Sonne befand hat und somit die jovianische Quelle weitgehend abgeschirmt war. Im Jahr 2004, also 12 Jahre nach dem ersten Zusammentreffen, fand die zweite Begegnung der Sonde mit dem Planeten statt. Das Intensitätsmaximum erreichte dabei nicht mehr das von 1992, da die Sonde Jupiter in einer sieben mal größeren Entfernung

als im Jahr 1992 passierte. Die zeitunabhängige Rechnung ist natürlich noch keine gute Annäherung an die von Ulysses gemachten Intensitätsmessung in der inneren Heliosphäre. Besonders beim Anstieg der solaren Aktivität, um 1996, weichen die Werte deutlich von den Messungen ab. Allerdings wird hier bereits ohne die Zeitabhängigkeit der Sonnenwindgeschwindigkeit und Diffusion der prinzipielle Verlauf der Meßdaten zumindest teilweise wiedergegeben. Somit ist ein erster erfolgreicher Test der Simulation der Elektronenflüsse in der Heliosphäre über einen Zeitraum von fast 14 Jahren gelungen. Im folgenden Abschnitt werden nun die Zeitabhängigkeiten und deren Auswirkungen auf den Intensitätsverlauf studiert.

6.2. Die Variation der Jupiterquelle

Durch die guten Ergebnisse der Berechnungen für den zeitunabhängigen Fall kann nun die Zeitabhängigkeit der Sonnenwindgeschwindigkeit und der Diffusion implementiert werden. Als erster Test wurde dazu zunächst das Modell 1 (siehe Abschnitt 4.6) verwendet. Der Parameter g , der die Breite des zeitlichen Übergangs bestimmt, ist dabei zu $g = 8$ gewählt worden. Demnach wird also der Wechsel der Geschwindigkeitsstruktur des Sonnenwindes vom solaren Minimum zum Maximum in nur zwei Zeitschritten vollzogen, wie es in Abbildung 4.3 auf Seite 36 zu sehen ist. Bei der latitudinalen Diffusion ist im ersten Modell der Parameter d zeitabhängig gewählt worden. Der Wert von d wird demnach hier in zwei Zeitschritten von $d = 6$ auf $d = 1$ gebracht (siehe Abschnitt 4.7.). Der Parameter t_c , der den Zeitpunkt festlegt, an dem die Verringerung der Geschwindigkeit bzw. des Wertes von d zur Hälfte vollzogen ist, wurde auf $t_c = 1995.8$ gesetzt.

Abbildung 6.3 (oben) zeigt die Ergebnisse für diese Simulation. Bis ca. 1996 stimmen die Ergebnisse noch mit denen der zeitunabhängigen Simulation aus Abbildung 6.1 überein, da die Parameter des zeitabhängigen Modells erst ab 1995.8 von denen des zeitunabhängigen Modells abweichen. Insgesamt liegt dabei die Intensität im solaren Maximum ab 1996 höher als in der zeitunabhängigen Simulation, was durch die verringerte Sonnenwindgeschwindigkeit und latitudinale Diffusion zu erklären ist. Bei allen Breiten liegt hier die Geschwindigkeit des Sonnenwindes bei nur noch 400 km/s. Dadurch hat die Konvektion also um fast die Hälfte abgenommen, wodurch die energetischen Elektronen nicht mehr so stark nach außen gedrängt werden wie im solaren Minimum. Noch entscheidender ist, daß die Diffusion in latitudinaler Richtung um das 5-fache bei hohen Breiten verringert wurde, so daß die Jupitererelektronen jetzt leichter auch zu hohen Breiten vordringen können.

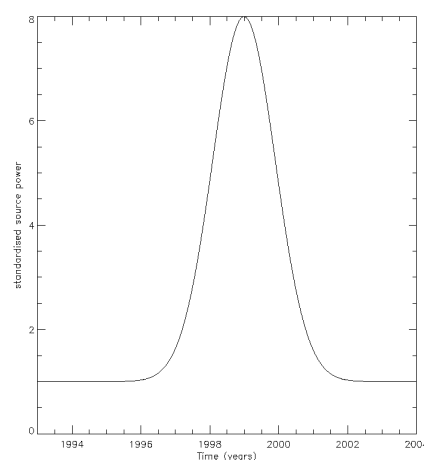


Abbildung 6.2.: Die Variation der Jupiterquelle in Form einer Gaußschen Kurve, die auf 1999 zentriert wurde. Aufgetragen ist hier die normierte Quellenstärke in Abhängigkeit von der Zeit. Die Quellenstärke wird dabei im Maximum auf das 8-fache verstärkt.

6. Simulations-Ergebnisse - Vergleich mit Ulysses-Daten

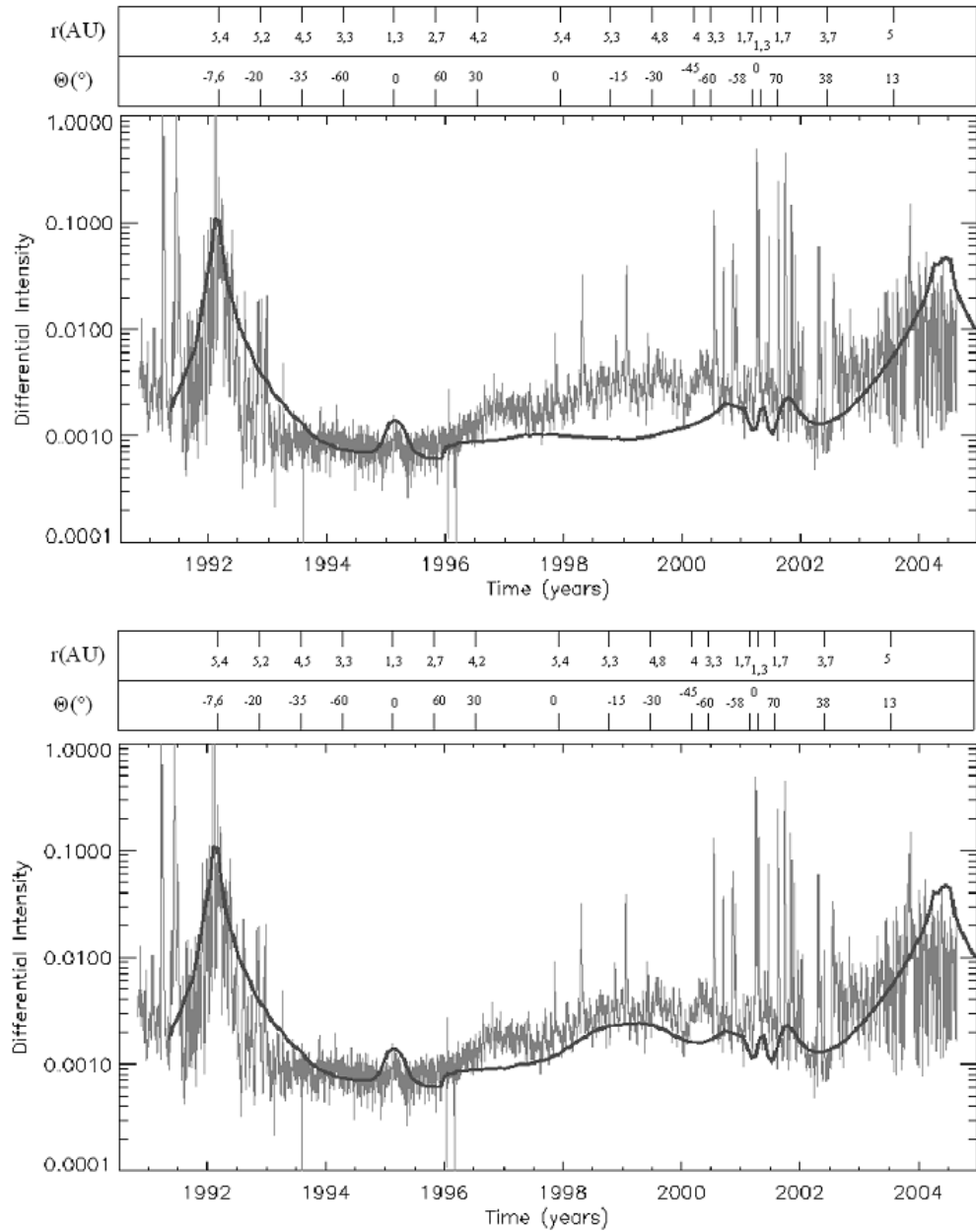


Abbildung 6.3.: In diesen beiden Simulationen wurden die Zeitabhängigkeiten der Sonnenwindgeschwindigkeit und der latitudinalen Diffusion implementiert. Oben: Hier wurde Modell 1 aus Abschnitt 4.6 verwendet. Bei der latitudinalen Diffusion ist dazu der Parameter d zeitabhängig. Die Breite des zeitlichen Übergangs, die durch den Wert von g festgelegt werden kann, ist zu $g = 8$ gewählt worden. Der Parameter t_c ist auf 1995.8 gesetzt. Wie zu erkennen ist, sind die simulierten Intensitäten besonders im Bereich von 1998 bis 2000 zu niedrig. Unten: Hier wurde die Variation der Jupiterquelle in Form einer Gaußkurve (siehe Abbildung 6.2) benutzt. Sonst wurden die selben Parameter wie in der oberen Simulation verwendet. Parameterübersicht: Modell 1, $V_{min}=400$ km/s, $V_{max}=750$ km/s, $t_c=1995.8$, $d(0)=6$, $d(t \gg t_c)=1$, Gleichung 4.25 und 4.29.

Die Ulysses-Sonde war 1996 bei relativ hohen Breiten, wo sich wie beschrieben ein schneller Wechsel in der Sonnenwindgeschwindigkeit und der latitudinalen Diffusion vollzogen hat, weshalb die Intensität dort sehr steil ansteigt. Es sei noch bemerkt, daß die Bedingungen des solaren Maximums, die hier ab dem Zeitpunkt 1995.8 vorliegen, bis zum Ende der Simulation unverändert bleiben. Eine merkliche Verringerung der solaren Aktivität ist auch erst ab ca. 2005 zu erwarten. Ein Vergleich mit den Meßdaten in Abbildung 6.3 (oben) liefert folgendes: Die Elektronenintensität erhöht sich zwar wie erwähnt ab ca. 1996, allerdings ist der Anstieg in den Meßdaten insgesamt noch etwas größer und langsamer. Besonders im Zeitraum von 1998 bis 2001 treten erheblich kleinere Intensitäten als von Ulysses gemessen in der Simulation auf. Da die Sonde sich in der inneren Heliosphäre aufhält und hier die Jupiterelektronen dominieren, läßt sich durch eine Verstärkung der Quellenstärke des Jupiter in der Simulation dieses Problem möglicherweise beheben. Daß zu wenig Elektronen bei der „numerischen“ Sonde ankommen, könnte natürlich auch durch eine zu starke Diffusion verursacht sein. Zunächst soll aber eine Variation der Quellstärke von Jupiter betrachtet werden. Morioka et al. [24] untersuchten bereits eine Variation der Quellenstärke des Jupiter u.a. unter Berufung auf Messungen von Ulysses. Henize et al. [15] haben daraufhin eine Variation der Quellenstärke von Jupiter in steady-state Simulationen verwendet, in denen wie hier die Parameter von Ferreira [8] verwendet wurden. Dazu wurde ein Anstieg der Quellenstärke in Form einer Gaußschen Kurve angesetzt. Diese Gaußkurve hat das Maximum Mitte des Jahres 1999 und erhöhte dabei die Quellenstärke um einen Faktor 2.5. In Kombination mit einer verringerten latitudinalen Diffusion ($d = 1$) im solaren Maximum erhielten die Autoren damit für die steady-state Simulationen Ergebnisse, die eine gute Übereinstimmung mit den Ulysses-Messungen aufwiesen.

Aus diesem Grund wurde die beschriebene Variation der Jupiterquelle auch für die hier durchgeführten zeitabhängigen Simulationen benutzt. Wie sich allerdings herausstellte, reicht ein 2.5-facher Anstieg der Quellenstärke bei weitem nicht aus. Die Gaußkurve muß die Jupiterquelle um das 8-fache verstärken, um eine gute Übereinstimmung mit den Meßdaten zu erhalten. Die untere Abbildung 6.3 zeigt die selbe Simulation wie die obere, nur das hier eine 8-fache Verstärkung der Jupiterquelle im Zeitraum von 1998 bis 2000 benutzt wurde. Die verwendete Gaußsche Kurve ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Diese Erhöhung der Quellenstärke des Jupiter scheint natürlich sehr hoch und entspricht zudem dem dreifachen der von Henize et al. [15] verwendeten Variation. Ein Grund für diese erhebliche Abweichung liegt sicher darin, daß hier keine steady-state Rechnungen durchgeführt wurden, sondern eine volle Zeitabhängigkeit in der Parker-Gleichung und in der Sonnenwindgeschwindigkeit sowie in der latitudinalen Diffusion berücksichtigt wurde. Ein Vergleich mit den steady-state Simulationen ist somit nicht hinreichend aussagekräftig.

Morioka et al. [24] argumentieren zudem, daß durch den variablen Druck des Sonnenwindes an der Jupiter-Magnetosphäre teils starke Schwankungen in der Quellenstärke hervorgerufen werden können. Die Ursache der Variation der Quellstärke von Jupiter ist allerdings noch weitgehend unbekannt. Sogar der grundlegende Mechanismus, der die Jupiterelektronen überhaupt erst hervorbringt, ist wie schon im zweiten Kapitel beschrieben, noch unverstanden. Es bleibt abzuwarten, ob zum Beispiel durch die in

einigen Jahren geplante Multi-Space-Craft Messung (siehe Kapitel 3) die starke Variabilität der Jupiterquelle bestätigt werden kann oder nicht. Im nächsten Abschnitt wird der Versuch unternommen, durch eine Modifikation der Diffusion den 8-fachen Anstieg der Jupiterquelle noch ein wenig nach unten zu korrigieren.

6.3. Variation der Diffusionskoeffizienten

Im folgenden wird untersucht, ob eine schwächere latitudinale Diffusion die Möglichkeit eröffnet, die Variation der Quellenstärke des Jupiter geringer ansetzen zu können als die im letzten Abschnitt beschriebene. Eine schwächere Diffusion in latitudinaler Richtung wird einen Anstieg der Intensität bei niedrigen Breiten bewirken, denn die Elektronen werden nun an der räumlichen Ausbreitung in latitudinaler Richtung stärker gehindert und konzentrieren sich demnach in niedrigen Breiten.

Der latitudinale Diffusionskoeffizient $\kappa_{\perp\Theta}$ wurde zu diesem Zweck ab dem Zeitpunkt t_c mit dem Faktor 0.5 multipliziert. Das Ergebnis zeigt die Abbildung 6.4 (oben). Der Parameter t_c wurde hier zum Test auf 1996.2 gesetzt. Außer der beschriebenen Modifikation der Diffusion in latitudinaler Richtung und dem geänderten Wert von t_c sind die selben Parameter wie für die in Abbildung 6.3 (unten) gezeigten Ergebnisse verwendet worden. Durch die Abnahme der Diffusion in latitudinaler Richtung um 50 % ist ab 1996 ein merklicher Anstieg der Intensität gegenüber den Ergebnissen in Abbildung 6.3 zu sehen. Besonders um das Jahr 2001, als Ulysses sich relativ schnell von hohen Breiten kommend auf die Ekliptik zu bewegte und dann nach knapp einem halben Jahr wiederum zu hohen Breiten flog, sind die Auswirkungen der kleineren Diffusion in latitudinaler Richtung besonders gut zu erkennen. Bemerkenswert ist, daß sich offensichtlich auch bei hohen Breiten die Elektronen ansammeln, wobei diese vermutlich aus der galaktischen Quelle stammen. Durch die Abschwächung der latitudinalen Diffusion erfolgt die Verteilung der Elektronen also nicht mehr so effektiv in dieser Richtung. Allerdings ist keine wesentliche Erhöhung der Intensität durch die Variation der Quellenstärke des Jupiter um das Jahr 1999 zu beobachten. Auch die zweite Jupiterbegegnung im Jahr 2004 ist in der Intensität gegenüber Abbildung 6.3 (unten) nahezu unverändert geblieben. Die latitudinale Diffusion hat demnach keinen wesentlichen Einfluss auf die Elektronenquelle in der Ekliptik-Ebene. Offensichtlich genügt also selbst eine Verringerung der latitudinalen Diffusion um 50 % nicht, um die Intensität bei niedrigen Breiten soweit zu erhöhen, daß die 8-fache Verstärkung der Jupiterquelle nicht mehr notwendig ist oder zumindest teilweise kompensiert werden kann. Die Modifikation der latitudinalen Diffusion bringt also bei der Modellierung des Zeitraums ab 1996 keinen entscheidenden Vorteil. Aus diesem Grund wird nun eine Verstärkung der radialen Diffusion untersucht.

Durch Erhöhung der radialen Diffusion läßt sich die simulierte differentielle Intensität in der inneren Heliosphäre insgesamt erhöhen. Erhöht man nämlich die radiale Diffusion der Teilchen, können natürlich ebenfalls die Jupiterelektronen leichter in die innere Heliosphäre diffundieren. Bei einer Modifikation der radialen Diffusion ist allerdings folgendes zu beachten. Durch eine Erhöhung des Diffusionskoeffizienten $\kappa_{\perp r}$ erhöht sich auch die Elektronenintensität in der äußeren Heliosphäre. Ferreira [8] hat mit Hilfe der

6.3. Variation der Diffusionskoeffizienten

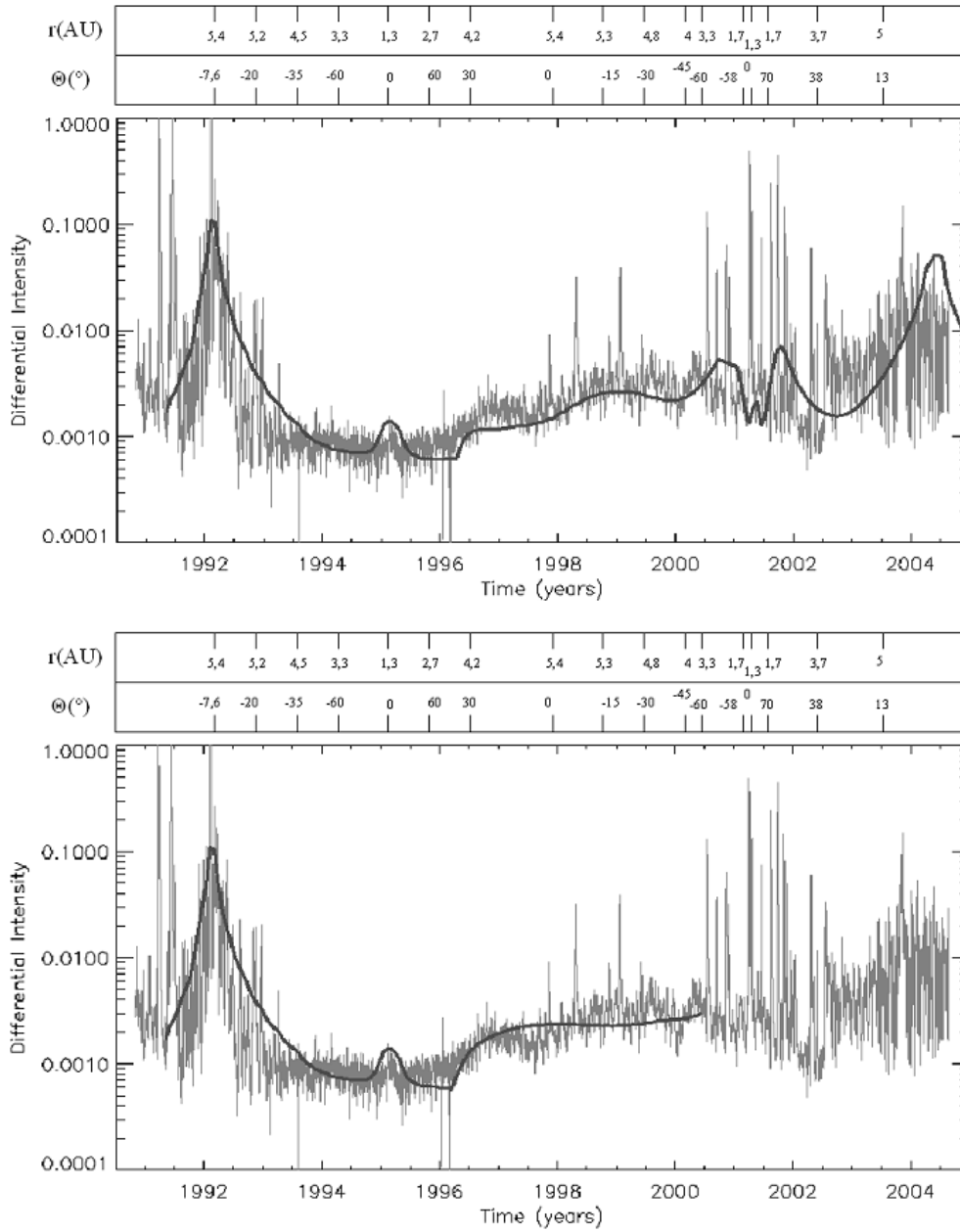


Abbildung 6.4.: Oben: Der latitudinale Diffusionskoeffizient $\kappa_{\perp\Theta}$ ist ab 1996 mit dem Faktor 0.5 multipliziert worden. Die Diffusion in latitudinaler Richtung ist also um 50 % reduziert. Unten: Der radiale Diffusionskoeffizient $\kappa_{\perp r}$ (siehe 4.11) ist ab 1996 mit dem Faktor 1.35 multipliziert. Demnach ist die radiale Diffusion um 35 % erhöht. Parameterübersicht: Modell 1, $V_{min}=400$ km/s, $V_{max}=750$ km/s, $t_c=1996.2$, $d(0)=6$, $d(t \gg t_c)=1$, siehe Gleichung 4.25 und 4.29.

6. Simulations-Ergebnisse - Vergleich mit Ulysses-Daten

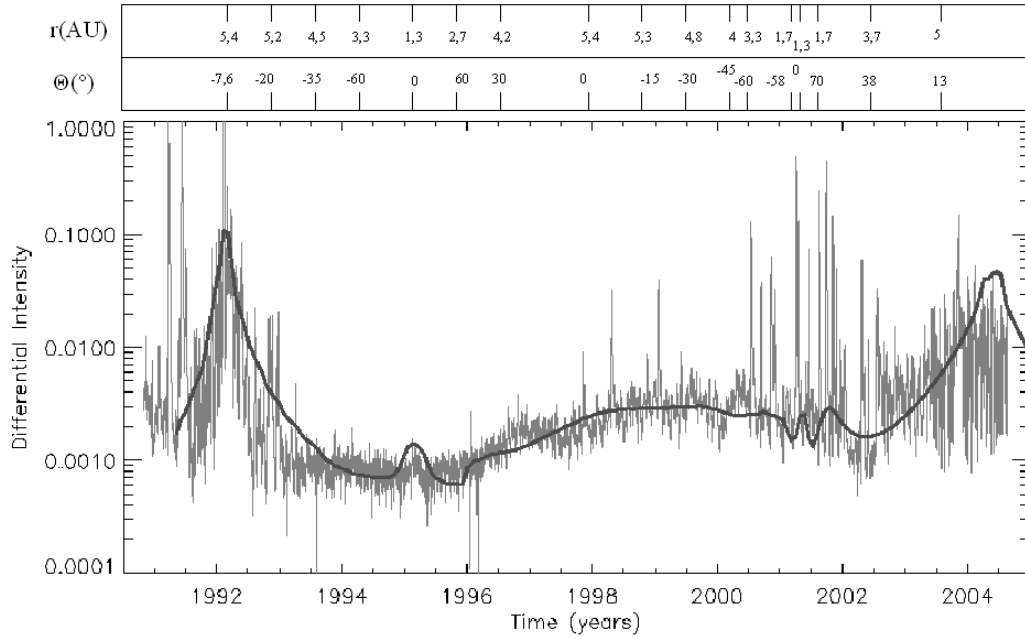


Abbildung 6.5.: In dieser Simulation wurde die radiale Diffusion nur um 15 % erhöht, um die Intensität insgesamt zu erhöhen. Zudem ist die 8-fache Erhöhung durch die Gaußkurve implementiert. Parameterübersicht: Modell 1, $V_{min}=400$ km/s, $V_{max}=750$ km/s, $t_c=1995.8$, $d(0)=6$, $d(t \gg t_c)=1$, Gleichung 4.25 und 4.29.

Pioneer 10 Meßdaten den Diffusionskoeffizienten $\kappa_{\perp r}$ so bestimmt (siehe auch Kapitel 2), daß dieser mit den vorliegenden Intensitätsmessungen in der äußere Heliosphäre vereinbar ist. Die Pioneer 10 Sonde hat die Elektronenverteilung der äußere Heliosphäre bis zu einer Entfernung von 70 AU gemessen. Eine Erhöhung um mehr als 35 % der radialen Diffusion ist nicht zulässig, da man sonst die äußere Heliosphäre mit Elektronen „überladen“ würde (näheres siehe Ferreira [8]).

Die Abbildung 6.4 (unten) zeigt eine Simulation, in der die radiale Diffusion ab dem Zeitpunkt $t_c=1996.2$ um 35 % erhöht wurde. Diese wurde nur bis zur Mitte des Jahres 2000 gerechnet, da hier nur dieser Zeitraum mit der Variation der Jupiterquelle von Interesse ist. Wie erwartet ist ein extremer Anstieg der Intensität ab dem Jahr 1996 zu sehen, der durch die Jupiterelektronen hervorgerufen wird. Wie in der vorherigen Simulation (Abbildung 6.4 oben) ist hier aber im Jahr 1999 die Verstärkung der Jupiterquelle im Intensitätsverlauf nicht mehr zu erkennen, obwohl diese wieder mit einer Gaußkurve um das 8-fache erhöht wurde. Das wird besonders deutlich, wenn man diese Ergebnisse mit denen in Abbildung 6.3 (oben) vergleicht wo sich die Quellstärke des Jupiters nicht ändert. Beide Abbildungen zeigen qualitativ den gleichen Intensitätsverlauf, nur daß in Abbildung 6.4 eine höhere Intensität vorliegt. Dies kann folgendermaßen erklärt werden: Durch die erhöhte radiale Diffusion können die Jupiterelektronen zwar leichter entweichen, allerdings fließen sie auch sehr rasch wieder in radialer Richtung ab. Es gilt

dabei zu bedenken, daß die Jupiterquelle hier nicht als Quellterm in die Parker-Gleichung implementiert wurde, sondern einfach als permanente Quelle in dem numerischen Gittersystem existiert. Trotzdem „zerfließt“ die Quelle hier sozusagen derart schnell, daß selbst die 8-fache Erhöhung nicht mehr zu erkennen ist.

Abbildung 6.5 zeigt schließlich eine Simulation, in der die radiale Diffusion um nur 15 % ab 1996 erhöht wurde. Zudem ist wieder die 8-fach verstärkte Jupiterquelle implementiert und der Parameter t_c auf 1995.8 gesetzt worden. Im Bereich von 1998 bis 2000 ist jetzt die Verstärkung der Quelle gegenüber Abbildung 6.4 wieder zu erkennen. Hier läßt sich folgendes feststellen: Durch eine erhöhte radiale Diffusion wird zwar die Intensität insgesamt erhöht, allerdings ist die angestrebte geringere Variation der Jupiterquelle hierdurch nicht zu erreichen. Die 8-fache Verstärkung ist demnach in den hier gezeigten zeitabhängigen Simulationen notwendig und läßt sich weder durch eine Modifikation der latitudinalen noch der radialen Diffusion ausgleichen oder kompensieren.

Abbildung 6.5 stellt somit schon eine sehr gute Annäherung der Intensität an die Meßdaten dar. Die Bedingungen der 8-fach verstärkten Jupiterquelle in Form einer Gaußkurve (siehe Abbildung 6.2) wurde daher für die folgenden Rechnungen so beibehalten. Zudem wird während des Anstieges der solaren Aktivität ab 1996 die radiale Diffusion um 15 % erhöht und die latitudinale Diffusion wie im vierten Kapitel vorgestellt belassen und nicht modifiziert. Mit diesen Voraussetzungen wurde nun eine Parameterstudie mit den beiden in Kapitel 4 vorgestellten Modellen durchgeführt. Bisher ist in allen vorgestellten Simulationen (Abbildung 6.1, 6.3, 6.4 und 6.5) immer das erste Modell mit dem Parameterwert $g = 8$ verwendet worden.

6.4. Die zeitabhängigen Sonnenwind- und Diffusionsmodelle

Nachdem im letzten Abschnitt die Variation der Elektronenquelle des Jupiter diskutiert wurde, können nun die beiden in Kapitel 4 vorgestellten Modelle für die Struktur der Sonnenwindgeschwindigkeit (siehe Abschnitt 4.6) und der latitudinalen Diffusion (siehe Abschnitt 4.7) mit ihren Parametern untersucht werden. In der Simulation in Abbildung 6.5 wurde Modell 1 verwendet, welches die Sonnenwindgeschwindigkeit bzw. das Verhältnis der latitudinalen Diffusion zur radialen Diffusion schrittweise verkleinert. Dabei wurde die Sonnenwindgeschwindigkeit bei hohen Breiten von 750 km/s auf 400 km/s verringert ($V_{min}=400$ km/s, $V_{max}=750$ km/s). Der Parameter d der latitudinalen Diffusion wurde von $d = 6$ bei hohen heliosphärischen Breiten auf $d = 1$ bei allen Breiten verringert. Der Parameter g , der die Breite des zeitlichen Übergangs festlegt, ist dabei auf $g = 8$ gesetzt worden. Dies bedeutet, daß die beschriebenen Änderungen in nur zwei Zeitschritten vonstatten gingen, wie es in Abbildung 4.3 auf Seite 36 abgebildet ist.

Eine Simulation unter Verwendung des zweiten Modells ist in Abbildung 6.6 zu sehen. Ansonsten wurden die selben Parameter wie in der Simulation aus Abbildung 6.5 verwendet. Das Modell 2 erhöht schrittweise die Inklination des Streamer-Belt von 20° mit dem solaren Äquator, bis bei allen Breiten die minimale Geschwindigkeit $V_{min} =$

6. Simulations-Ergebnisse - Vergleich mit Ulysses-Daten

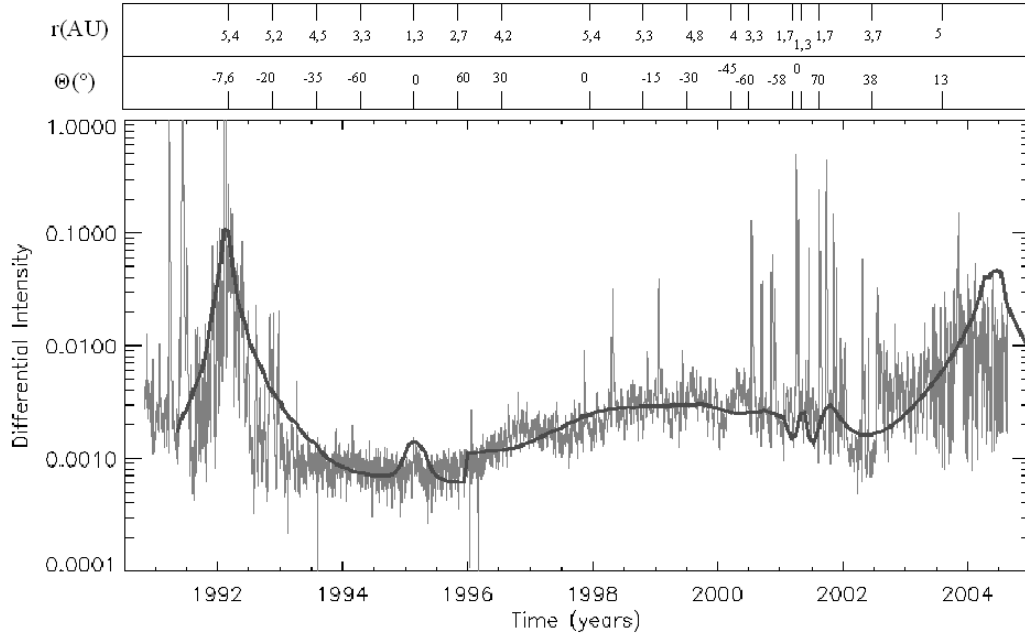


Abbildung 6.6.: Eine Simulation unter Verwendung von Modell 2. Sonst sind die selben Parameter wie in der Simulation aus Abbildung 6.5 (Modell 1) benutzt worden. Parameterübersicht: Modell 2, $V_{min}=400$ km/s, $V_{max}=750$ km/s, $t_c = 1995.8$, $d=6$, $\Theta_s(t)$, Gleichung 4.27, 4.30.

400 km/s und $d = 1$ vorherrscht (siehe Abschnitt 4.6). Der Parameter g wurde dazu zum Vergleich mit der Simulation in Abbildung 6.5 auch auf $g = 8$ gesetzt. Der Inklinationwinkel Θ_s wird demnach in zwei Zeitschritten von 20° bis auf 90° gebracht (siehe Abbildung 4.3 auf Seite 36). Abbildung 6.6 zeigt fast exakt den selben Verlauf wie Abbildung 6.5. Dies ist auch zu erwarten, denn die beiden Modelle wirken hier in nur zwei Zeitschritten. Die Veränderungen in der Sonnenwindgeschwindigkeit und der latitudinalen Diffusion gehen unabhängig von dem gewählten Modell so schnell von statten, daß sich hier keine wesentlichen Unterschiede bemerkbar machen. Daher steigt die Intensität in beiden Simulationen auch sprunghaft an.

Wird der Parameter g entsprechend kleiner gewählt, erhöht sich damit der Übergangszeitraum, indem sich die beschriebenen Bedingungen ändern. Ein Parameterwert von $g = 4, 2, 1, \frac{1}{2}, \frac{1}{4}, \frac{1}{8}, \frac{1}{16}$ oder $\frac{1}{32}$ zeigt allerdings in den Intensitätsverläufen keine wesentlichen Abweichungen im Vergleich zu Abbildung 6.5 mit $g = 8$. Erst ein Parameterwert von $g = \frac{3}{32}$ bewirkt eine Veränderung im Intensitätsverlauf. Dieser Wert von g entspricht dabei ca. 19 Zeitschritten, was wiederum 1.357 Jahren entspricht. Der Übergang von den Bedingungen des solaren Minimums zum Maximum wird also in 1.357 Jahren vollzogen. Die Abbildung 6.7 zeigt die Ergebnisse für Modell 1 (oben) und für Modell 2 (unten). Tatsächlich sind deutliche Unterschiede in der berechneten Intensität und damit in den verwendeten Modellen zu erkennen.

Bei Modell 1 (oben) wird nun die Intensität nicht mehr sprunghaft wie in Abbildung

6.5 ($g = 8$) erhöht, sondern über den Zeitraum von etwa einem Jahr (1996.0 - 1997.0). Dies ist zu erwarten, denn die Konvektion nimmt nun ebenso wie die latitudinale Diffusion bei hohen Breiten langsamer ab als in Abbildung 6.5. Ulysses legte dabei im Zeitraum von 1996.0 bis 1998.0 fast 60° in der latitudinalen Richtung zurück.

Bei Modell 2 (unten) tritt 1996 ein lokales Maximum auf, wobei der Anstieg bis 1996.0 bei deutlich höheren Intensitäten endet als in Abbildung 6.6 ($g = 8$). Mit Abbildung 6.8 sei dieses Verhalten der Intensitätswerte entlang der „numerischen“ Sonde veranschaulicht. Die latitudinale Position der Sonde ist hier zusammen mit dem Inklinationwinkel $\Theta_s(t)$ des Streamer-Belt aufgetragen, der im Modell 2 zeitabhängig ist. Dazu sind die Werte der Sonnenwindgeschwindigkeit und der latitudinalen Diffusion angegeben. Das erste Bild zeigt die Situation für den Zeitpunkt des Ekliptik-Durchgangs (1995.0). Etwa zu diesem Zeitpunkt setzt auch die Zeitabhängigkeit von Θ_s ein. Dieser Winkel von 20° vergrößert sich nun langsam und „wandert“ in Richtung höherer heliographischer Breiten. Die Sonde fliegt nun dem größer werdenden Inklinationwinkel hinterher bis sie hin ca. 1996.0 eingeholt hat. In diesem Zeitraum von 1995.0 bis 1996.0 tritt dabei in der simulierten Elektronenintensität der steile Anstieg auf (Abbildung 6.7, unten). Dies ist auch zu erwarten, denn durch die kleinere Sonnenwindgeschwindigkeit und die schwächeren Diffusion wird die Elektronenintensität zwangsläufig erhöht. Allerdings liefert die Simulation hier deutlich mehr Elektronen im Vergleich zu den Meßdaten. Anfang 1996 stimmen dann die Position des Inklinationwinkels $\Theta_s(t)$ und der „numerischen“ Sonde bei ca. 55° überein (Bild 2 in 6.8). Die Sonde ist also schneller zu hohen Breiten geflogen als der Inklinationwinkel (dessen „Geschwindigkeit“ mit dem Parameter g gesteuert wird). Die Sonde befindet sich also nach 1996 in dem Bereich, in dem noch immer die Bedingungen des solaren Minimums vorliegen. Hierdurch fällt nach 1996.0 die Intensität wieder ab. Erst ca. 1996.3 treffen die Sonde und der Inklinationwinkel bei ca. 70° wieder aufeinander (Bild 3 in 6.8). Hier ist dann auch der Abfall der Elektronenintensität beendet. Zum Zeitpunkt 1996.5 hat der Winkel dann 90° erreicht und die Bedingungen des solaren Maximums liegen jetzt bei allen Breiten vor und die simulierte Intensitätskurve in Abbildung 6.7 (unten) zeigt im folgenden den selben Verlauf wie in Abbildung 6.6.

Zu beachten ist außerdem, daß der simulierte Intensitätsverlauf während des Ekliptik-Durchgangs 1995 in Abbildung 6.7 (unten) etwas anders verläuft als in Abbildung 6.6. Dagegen verläuft der Ekliptik-Durchgang unter Verwendung von Modell 1 immer exakt gleich, wie in Abbildung 6.7 (oben) und Abbildung 6.5 zu sehen ist. Offensichtlich beeinflussen unterschiedliche Parameterwerte von g ($g=8$ und $g=\frac{3}{32}$) im Modell 2 die Elektronenverteilung in der Ekliptik-Ebene, während bei Modell 1 keine Veränderungen für verschiedene Werte von g auftreten. Dieser Unterschied wird dadurch verursacht, daß Modell 2 den Bereich des Streamer-Belt schrittweise vergrößert, während Modell 1 die Bedingungen bei hohen Breiten schrittweise den Bedingungen im Streamer-Belt angleicht. Der Inklinationwinkel wird mit $g=\frac{3}{32}$ zwar sehr langsam „hochgefahren“, allerdings ist der räumliche Übergangsbereich dabei unverändert scharf begrenzt. Hierdurch treten die Veränderungen in der Konvektion und in der Diffusion vermutlich so plötzlich auf, daß die relativ hohen Intensitäten um 1996 hervorgerufen werden. Im Modell 1, welches die Sonnenwindgeschwindigkeit und die latitudinale Diffusion bei hohen Breiten

6. Simulations-Ergebnisse - Vergleich mit Ulysses-Daten

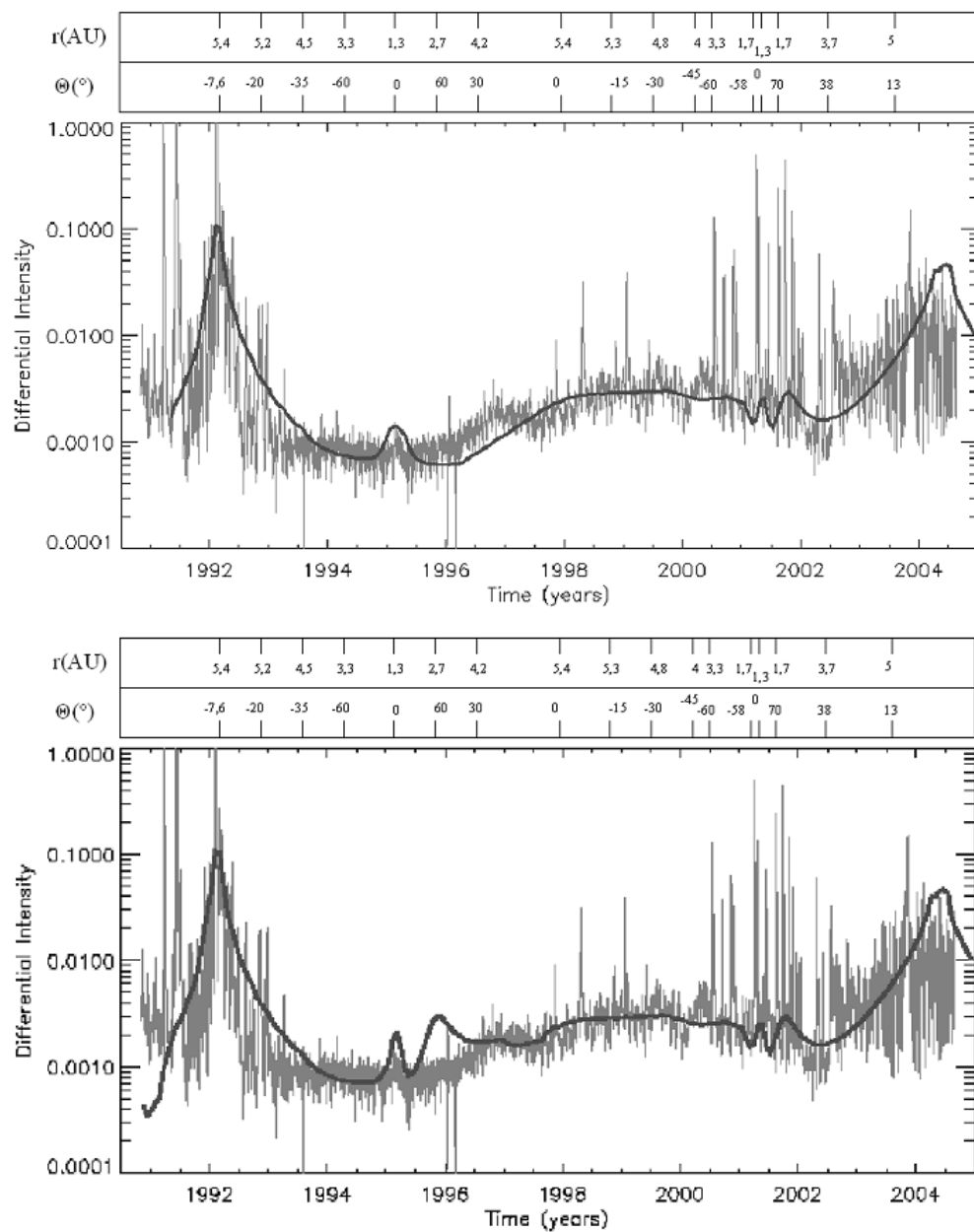


Abbildung 6.7.: Diese beiden Simulationen wurden mit einem Parameterwert von $g = \frac{3}{32}$ gerechnet. Hierdurch ist der Übergangszeitraum, indem die Bedingungen des solaren Minimums in die des Maximums übergehen, zu 1.357 Jahren gewählt. Der Parameter t_c , der den zeitlichen Mittelpunkt des Übergangszeitraumes darstellt, ist auf $t_c = 1995.8$ gesetzt. Oben: Für Modell 1. Unten: Für Modell 2. Parameterübersicht: $V_{min} = 400$ km/s, $V_{max} = 750$ km/s, $t_c = 1995.8$, Gleichung 4.25, 4.29 (Modell 1) und 4.27, 4.30 (Modell 2).

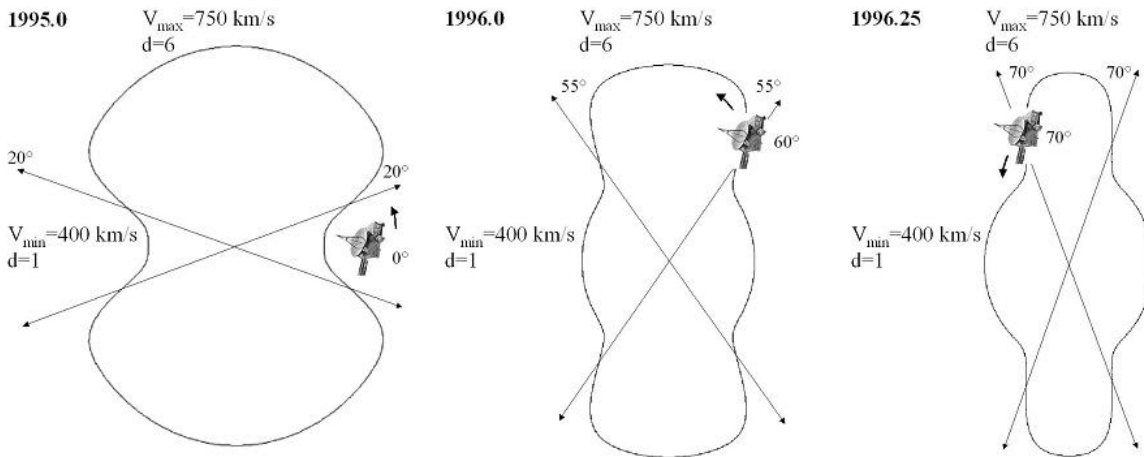


Abbildung 6.8.: Die latitudinale Position der Sonde zusammen mit dem Inklinationwinkel $\Theta_s(t)$ des Streamer-Belt für drei verschiedene Zeitpunkte. Betrachtet ist hier die Situation aus Abbildung 6.7 (unten) mit dem zeitabhängigen Inklinationwinkel aus Modell 2. Dazu sind die Werte der Sonnenwindgeschwindigkeit und der latitudinalen Diffusion angegeben. Der Verlauf der simulierten Intensität aus Abbildung 6.7 (unten) lässt sich mit diesen drei Bildern verstehen.

schrittweise den Bedingungen im Streamer-Belt angleicht, erweist sich damit offensichtlich als das geeignetere Modell. Zum Zeitpunkt 1995.5, wo die Zeitabhängigkeit der Modelle bereits eingesetzt hat, passiert die Sonde den Inklinationwinkel des Streamer-Belt von ca. 20° , welcher im ersten Modell zeitlich konstant ist. In Abbildung 6.7 ist allerdings ein Übergang in der simulierten Intensität in keiner Weise zu erkennen. Beim zweiten Modell führte diese Begegnung, die dort bei ca. 60° stattfand, zu einem starkem Abfall der Intensität. Dies lässt ebenfalls den Schluss zu, daß Modell 1 mit dem zeitunabhängigen Inklinationwinkel dem Modell 2 vorzuziehen ist. Eine interessante Möglichkeit besteht noch in einer Kombination beider Modelle. Eine solche Kombination wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

6.4.1. Die Kombination von Modell 1 und 2

Abbildung 6.9 zeigt eine Simulation, in der eine Kombination der Modelle 1 und 2 verwendet wurde. Es wurden also sowohl die Geschwindigkeit des Sonnenwindes und des Parameters d der latitudinalen Diffusion zeitabhängig gewählt als auch der Inklinationwinkel $\Theta_s(t)$ des Streamer-Belt. Der Parameter g wurde hierzu wie auch in Abbildung 6.7 zu $g = \frac{3}{32}$ gewählt. Abbildung 6.9 zeigt den selben prinzipiellen Verlauf wie Abbildung 6.7 (unten). Nur liegt das lokale Maximum bei 1996.0 niedriger und der Abfall nach 1996.0 endet bei höheren Intensitäten als in Abbildung 6.7 (unten).

Die Ursachen für diese Unterschiede liegen in dem Gefälle der Sonnenwindgeschwindigkeit und der Diffusion in der unmittelbaren Umgebung des Inklinationwinkels $\Theta_s(t)$. Jenseits des Inklinationwinkels bei höheren Breiten nimmt die Geschwindigkeit des Sonnenwindes wie auch die latitudinale Diffusion ab. Hierdurch können relativ zu Abbildung

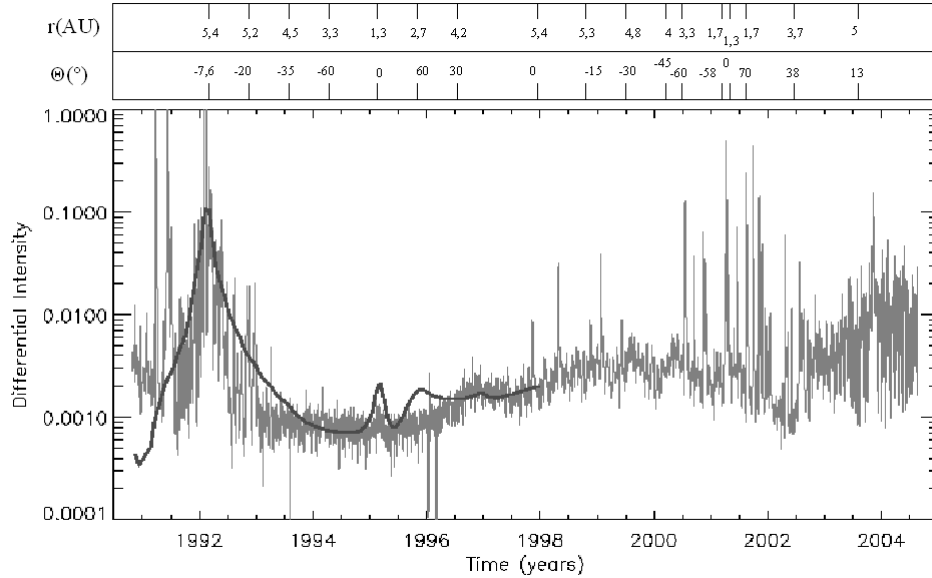


Abbildung 6.9.: Eine Kombination von Modell 1 und 2. Der Parameter g wieder zu $g = \frac{3}{32}$ gewählt. Das lokale Maximum bei 1996.0 liegt hier niedriger und der Abfall nach 1996.0 endet bei höheren Intensitäten als in Abbildung 6.7. Parameterübersicht: Modell 1+2, $V_{min} = 400$ km/s, $V_{max} = 750$ km/s, $t_c = 1995.8$, Gleichung 4.25, 4.29 (Modell 1) und 4.27, 4.30 (Modell 2).

6.7 (unten) mehr Elektronen zu hohen Breiten gelangen und die Intensität am Ort des Inklinationwinkels nimmt folglich ab. Ähnlich liegt der relativ schwache Abfall der Intensität nach 1996.0 darin begründet, daß die Region jenseits des Streamer-Belt schon relativ nah an das Niveau des Streamer-Belt angeglichen wurde. Offensichtlich produziert auch eine Kombination der beiden Modelle keine wesentlich besseren Ergebnisse als das Modell 2 in Abbildung 6.7 (unten) alleine. Aus diesem Grund wird im folgenden nur das Modell 1 betrachtet werden. Um eine noch bessere Annäherung an die Meßdaten zu erhalten, wird im nächsten Abschnitt diskutiert, welche Auswirkungen von einander verschiedene Übergangszeiträume von latitudinaler Diffusion und Sonnenwindgeschwindigkeit auf den Intensitätsverlauf haben.

6.5. Unterschiedliche Übergangszeiträume

In allen bisher gezeigten Simulationen ist für die Sonnenwindgeschwindigkeit und die Diffusion immer der gleiche Parameterwert von g gewählt worden. Natürlich gibt es auch die Möglichkeit, für die Sonnenwindgeschwindigkeit einen anderen Wert von g anzusetzen als für die latitudinale Diffusion. Das bedeutet, daß sich bei der latitudinalen Diffusion viel schneller die Bedingungen des solaren Maximums einstellen als bei der Struktur der Sonnenwindgeschwindigkeit, oder umgekehrt. Im folgenden wird untersucht, ob dies möglicherweise eine physikalisch realistischere Situation darstellt. Wählt

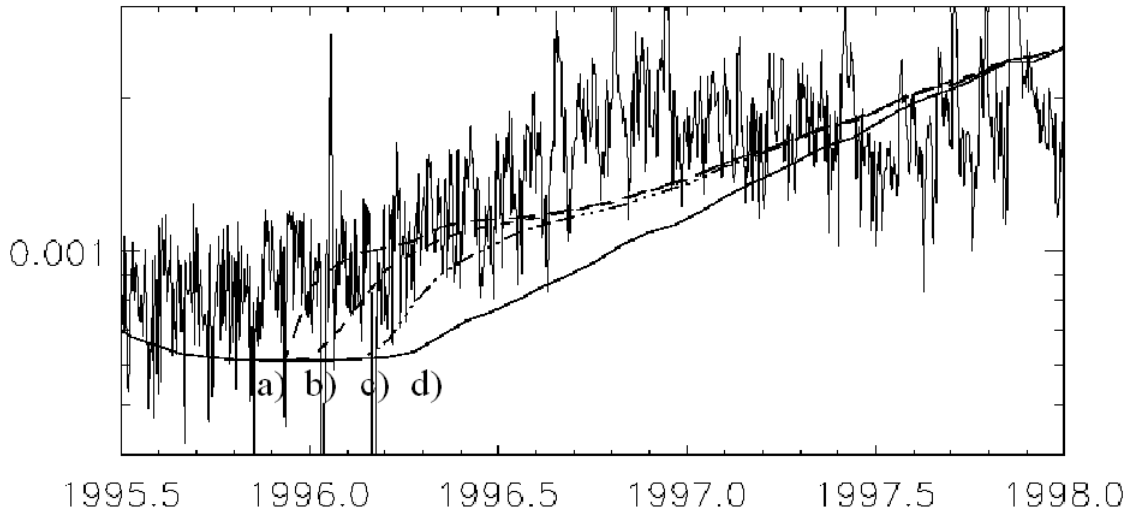


Abbildung 6.10.: Für die Sonnenwindgeschwindigkeit und die Diffusion können auch unterschiedliche Parameterwerte von g gewählt werden. a) $g=8$ für Sonnenwind und Diffusion, aus Abbildung 6.5 b) Sonnenwind $g=8$, Diffusion $g=\frac{1}{2}$ c) Sonnenwind $g=\frac{1}{2}$, Diffusion $g=\frac{1}{4}$ d) $g=\frac{3}{32}$ für Sonnenwind und Diffusion, aus Abbildung 6.7 (unten) Parameterübersicht: Modell 1, $V_{min}=400$ km/s, $V_{max}=750$ km/s, $t_c = 1995.8$, $d(0)=6$, $d(t \gg t_c)=1$, Gleichung 4.25 und 4.29.

man für die Diffusion einen höheren Wert von g als bei der Sonnenwindgeschwindigkeit, zum Beispiel $g=8$ und $g=\frac{3}{32}$, treten in den Simulationen im Zeitraum des Übergangs vom solaren Minimum zum Maximum sehr starke Gradienten auf. Zum tragen kommt hier das komplexe Zusammenspiel von Konvektion und Diffusion, wobei die Diffusion den effektivsten Transportmechanismus der energetischen Elektronen darstellt. Nur wenn der Wert von g in der Sonnenwindgeschwindigkeit höher angesetzt wird als in der Diffusion, ergibt sich ein Verlauf der Intensität, der mit den bisherigen Simulationen vergleichbar ist. Zwei mögliche Kombinationen dieser Art zeigt Abbildung 6.10. Da sich die Simulationen nur im Zeitraum von ca. 1996.0 bis 1998.0 unterscheiden, ist hier nur dieser Zeitraum aufgetragen. In b) wurde die Kombination $g=8$ und $g=\frac{1}{2}$ angesetzt, in c) $g=\frac{1}{2}$ und $g=\frac{1}{4}$. Als Vergleich sind die Simulationen aus Abbildung 6.5 und 6.7 (oben) eingetragen, in denen der Parameter g sowohl für die Sonnenwindgeschwindigkeit als auch für die Diffusion zu $g=8$ (a) bzw. $g=\frac{3}{32}$ (d) gewählt war. Der Intensitätsanstieg von b) und c) im Zeitraum von 1996.0 liegt dabei genau zwischen a) und b). Somit bieten die Intensitätsverläufe der Kombination verschiedener Parameterwerte von g eine etwas bessere Übereinstimmung mit den Meßdaten. Bemerkenswert ist, daß eine Wahl von $g=\frac{1}{2}$ oder $g=\frac{1}{4}$ sowohl für die Sonnenwindgeschwindigkeit als auch für die Diffusion keine wesentlich verschiedenen Ergebnisse hervorbringt als eine Wahl von $g=8$ wie in Abbildung 6.5. In der Kombination der Werte ist dies offenbar anders. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird nun noch untersucht, ob eine andere Wahl der minimalen und maximalen Sonnenwindgeschwindigkeit (V_{min} und V_{max}) eine merkliche Auswirkung auf den Verlauf der simulierten Intensität hat.

6. Simulations-Ergebnisse - Vergleich mit Ulysses-Daten

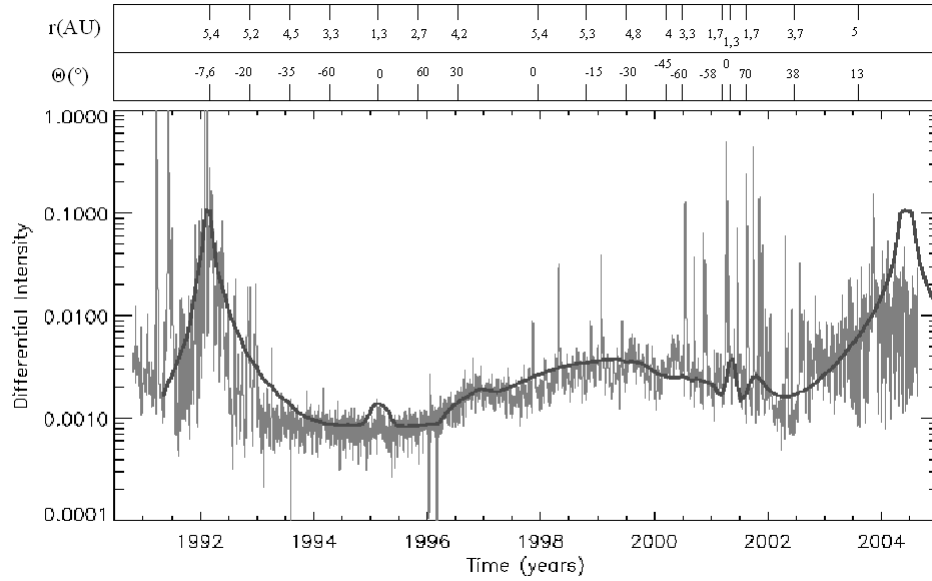


Abbildung 6.11.: In dieser Simulation wurde eine minimale Sonnenwindgeschwindigkeit von $V_{min}=350$ km/s und eine Maximale von 800 km/s angesetzt. Dies ergibt eine um 50 km/s höhere mittlere Geschwindigkeit als in den vorherigen Simulationen. Parameterübersicht: Modell 1, $V_{min}=350$ km/s, $V_{max}=800$ km/s, $t_c = 1995,8$, $d(0)=6$, $d(t \gg t_c)=1$, Gleichung 4.25 und 4.29.

6.6. Die mittlere Geschwindigkeit des Sonnenwindes

In den vorherigen Simulationen wurde stets die minimale Sonnenwindgeschwindigkeit zu $V_{min}=400$ km/s gewählt und die Maximale zu $V_{max}=750$ km/s. Dies entspricht einer mittleren Geschwindigkeit von $\langle V_m \rangle + V_{min}=575$ km/s, mit $\langle V_m \rangle=175$ km/s (siehe Abschnitt 4.6). Abbildung 6.11 zeigt eine Simulation, in der für $V_{min}=350$ km/s und für $V_{max}=800$ km/s angesetzt wurde. Damit bleibt die mittlere Geschwindigkeit bei $\langle V_m \rangle + V_{min}=575$ km/s, allerdings mit $\langle V_m \rangle=225$ km/s. Für den Sonnenwind und die Diffusion sind wieder unterschiedliche Parameterwerte für g verwendet worden, nämlich $g=\frac{1}{2}$ für den Sonnenwind und $g=\frac{1}{4}$ für die Diffusion, wie in der Simulation c) in Abbildung 6.10. Mit diesen Parametern stellt die Simulation in Abbildung 6.11 die bisher beste Annäherung an die KET-Meßdaten dar. Die Intensität ist insgesamt erhöht, was auch zu erwarten ist, den die niedrigere minimale Geschwindigkeit bewirkt eine kleinere Konvektion. Bemerkenswert ist das kurzzeitige Absinken der Intensität im Zeitraum um 1997. Dieser ist auch in den Meßdaten vorhanden, ist aber in den vorherigen Simulationen nicht derart prägnant aufgetreten. Offensichtlich wurde dies durch die Modifikation der Sonnenwindgeschwindigkeit verursacht.

Abbildung 6.12 zeigt die Situation am Ort der Ulysses-Sonde zum Zeitpunkt 1997.0 in der Meridional-Ebene, wo die Intensitäten als Konturlinien aufgetragen sind. Nahe der Ekliptik-Ebene sind die Parker-Spirale und die Ausläufer der jovianischen Elektrodenquelle zu erkennen. Die Sonde befand sich zu diesem Zeitpunkt bei ca. 20° heliogra-

phischer Breite. Die Bedingungen des solaren Maximums liegen seit ca. 1996.5 bei allen Breiten vor. Dennoch scheint der Ort des nun nicht mehr existierenden Inklinationwinkels des Streamer-Belt bei 20° immer noch eine ausgezeichnete Position darzustellen. Offensichtlich befindet sich die Sonde gerade in einem lokalen Minimum der Intensität, welches die Bedingungen in der Ekliptik-Ebene von denen bei höheren Breiten trennt.

Bei sehr hohen Breiten zeigen die Konturen relativ hohe Intensitäten an. Es strömen also von hohen Breiten kommend Elektronen in Richtung der Ekliptik-Ebene, allerdings in einem schmalen Band, so daß am Ort der Sonde das beschriebene lokale Minimum auftritt. Dies ist folgendermaßen zu erklären. Zwar liegen wie erwähnt bei allen Breiten die selbe Sonnenwindgeschwindigkeit (350 km/s) vor und auch die latitudinale Diffusion hat 1997.0 bereits bei allen Breiten das selbe Niveau erreicht, aber die Elektronen benötigen noch mehr Zeit, um sich in der Heliosphäre, insbesondere in latitudinaler Richtung, gleichmäßiger zu verteilen. Dieses Verhalten trat sicherlich auch bei den in den oberen Abschnitten durchgeführten Simulationen auf, aber offensichtlich wird es durch die hier modifizierte Sonnenwindgeschwindigkeit noch wesentlich verstärkt. Dies liegt am Geschwindigkeitsgefälle des Sonnenwindes, welches um 50 km/s höher angesetzt wurde als in vorherigen Simulationen. Wie erwähnt ist hierdurch die Elektronenverteilung nicht mehr so gleichmäßig im Zeitraum von 1997, was aber auch in den

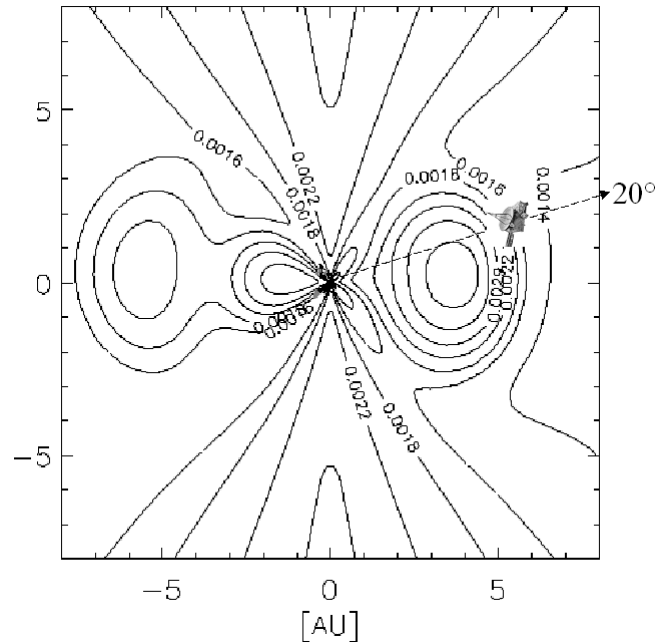


Abbildung 6.12.: Die Meridional-Ebene der Simulation aus Abbildung 6.11 in einem Ausschnitt von 8 AU für die longitudinale Position der Ulysses-Sonde zum Zeitpunkt 1997.0. Die Elektronenintensitäten sind als Konturlinien aufgetragen. Nahe der Ekliptik-Ebene sind die Parker-Spirale und die Ausläufer der jovianischen Elektronenquelle zu erkennen. Die Position der Sonde ist markiert.

Meßdaten beobachtet wurde und daher davon auszugehen ist, daß dies ein realistisches physikalisches Szenario darstellt. Dies zeigt einmal mehr, wie sensitiv das Zusammenspiel von Konvektion und Diffusion sich in der simulierten Intensität niederschlägt. Die um 50 km/s modifizierte Sonnenwindgeschwindigkeit ist dabei immer noch mit den von SWOPPS gemessenen Geschwindigkeiten vereinbar. Besonders die minimale Geschwindigkeit, die während des solaren Minimums nur im Streamer-Belt auftritt und im Maximum bei allen Breiten, weist wie in Kapitel 3 gezeigt ohnehin große Schwankungen auf. Damit sind die gewählten 350 km/s noch gut mit den Meßdaten verträglich.

Des weiteren fällt die höhere Intensität beim zweiten Jupiter-Vorbeiflug Mitte 2004 auf. Die berechnete Intensität liegt dabei im Maximum höher als es die Meßdaten anzeigen. Eine erhöhte Intensität am Ort der Jupiter-Quelle ist gegenüber den vorherigen

Simulationen auch zu erwarten, da die Geschwindigkeit des Sonnenwinds im Maximum nur noch 350 km/s beträgt und somit die Jupiter-Elektronen nicht mehr so stark durch die Konvektion behindert werden. Im Zeitraum ab ca. 2000 ist eine genauere Modellierung schwierig, denn die Sonne erreichte dort das Maximum ihrer Intensität, was sich durch die vielen Intensitätsspitzen bemerkbar macht. Möglicherweise muß hier wieder eine Variation der Jupiter-Quelle benutzt werden, um die Meßdaten erklären zu können.

6.7. Abschluss der Parameterstudie

Die Simulation in Abbildung 6.11 stellt wie erwähnt eine sehr gute Annäherung an die KET-Meßdaten der Ulysses-Sonde dar. Besonders gut werden die Daten im Zeitraum bis zum Jahr 2000 durch den simulierten Intensitätsverlauf wiedergegeben. Ab dem Jahr 2000 erreicht die Sonne ihre maximale Aktivität, was an den vielen zufällig verteilten Intensitätsspitzen zu erkennen ist. Ab hier wird eine genauere Modellierung der Elektronenverteilung schwieriger, denn durch die nun sehr starke solare Aktivität ist die Elektronenverteilung vielen zufälligen Schwankungen unterworfen. Möglicherweise variiert auch die jovianische Quelle in diesem Zeitraum erneut, zum Beispiel im Jahr 2000.5, in der Ulysses deutlich mehr Elektronen beobachtet als die Simulation ergeben hat (Abbildung 6.11). Im Zusammenhang mit der solaren Aktivität bestehen sicherlich noch kompliziertere Zeitabhängigkeiten als sie in dieser Studie verwendet wurden. Allerdings läßt sich der prinzipielle Intensitätsverlauf auch mit diesen einfachen Zeitabhängigkeiten, wie sie hier verwendet wurden, bereits sehr befriedigend beschreiben. Besonders der Anstieg der solaren Aktivität ab 1996 kann durch das Modell 1 sehr gut beschrieben werden.

7. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Transportmechanismen für energetische Elektronen in der Heliosphäre untersucht. Das sehr dünne und von Magnetfeldern durchsetzte interplanetare Plasma bietet dabei die Möglichkeit, das Studium auf elementare Transportprozesse zu konzentrieren, was besonders für die Grundlagenforschung in der Plasmaphysik von Interesse ist. Insbesondere läßt sich mit den jovianischen Elektronen, die aus der Magnetosphäre des Jupiter stammen, die Modellierung des Diffusionsverhaltens dieser Elektronen vornehmen. Deren räumliche Diffusion stellt in der den Transport beschreibenden Parker-Gleichung für den hier betrachteten Energiebereich nämlich die wesentliche Unbekannte dar. Als wesentliche Grundlage dieser Studie dienten die Ergebnisse der Ulysses-Mission. Diese Raumsonde drang als Erste überhaupt zu sehr hohen heliographischen Breiten vor, so daß Messungen fast genau über den Polen der Sonne möglich wurden. Da die Sonde nunmehr seit fast 14 Jahren die Sonne umkreist, hat sie bereits einen vollen 11-jährigen Aktivitätszyklus der Sonne vermessen können.

In dieser Studie ist die Modulation der Kosmischen Strahlung unter besonderer Berücksichtigung der Auswirkungen des solaren Zyklus untersucht worden. Hierzu wurde ein dreidimensionales Modell verwendet, welches die Elektronenverteilungen in der Heliosphäre zeitabhängig über einen 11-jährigen Aktivitätszyklus berechnen kann. Diese Simulationen der Elektronenflüsse konnten im Zeitraum von 1990 bis 2004 durch einen Vergleich mit den Intensitätsmessungen von Ulysses auf ihre Konsistenz geprüft werden. Dabei sind zwei verschiedene Modelle vorgeschlagen und getestet worden, die das mit dem solaren Zyklus variierende Geschwindigkeitsfeld des Sonnenwindes beschreiben sollen. Zusätzlich wurde eine zeitabhängige räumliche Diffusion der Teilchen in latitudinaler Richtung betrachtet.

Die Parameterstudie lieferte dabei folgende Ergebnisse:

Um den von Ulysses gemessenen Intensitätsverlauf der energetischen Elektronen erklären zu können, muss im Zeitraum des Anstieges der solaren Aktivität (1998-2000) die Stärke der jovianischen Quelle bis auf das 8-fache Niveau angehoben werden. Dies ist wesentlich mehr als in bisherigen (steady-state) Rechnungen, in denen nur ein 2.5-facher Anstieg der Quellstärke verwendet wurde. Daher wurde versucht, durch eine Modifikation der Diffusionskoeffizienten, diese starke Variation der Quellstärke zumindest teilweise verringern zu können. Wie sich herausstellte, ist dies nicht möglich. In den hier durchgeführten zeitabhängigen Simulationen ist die 8-fache Verstärkung der jovianischen Quelle notwendig, um die Intensitätsmessungen von Ulysses erklären zu können. Ob diese starke Erhöhung der jovianischen Elektronenquelle auch tatsächlich ein physikalisch realistisches Szenario darstellt, kann nicht endgültig beantwortet werden, da über die Magnetosphäre des Jupiters und auch den grundlegenden Mechanismus der Beschleunigung der Jupiterelektronen noch sehr wenig bekannt ist. Wie erwähnt, wer-

7. Zusammenfassung

den in den nächsten Jahren weitere Weltraummissionen die jovianische Elektronenquelle und dessen Variation detaillierter als bisher untersuchen und erforschen. Die Modulation der Jupiterelektronen wird daher auch in den nächsten Jahren noch ein aktuelles Forschungsthema bleiben.

In den Tests der beiden vorgeschlagenen Modelle für die Struktur der Sonnenwindgeschwindigkeit und der latitudinalen Diffusion wurde festgestellt, daß ein schrittweises Angleichen der Bedingungen jenseits des Streamer-Belt im Zeitraum des Anstieges der solaren Aktivität eine sehr gute Übereinstimmung mit dem von Ulysses gemessenen Intensitätsverlauf liefert. Das zweite getestete Modell, welches den Inklinationwinkel des Streamer-Belt schrittweise vergrößert, stellte sich im Vergleich mit dem ersten Modell als ungeeignet heraus. Eine erhöhte solare Aktivität macht sich demnach unmittelbar bei allen heliographischen Breiten bemerkbar und setzt sich nicht beginnend im Bereich des Streamer-Belt zu höheren Breiten fort. Die Länge des Zeitraums, in dem die Bedingungen des solaren Minimums in die des solaren Maximums übergehen, konnte zu ca. einem halben Jahr bestimmt werden und liegt zwischen 1996 und 1997. Im Jahr 2000 erreichte die Sonne die maximale Aktivitätsphase, weshalb ab diesem Zeitpunkt der simulierte Intensitätsverlauf die Meßdaten nicht mehr so gut wiedergeben konnte wie während des Anstieges der solaren Aktivität oder zuvor im solaren Minimum.

Dies ist allerdings auch zu erwarten, da das solare Maximum starken statistischen Schwankungen unterliegt, so daß eine genauere Modellierung erschwert wird. Zudem sind die hier vorgestellten und untersuchten Zeitabhängigkeiten in Bezug auf den 11-jährigen Aktivitätszyklus der Sonne sicherlich eine starke Vereinfachung des tatsächlichen Zustandes. Trotzdem gelingt mit diesen einfachen Modellen und Zeitabhängigkeiten schon eine sehr zufriedenstellende Erklärung der mit Ulysses gemachten Messungen der Elektronenintensität.

Eine Weiterentwicklung des verwendeten dreidimensionalen Modells wäre die Implementierung der Jupiterquelle als Quellterm in der Parker-Gleichung. Möglicherweise läßt sich die Variation der Quellenstärke und die Wechselwirkung mit den entscheidenden Transportmechanismen hierdurch realistischer simulieren als mit einer immer konstanten Quelle, die in das numerische Gitter implementiert ist. Zudem bietet sich in Zukunft vielleicht die Möglichkeit, durch einen fünfdimensionalen Code neben der Zeitabhängigkeit auch noch die Energieabhängigkeit zu berücksichtigen.

Die Ulysses-Mission wurde bis ins Jahr 2006 verlängert, so daß die Sonde den Zeitraum bis zum nächsten Minimum noch vermessen wird. Damit kann untersucht werden, ob die hier vorgestellten Modelle, die den Anstieg der solaren Aktivität beschreiben, auch den Abfall der solaren Aktivität ausreichend gut beschreiben können.

A. Der Diffusionstensor

In dieser Studie wird der Diffusionstensor verwendet, wie er von Ferreira [8] vorgeschlagen wurde. Der Koeffizient für die parallele Diffusion wird im folgenden explizit angegeben. Anschließend wird die Transformation des Diffusionstensors vom Koordinatensystem des Magnetfeldes in sphärische Polarkoordinaten vorgeführt.

A.1. Die parallele Diffusion

Die Diffusion in Richtung der Magnetfeldlinien wird bei Ferreira [8] wie folgt angesetzt:

$$\kappa_{||} = \kappa_0 \cdot \beta \cdot f_1(P, r) \quad , \quad (\text{A.1})$$

hierbei ist β das Verhältnis von Teilchengeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit und κ_0 ein Skalierungsfaktor:

$$\beta = \frac{v}{c} \quad , \quad \kappa_0 = 4.5 \cdot 10^{18} m^2 s^{-1} \quad . \quad (\text{A.2})$$

Die Funktion $f_1(P, r)$ hängt von der Steifigkeit P (engl. rigidity) und dem radialen Abstand r von der Sonne ab und setzt sich aus folgenden Termen zusammen:

$$f_1(P, r) = 0.2 \cdot g(P) \cdot c(r) \cdot h(P, r) \quad . \quad (\text{A.3})$$

Für die drei Funktionen $g(P)$, $c(r)$ und $h(P, r)$ gilt dabei:

$$\begin{aligned} h(P, r) &= 0.02 \left(\frac{P}{P_0} \right)^2 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1.7} + 0.02 \left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{2.2} + 0.2 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{1/3} \left(\frac{r}{r_0} \right) + 7 \cdot e(r) \\ c(r) &= \begin{cases} 1 & \text{für } r > r_c \\ m(r) & \text{für } r \leq r_c \end{cases} \\ g(P) &= \left(\frac{P_0}{P_s} \right)^{0.6} \quad , \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

wobei r_0 einen heliozentrischen Abstand von 1 AU und P_0 eine Steifigkeit von 1 GV bedeutet. Zudem soll für P_s gelten:

$$P_s = \begin{cases} P & \text{für } P < 1GV \\ 1GV & \text{für } P \geq 1GV \end{cases} \quad , \quad (\text{A.5})$$

A. Der Diffusionstensor

des weiteren gilt:

$$\begin{aligned}
m(r) &= \frac{r_0}{r_c} \cdot \xi \left(\frac{r}{r_0} \right)^\xi \\
\xi &= \left(\frac{r}{r_c} \right)^x \\
x &= \left(\frac{0.016}{P/P_0} \right)^{0.2} \\
r_c &= \frac{r_0}{0.1 + (P_s/P_0)^{1.4}} \\
e(r) &= \begin{cases} (10r_0/r)^k & \text{für } r > 10AU \\ 1 & \text{für } r \leq 10AU \end{cases} \\
k &= 0.000125 (r/r_0)^2 \quad .
\end{aligned} \tag{A.6}$$

Der Ausdruck $h(P, r)$ beeinflusst die Abhängigkeit von κ_{\parallel} von der Steifigkeit P . Für hohe Steifigkeiten gilt $\kappa_{\parallel} \propto P^2$. Diese Abhängigkeit sinkt bei niedrigeren Steifigkeiten bis auf $\kappa_{\parallel} \propto P^{1/3}$ ab. Für Steifigkeiten unter 200 GV und damit in dem hier interessierendem Energiebereich von einigen GV ist κ_{\parallel} dann näherungsweise konstant.

A.2. Die Transformation des Diffusionstensors

Im folgenden soll die Transformation des Diffusionstensors in sphärische Polarkoordinaten durchgeführt werden. Dies ist nötig, da die Heliosphäre in der numerischen Simulation als sphärisch angenommen wird und der Tensor im Koordinatensystem des Magnetfeldes definiert wurde (siehe Kapitel 4):

$$\hat{\kappa} = \begin{pmatrix} \kappa_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_{\perp r} & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{\perp \Theta} \end{pmatrix} \tag{A.7}$$

Die Transformationsmatrix für sphärische Polarkoordinaten lautet:

$$\hat{U} = \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ -\sin \psi & \cos \psi & 0 \end{pmatrix} \tag{A.8}$$

wobei ψ den Winkel zwischen den magnetischen Feldlinien und der radialen Richtung bezeichnet. Dieser Winkel hängt von der Sonnenwindgeschwindigkeit v und der mittleren Rotationsperiode ω der Sonne ab und ist durch

$$\psi = \arctan \left(\frac{\omega}{v} (r - r_0) \sin \theta \right) \quad \text{mit} \quad \omega = 2.9 \cdot 10^{-6} s^{-1} \tag{A.9}$$

definiert. Mit Hilfe der Abbildung A.1 läßt sich die Transformation anschaulich verstehen. Die latitudinale Richtung zeigt dabei aus der Zeichenebene heraus. Die Transformation erfordert nun zwei Drehungen. Zunächst wird der gesamte Tensor um 90° zu

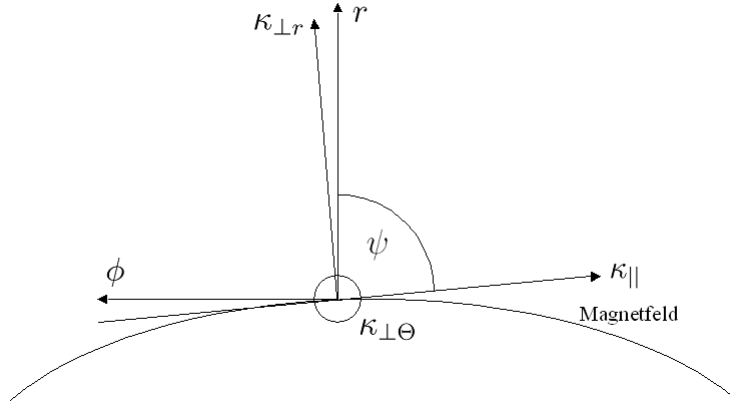


Abbildung A.1.: Die Diffusionsrichtungen relativ zum heliosphärischen Magnetfeld.

den Feldlinien (also um die $\kappa_{||}$ -Achse) gedreht, und zwar so, daß danach die $\kappa_{\perp\theta}$ -Achse die ehemalige $\kappa_{\perp r}$ -Achse ersetzt. Dies entspricht einer Drehung um 90° in mathematisch negativer Richtung. Als nächstes wird die $\kappa_{||}$ -Achse um den Winkel ψ gedreht, so daß sie nach der Drehung mit der radialen Richtung übereinstimmt. Die beiden Drehungen ergeben zusammen die Rotationsmatrix A.8. Angewandt auf den Diffusionstensor ergibt sich nun:

$$\hat{\kappa}_{polar} = \hat{U} \hat{\kappa} \hat{U}^T = \begin{pmatrix} \kappa_{rr} & \kappa_{r\theta} & \kappa_{r\phi} \\ \kappa_{\theta r} & \kappa_{\theta\theta} & \kappa_{\theta\phi} \\ \kappa_{\phi r} & \kappa_{\phi\theta} & \kappa_{\phi\phi} \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

$$\hat{\kappa}_{polar} = \begin{pmatrix} \kappa_{||} \cos^2 \psi + \kappa_{\perp r} \sin^2 \psi & 0 & (\kappa_{\perp r} - \kappa_{||}) \cos \psi \sin \psi \\ 0 & \kappa_{\perp\theta} & 0 \\ (\kappa_{\perp r} - \kappa_{||}) \cos \psi \sin \psi & 0 & \kappa_{\perp r} \cos^2 \psi + \kappa_{||} \sin^2 \psi \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

Dies ist der Diffusionstensor in sphärischen Polarkoordinaten.

A. Der Diffusionstensor

B. Magnetfelder in einem bewegtem Plasma

Durch die Eigenschaft des eingefrorenen Magnetfeldes in einem Plasma wird das solare Magnetfeld durch den Sonnenwind in den interplanetaren Raum getragen, was zur Bildung des heliosphärischen Magnetfeldes führt. Aus diesem Grund soll der Effekt eines eingefrorenen Magnetfeldes hier näher erläutert werden.

B.1. Das Ohmsche Gesetz

Der Zusammenhang zwischen der Stromdichte \vec{j} in einem Plasma und dem elektrischen Feld \vec{E} wird Ohmsches Gesetz genannt:

$$\vec{j} = \lambda \cdot \vec{E} \quad . \quad (\text{B.1})$$

Die Proportionalitätskonstante λ wird als elektrische Leitfähigkeit bezeichnet. In magneto-hydrodynamischer Näherung soll das Ohmsche Gesetz im lokalen Ruhesystem des Plasmas immer in der Form B.1 gelten.

Betrachtet werde nun ein Plasma, welches sich in einem Bezugssystem K bewegt. Das Ruhesystem des Plasmas sei K' genannt. Im Ruhesystem des Plasmas gilt nach Voraussetzung

$$\vec{j}' = \lambda \cdot \vec{E}' \quad . \quad (\text{B.2})$$

λ ist eine Materialkonstante und hängt nicht vom Bezugssystem ab. Für einen Beobachter, der sich im System K befindet, in dem sich das Plasma relativ zu ihm bewegt, transformieren sich das elektrische und magnetische Feld wie folgt:

$$\vec{E}' = \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{B.3})$$

$$\vec{B}' = \vec{B} - \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{E} \quad . \quad (\text{B.4})$$

Im folgenden seien nur nichtrelativistische Geschwindigkeiten und ein sehr gut leitendes Plasma betrachtet, weshalb gilt:

$$\frac{|\vec{E}|}{|\vec{B}|} \ll 1 \quad \text{und} \quad \frac{v}{c} \ll 1 \quad . \quad (\text{B.5})$$

B. Magnetfelder in einem bewegtem Plasma

Dies bedeutet, dass sich elektrische Felder sehr schnell wieder auflösen bzw. gar nicht erst entstehen, da durch die gute Leitfähigkeit im Plasma Ladungsunterschiede sofort wieder ausgeglichen werden. Für den letzten Term in B.4 erhält man dann

$$\frac{1}{c} |\vec{v} \times \vec{E}| \approx \frac{v \cdot E}{c} = \frac{v E}{c B} B \ll B \quad . \quad (\text{B.6})$$

Die Transformation für den Fall eines Plasmas mit sehr guter Leitfähigkeit reduziert sich nun zu

$$\vec{E}' = \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{B.7})$$

$$\vec{B}' = \vec{B} \quad . \quad (\text{B.8})$$

Für den Beobachter im Bezugssystem K ergibt das Ohmsche Gesetz demnach

$$\vec{j}' = \lambda \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad , \quad (\text{B.9})$$

zudem gilt nach den Maxwellgleichungen

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} = \nabla' \times \vec{B}' = \frac{4\pi}{c} \vec{j}' \quad , \quad \text{also} \quad \vec{j} = \vec{j}' \quad . \quad (\text{B.10})$$

B.2. Der magnetische Fluß und eingefrorene Feldlinien

In einem magnetisierten Plasma soll der magnetische Fluß durch eine Fläche f bestimmt werden, die durch eine geschlossene Kurve C begrenzt wird. Der Fläche f wird dabei ein Flächenelement $d\vec{f}$ zugeordnet, welches senkrecht auf f steht. Der geschlossenen Kurve C sei ein Linienelement $d\vec{l}$ zugeordnet, welches so gerichtet ist, dass es mit dem Flächenelement $d\vec{f}$ ein Rechtssystem bilden soll. Der magnetische Fluß wird dann definiert durch

$$\phi = \int_f \vec{B} \cdot d\vec{f} \quad . \quad (\text{B.11})$$

Die Kurve C möge sich nun während eines Zeitintervalls dt um die Strecke $v \cdot dt$ fortbewegen (Abb. B.1.). Der Index 1 bezeichne dabei den Startpunkt und der Index 2 den Endpunkt. Die beiden Flächen f_1 und f_2 sind zwar hier nicht eindeutig festgelegt, doch aus dem Gaußschen Satz und $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ folgt, dass der Fluß unabhängig von der gewählten Fläche ist. Es ist

$$\phi_i = \int_{f_i} \vec{B} \cdot d\vec{f}_i \quad . \quad (\text{B.12})$$

B.2. Der magnetische Fluß und eingefrorene Feldlinien

Bestimmt werden soll die Flußänderung $d\phi = \phi_2 - \phi_1$ während des Zeitintervalls dt . Es gibt nun zwei Effekte, die eine Änderung des magnetischen Flusses hervorrufen können. Zum einen kann das Magnetfeld eine Zeitabhängigkeit besitzen, wodurch sich der magnetische Fluß ändert. Dies gibt den Beitrag

$$dt \int_{f_1} \dot{\vec{B}} \cdot d\vec{f}_1 \quad . \quad (\text{B.13})$$

Man könnte hier auch über die Fläche f_2 integrieren, der Unterschied wäre dann in zweiter Ordnung von dt . Zum anderen können durch die Mantelfläche M (Abb. B.1.) zusätzliche Feldlinien treten, was zu dem Beitrag

$$\int_M \vec{B} \cdot d\vec{f}_M \quad (\text{B.14})$$

führt. Das Flächenelement $d\vec{f}_M$ ist dabei definiert durch

$$d\vec{f}_M = \vec{v} \times d\vec{l}_1 \cdot dt \quad . \quad (\text{B.15})$$

Für die Flußänderung während des Zeitintervalls dt erhält man also

$$d\phi = \phi_2 - \phi_1 = dt \int_{f_1} \dot{\vec{B}} \cdot d\vec{f}_1 + \int_M \vec{B} \cdot d\vec{f}_M \quad . \quad (\text{B.16})$$

Setzt man das Flächenelement $d\vec{f}_M$ ein, ergibt sich

$$d\phi = dt \int_{f_1} \dot{\vec{B}} \cdot d\vec{f}_1 + dt \int_{C_1} \vec{B} \cdot \vec{v} \times d\vec{l}_1 \quad (\text{B.17})$$

Das letzte Integral kann folgendermaßen umgeformt werden

$$\int_{C_1} \vec{B} \cdot \vec{v} \times d\vec{l}_1 = - \int_{C_1} \vec{v} \times \vec{B} \cdot d\vec{l}_1 = - \int_{f_1} \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot d\vec{f}_1 \quad , \quad (\text{B.18})$$

wobei im letzten Schritt der Integralsatz von Stokes benutzt wurde. Der Ausdruck B.17 lässt sich also schreiben als

$$d\phi = dt \int_{f_1} \left(\dot{\vec{B}} - \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) \right) \cdot d\vec{f}_1 \quad . \quad (\text{B.19})$$

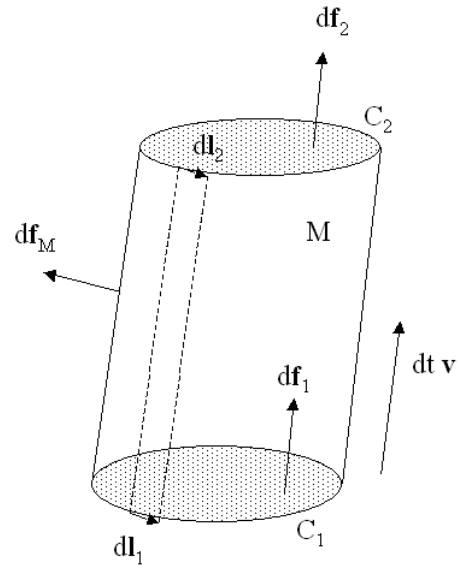


Abbildung B.1.: Die Linie C , welche die Fläche f einschließt, bewegt sich um die Strecke $v \cdot dt$ fort und erzeugt dabei eine Mantelfläche M .

B. Magnetfelder in einem bewegtem Plasma

Setz man hier nun

$$\dot{\vec{B}} = -c \nabla \times \vec{E} \quad (\text{B.20})$$

und die folgende Form des Ohmschen Gesetzes ein,

$$-\nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) = -c \nabla \times \frac{1}{\lambda} \vec{j} + c \nabla \times \vec{E} \quad , \quad (\text{B.21})$$

ergibt sich schließlich

$$\frac{d\phi}{dt} = -c \int_{f_1} (\nabla \times \frac{1}{\lambda} \vec{j}) \cdot d\vec{f}_1 = -c \int_{C_1} \frac{1}{\lambda} \vec{j} \cdot d\vec{l}_1 \quad . \quad (\text{B.22})$$

Im letzten Schritt wurde wieder der Integralsatz von Stokes verwendet. Die letzte Gleichung sagt nun Folgendes aus: Die zeitliche Änderung des magnetischen Flusses ist umgekehrt proportional zur Leitfähigkeit λ des Plasmas. Es folgt demnach für

$$\lambda \rightarrow \infty \quad \Rightarrow \quad \frac{d\phi}{dt} \rightarrow 0 \quad \Rightarrow \quad \phi = \text{const.} \quad . \quad (\text{B.23})$$

Bei unendlicher Leitfähigkeit tritt also keine Änderung des magnetischen Flusses mehr auf. Da der magnetische Fluß konstant ist, folgt das magnetische Feld der Bewegung des Plasmas, als wären die Feldlinien in das Plasma eingefroren. Beim Sonnenwind handelt es sich um ein nahezu vollionisiertes Plasma, weshalb die Näherung $\lambda \rightarrow \infty$ hier gerechtfertigt ist.

Betrachtet man das Verhältnis der Energiedichten von Magnetfeld und Strömungsfeld, läßt sich der Effekt eines eingefrorenen Magnetfeldes ebenfalls verstehen. Der Plasma-parameter β ist wie folgt definiert:

$$\beta = \frac{B^2 c^2 \epsilon_0 / 2}{\rho v^2 / 2} = \frac{\text{Energiedichte des Magnetfeldes}}{\text{Strömungsenergiedichte}} \quad , \quad (\text{B.24})$$

wobei ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, ρ die Teilchendichte und v die Strömungsgeschwindigkeit ist. Ist nun die Energiedichte des Strömungsfeldes viel größer als die des Magnetfeldes ($\beta \ll 1$), so folgen die Feldlinien der Bewegung des Plasmas. Das Magnetfeld ist eingefroren. Auch der umgekehrte Fall ist möglich. Wenn die Energiedichte des Magnetfeldes groß gegen die des Geschwindigkeitsfeldes ist ($\beta \gg 1$), so dominiert das Magnetfeld durch die Lorentzkraft die Bewegung des Plasmas. Dies führt dazu, dass die geladenen Teilchen um die Magnetfeldlinien gyrieren. In beiden Fällen bleiben dabei Plasma und Magnetfeld aneinander gekoppelt.

Die hier vorgestellten Argumentationen stammen aus dem Lehrbuch *Elementare Plasmaphysik* von Kippenhahn und Möllenhoff [17].

Literaturverzeichnis

- [1] A. Balogh and E.J. Smith R.G. Marsden. *The Heliosphere near Solar Minimum - The Ulysses perspective*. Springer-Verlag, 2001.
- [2] L. Biermann. Kometenschweife und solare korpuskularstrahlung. *Astrophysics*, 29:274, 1987.
- [3] J.G. Blom and J.G. Verwer. A vectorizable adaptive grid solver for pdes in 3d, part 1: Algorithmic aspects and applications. *Applied Numerical Mathematics*, 19:129, 1994.
- [4] J.G. Blom and J.G. Verwer. A vectorizable adaptive grid solver for pdes in 3d, part 2: Code description. *ACM Transactions on Mathematical Software*, 22:329, 1996.
- [5] S. Chandrasekhar. Stochastic problems in physics and astronomy. *Reviews of Modern Physics*, 15:1, 1943.
- [6] J.H. Eraker. Origins of the low-energy relativistic interplanetary electrons. *The Astrophysical Journal*, 257:862, 1982.
- [7] P. Ferrando, A. Raviart, L.J. Haasbroek, M.S. Potgieter, W. Droege, B. Heber, H. Kunow, R. Mueller-Mellin, H. Sierks, G. Wibberenz, and C. Paizis. Latitude variations of 7mev and >300mev cosmic ray electron fluxes in the heliosphere: Ulysses cospin/ket results and implications. *Astronomy and Astrophysics*, 316:528, 1997.
- [8] S.E.S. Ferreira. *The heliospheric transport of galactic cosmic rays and jovian electrons*. PhD Thesis, 2002.
- [9] H. Fichtner and H.J. Fahr. Plasma expansion from diverging magnetic field configurations: The plasma-magnetic field interaction. *Planetary Space Science*, 37:987, 1989.
- [10] H. Fichtner, M.S. Potgieter, S.E.S.Ferreira, B. Heber, and A. Burger. Time-dependent 3-d modelling of the heliospheric propagation of few mev electrons. *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference(Hamburg)*, 2001.
- [11] L.A. Fisk. Motion of the footpoints of heliospheric magnetic field lines at the sun: Implications for recurrent energetic particle events at high heliographic latitudes. *Journal of Geophysical Research*, 101:15547, 1996.

- [12] P.C. Frisch. Characteristics of nearby interstellar matter. *Space Science Reviews*, 72:499, 1995.
- [13] P.R. Gazis. Solar cycle variation in the heliosphere. *Reviews of Geophysics*, 34:379, 1996.
- [14] B. Heber, M.S. Potgieter, L.J. Haasbroek, and P. Ferrando. The modelling of the latitude dependence of cosmic ray protons and electrons in the inner heliosphere. *Advances in Space Research*, 19:917, 1997.
- [15] V.K. Henize, M.S. Potgieter, and S.E.S.Ferreira. Modeling a few-mev jovian and galactic electron spectra in the inner heliosphere. *28th International Cosmic Ray Conference*, page 3819, 2003.
- [16] J.R. Jokipii. Cosmic-ray propagation. i. charged particles in a random magnetic field. *Astrophysical Journal*, 146:480, 1966.
- [17] R. Kippenhahn and C. Möllenhoff. *Elementare Plasmaphysik*. 1. B.I.-Wissenschaftsverlag, 1975.
- [18] R. Kissmann. *Modellierung des zeitabhängigen Transports energetischer Elektronen in der Heliosphäre*. Diplom-Arbeit, Ruhr-Universität-Bochum, 2002.
- [19] S.M. Krimigis, R.B. Decker and M.E. Hill, T.P. Armstrong, G. Gloeckler and D.C. Hamilton, L.J. Lanzerotti, and E.C. Roelof. Voyager 1 exited the solar wind at a distance of 85 au from the sun. *Nature*, 426:45, 2003.
- [20] N. Krupp, J. Woch, A. Lagg, S.A. Espinosa, S. Livi, S.M. Krimigis, D.G. Mitchell, D.J. Williams, A.F. Cheng, B.H. Mauk, R.W. McEntire, T.P. Armstrong, D.C. Hamilton, G. Gloeckler, J. Dandouras, and L.J. Lanzerotti. Leakage of energetic particles from jupiters dusk magnetosphere. *Journal of Geophysical Research* 29, 15:1736, 2002.
- [21] N. Krupp, J. Woch, A. Lagg, S. Livi, D.G. Mitchell, S.M. Krimigis and M.K. Dougherty, P.G. Hanlon, T.P. Armstrong, and S.A. Espinosa. Energetic particle observations in the vicinity of jupiter. *Journal of Geophysical Research*, 109, 2004.
- [22] F.B. McDonald, L.F. Burlaga, N.F. Ness, E.C. Stone, M.H. Acuna, R.P. Lepping, and J.E.P. Connerney. Search for the heliosheath with voyager 1 magnetic field measurements. *Geophysical Research letters*, 30:2072, 2003.
- [23] F.B. McDonald and T.L. Cline and G.M. Simnett. Multifarious temporal variations of low-energy relativistic cosmic ray electrons. *Journal of Geophysical Research*, 77:2213, 1972.
- [24] A. Morioka, F. Tsuchiya, and H. Misawa. Jovian electron modulations by the solar wind interaction with the magnetosphere. *Earth Planets Space*, 51:987, 1999.

- [25] E. Parker. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. *Astrophysical Journal*, 128:664, 1958.
- [26] E. Parker. The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planetary and Space Science*, 13:9, 1965.
- [27] G. Prölss. *Physik des erdnahen Weltraums*. Springer-Verlag, 2001.
- [28] K. Scherer, H. Fichtner, and E. Marsch. *The Outer Heliosphere: Beyond the Planets*. Copernicus Gesellschaft e.V., 2000.
- [29] R. Schlickeiser. *Cosmic ray astrophysics*. 1. Springer Verlag, 2002.
- [30] A. Shalchi, J.W. Bieber, and W.H. Matthaeus. Analytic forms of the perpendicular diffusion coefficient in magnetostatic turbulence. *Astrophysical Journal*, 604:657, 2004.
- [31] G.M. Webb and L.J. Gleeson. On the equation of transport for cosmic-ray particles in the interplanetary region. *Astrophysics and Space Science*, 60:335, 1979.
- [32] O.R. White and G. de Toma. Solar cycle 23 : An anomalous cycle? *Astrophysical Journal*, 609:1140, 2004.

Danksagung

Im Zusammenhang mit der Entstehung dieser Arbeit möchte ich mich bei folgenden Personen besonders bedanken:

- Professor Reinhard Schlickeiser, durch dessen Vorlesungen ich erst begann, mich für Theoretische Astrophysik zu interessieren.
- PD Dr. Horst Fichtner, für die sehr gute und produktive Zusammenarbeit.
- PD Dr. Bernd Heber, für die Bereitstellung der Ulysses-Daten.
- Dipl.-Phys. Ralf Kissmann, für die vielen Hilfreichen Tips zu IDL, Fortran, VLUGR-3 und für das Korrekturlesen.
- Dr. Udo Arendt und Bernd Neubacher für die Rechnerbetreuung.
- Unserem kleinen philosophischen Treff mit Ralf, Christian und Sascha für neue Denkanstöße in geselliger Runde.
- Meiner Mutter Brigitte, die mir dieses Studium erst ermöglicht hat und mich in allem immer unterstützt hat.

Dennie Lange

Institut für Theoretische Physik IV
Weltraum- und Astrophysik
Ruhr-Universität Bochum

Bochum, Dezember 2004