

2 Die Ionosphäre und Plasmasphäre der Erde

Das folgende Kapitel dient der Einführung in das Untersuchungsgebiet dieser Arbeit. Es soll einige grundlegende Kenntnisse und Begriffe zur Ionosphäre und Plasmasphäre vermitteln, die für ein gutes Verständnis der Thematik erforderlich sind. Für umfassendere und tiefergehende Betrachtungen sei auf die einschlägige Fachliteratur, wie z.B. *Ratcliffe* (1972), *Hargreaves* (1992), *Davies* (1990), *Kelley* (1989), *Lemaire und Gringauz* (1998) oder *Ganguli et al.* (2000) verwiesen.

2.1 Einordnung innerhalb der Erdatmosphäre

In der Nähe der Erdoberfläche ist die Atmosphäre ein relativ dichtes Gas, welches zu großen Teilen aus molekularem Stickstoff und Sauerstoff und zu kleineren Teilen aus Kohlendioxid, Wasserdampf und verschiedenen Spurengasen besteht. Mit zunehmender Höhe vermindert sich die Dichte der Atmosphäre stark. In einer Höhe von 50 km hat man bereits 99,9% der Gesamtmasse der Atmosphäre unter sich, oberhalb von 100 km befindet sich nur etwa ein Millionstel der gesamten Atmosphärenmasse.

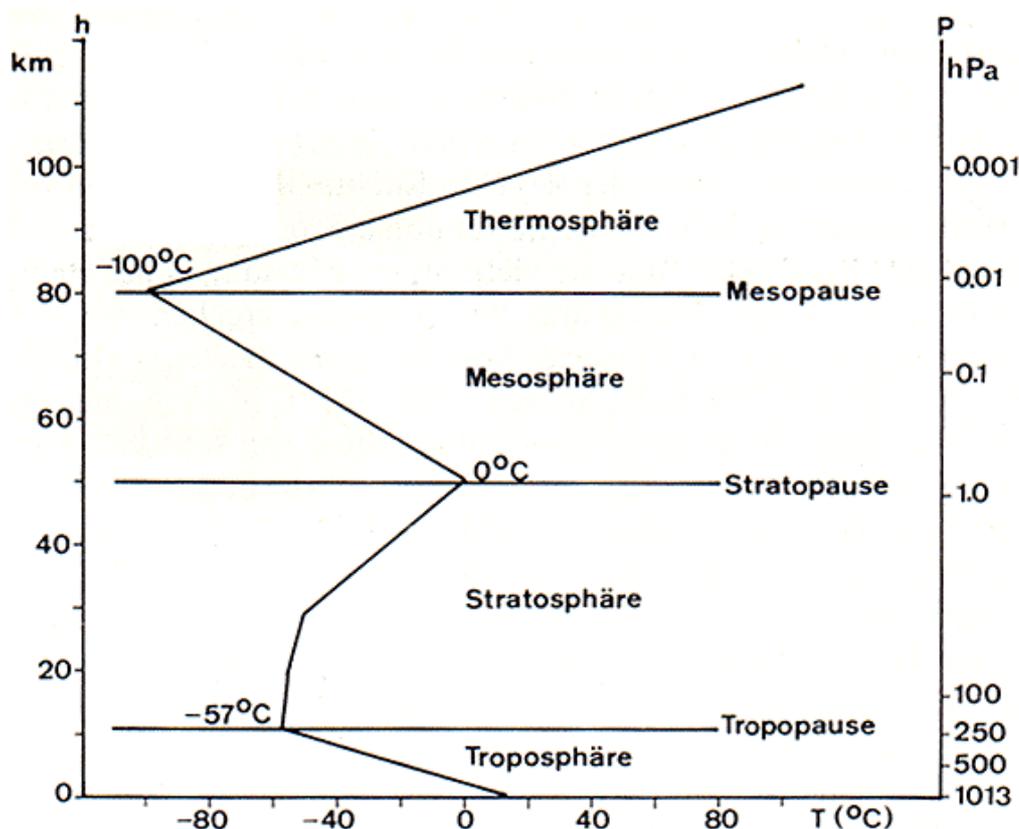


Abb. 2.1: Vertikaler Temperaturverlauf der Atmosphäre (nach Malberg, 1994).

Aufgrund der Gravitationskraft der Erde weisen verschiedene atmosphärische Zustandsgrößen starke radiale Abhängigkeiten auf, welche sich in einer sphärischen Schichtung der Erdatmosphäre äußern. Betrachtet man nun den vertikalen Aufbau der Atmosphäre unter bestimmten Kriterien, so lässt sich diese sphärische Schichtung leicht feststellen. Das wohl bekannteste dieser Kriterien ist die Temperatur, welche die Troposphäre, Stratosphäre, Mesosphäre und Thermosphäre definiert (siehe Abb. 2.1). Jede dieser Schichten ist entweder durch kontinuierliche Temperaturzunahme oder -abnahme

mit der Höhe gekennzeichnet. Den Übergangsbereich an der Grenze zweier Sphären bezeichnet man als Pause. So bildet z.B. die Tropopause die Grenze zwischen Troposphäre und Stratosphäre.

Ein weiteres Kriterium stellt die chemische Zusammensetzung der Luft dar. Aufgrund turbulenter Durchmischung liegen die atmosphärischen Gase – mit Ausnahme des Wasserdampfs – bis in eine Höhe von etwa 120 km über dem Erdboden in einem konstanten Mischungsverhältnis zueinander vor. In größeren Höhen verliert die Turbulenz rasch an Bedeutung und Diffusions- und Dissoziationsprozesse dominieren die Zusammensetzung der Luft, so dass es zu einer Entmischung der Gase kommt. So konzentrieren sich die schwereren Gase wie z.B. Stickstoff und Sauerstoff in geringerer Höhe, während leichtere Gase wie z.B. Helium und Wasserstoff in größere Höhen aufsteigen. Folglich verschiebt sich das Mischungsverhältnis mit zunehmender Höhe allmählich zu Gunsten der leichteren Gase. Die Schicht bis 120 km wird wegen ihrer homogenen Zusammensetzung als Homosphäre und wegen der dort dominierenden Turbulenz auch als Turbosphäre bezeichnet, während die Schicht oberhalb von 120 km Heterosphäre bzw. Diffusosphäre genannt wird.

Betrachtet man die Atmosphäre unter dem Aspekt ihrer elektromagnetischen Wirkung, so gelangt man zu einer Unterteilung in eine neutrale und eine ionisierte Schicht. Der Teil der oberen Atmosphäre, welcher aufgrund seiner Ionisation die Ausbreitung von Radiowellen spürbar beeinflusst, wird als Ionosphäre definiert. Sie erstreckt sich von etwa 60 bis 1000 km oberhalb der Erdoberfläche, wobei die höchste Konzentration von Ionen und freien Elektronen in einem Bereich von etwa 200 bis 400 km anzutreffen ist.

Die Ionisation, d.h. das Herauslösen von Elektronen aus neutralen Molekülen und Atomen, wird im Wesentlichen durch die EUV- und Röntgenstrahlung der Sonne hervorgerufen. Von untergeordneter Bedeutung ist die Ionisation durch energiereiche Partikel des Sonnenwindes und der kosmischen Strahlung. Aufgrund der geringen Luftdichte im Höhenbereich der Ionosphäre kommt es nach der Ionisation nicht zwangsläufig sofort zu einer Rekombination der geladenen Teilchen, woraus eine ständige Präsenz von Ionen und freien Elektronen resultiert. Die Konzentration frei beweglicher Ladungsträger in der Ionosphäre resultiert also aus einem Gleichgewicht zwischen Ionisations- und Rekombinationsprozessen, wobei die Intensität der ionisierenden Strahlung und die Dichte des Gases von besonderer Bedeutung sind. Neben den fotochemischen Prozessen der Ionisation und Rekombination spielen allerdings auch Transportprozesse aufgrund neutraler Winde oder elektromagnetischer Felder eine bedeutende Rolle für die Größe lokaler Elektronenkonzentrationen.

Die mit Abstand häufigsten ionosphärischen Ladungsträger sind Elektronen und einfach positiv geladene Ionen. Dabei befinden sich innerhalb eines bestimmten Volumens des ionosphärischen Gases jeweils die gleiche Anzahl von positiven und negativen Ladungen, so dass das Medium als ganzes elektrisch neutral ist. Obwohl die Elektronenkonzentration im Bereich der maximalen Elektronendichte nur etwa 0,1% der Neutralgaskonzentration ausmacht, hat das Vorhandensein freier Ladungsträger doch einen tiefen Einfluss auf die Eigenschaften und das Verhalten des Gases. Neben der bereits erwähnten Beeinflussung von Radiowellen besitzt die Ionosphäre die Eigenschaft der elektrischen Leitfähigkeit und kann Träger starker elektrischer Ströme sein. Eine Reihe von Wechselwirkungen, Instabilitäten und Wellenphänomenen, die im Bereich der neutralen Atmosphäre nicht auftreten, resultieren aus der Anwesenheit der Ladungsträger.

Oberhalb der Schicht maximaler Elektronendichte beginnt die sogenannte Topside-Ionosphäre. Während die Elektronendichte in diesem Bereich mit zunehmender Höhe immer geringer wird, steigt der Ionisationsgrad des immer dünner werdenden Gases an, da die Dichte des neutralen Anteils schneller mit der Höhe abnimmt als die der Elektronen bzw. Ionen. Der relative Anteil des vorhandenen Plasmas an der vorliegenden Gaskonzen-

tration steigt also im Bereich der Topside-Ionosphäre mit zunehmender Höhe stetig an. Folglich geht die Topside-Ionosphäre fließend in die Plasmasphäre über, in der schließlich eine nahezu vollständige Ionisation des vorliegenden Gases erreicht wird. Durch die bereits erwähnte Entmischung der Luft wird mit zunehmender Höhe der Anteil der Wasserstoffionen an der Gesamtionenzahl immer größer. Aus diesem Grund wird die Plasmasphäre auch Protonosphäre genannt. Als Grenze zwischen Ionosphäre und Plasmasphäre kann die sogenannte Übergangshöhe (englisch Transition Height) betrachtet werden. Sie gibt die Höhe an, in der O^+ - und H^+ -Ionen in gleichen Konzentrationen vorliegen und ist typischerweise in einer Höhe von 1000 km anzutreffen. Die Plasmasphäre endet an der Plasmopause, welche im Wesentlichen dem Verlauf der geomagnetischen Feldlinien folgt. Die Plasmopause stellt dabei die Grenze zwischen den die Erde umschließenden und den zum interplanetaren Raum geöffneten Feldlinien des Erdmagnetfeldes dar. Die Plasmadichte innerhalb der Plasmasphäre ist deutlich höher als außerhalb, da die geöffneten Feldlinien jenseits der Plasmopause den Verlust des Plasmas in den interplanetaren Raum ermöglichen. Die Plasmopause befindet sich innerhalb der äquatorialen Ebene in einer Höhe von etwa 3 bis zu 6 Erdradien, wobei die größeren Werte bei magnetisch ruhigen und die kleineren Werte bei magnetisch gestörten Bedingungen auftreten.

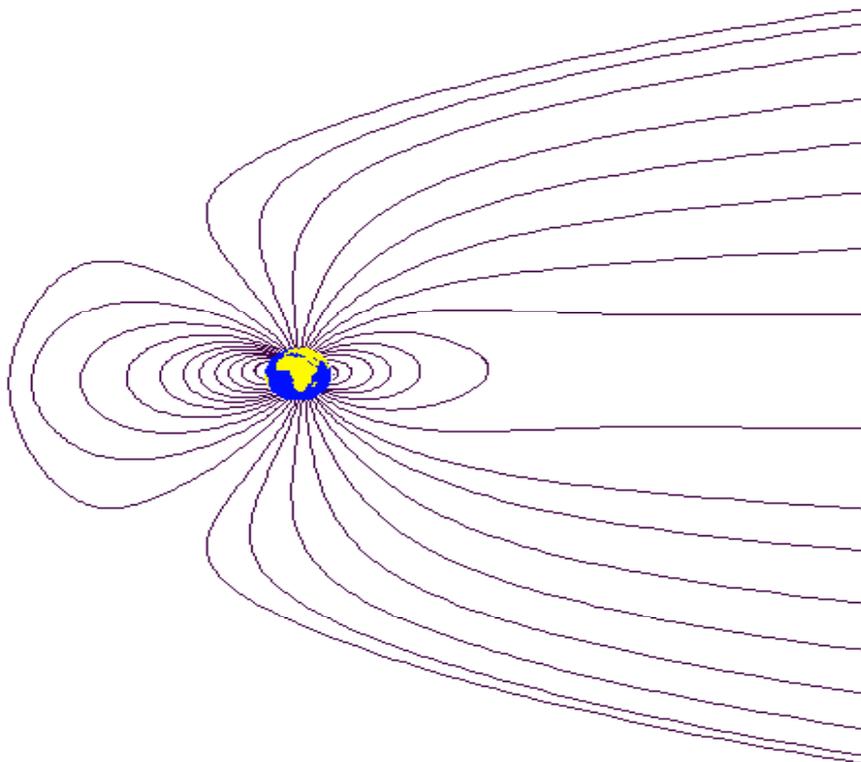


Abb. 2.2: Schematische Feldliniendarstellung der Erdmagnetosphäre.

Der Einfluss des Erdmagnetfeldes auf das Verhalten des atmosphärischen Gases führt zur Definition der Magnetosphäre. Während das Magnetfeld im Bereich der neutralen Atmosphäre keinerlei Wirkung zeigt, sind seine Effekte im ionisierten Teil beträchtlich. Auf geladene Teilchen, die sich nicht parallel zum Magnetfeld bewegen, wirkt die Lorentzkraft. Daher beeinflusst das Erdmagnetfeld die Bewegung von Ionen und Elektronen und hat Auswirkungen auf ionosphärische elektrische Ströme und die Drift des Plasmas. Die Bedeutung des Magnetfeldes wächst mit der Höhe, da die Dichte der Atmosphäre immer geringer wird und der Ionisationsgrad bis zur vollständigen Ionisation zunimmt. Bis zu einer Höhe von etwa 70 km ist die Ionisation der Atmosphäre so gering und die Dichte des Neutralgases so hoch, dass der ionisierte Anteil im Wesentlichen den

Bewegungen des Neutralgases folgt. Der Einfluss des Magnetfeldes ist hier verschwindend gering. In einem darüber befindlichen Bereich (etwa 70-130 km Höhe) beeinflusst das Magnetfeld bereits die Bewegung der Elektronen, während die Ionen noch weitgehend dem Neutralgas folgen. Daher kommt es in diesem auch als Dynamoschicht bezeichneten Bereich zur Ladungstrennung und folglich zur Entstehung elektrischer Ströme und Felder. Die in der Dynamoschicht zu beobachtende Ladungstrennung beruht auf der Tatsache, dass Elektronen aufgrund ihrer deutlich geringeren Masse von der Lorentzkraft erheblich stärker beeinflusst werden als Ionen. Mit zunehmender Höhe wird auch die Bewegung der Ionen zunehmend durch das Magnetfeld bestimmt. Die Magnetosphäre bezeichnet schließlich den Bereich der Atmosphäre, welcher durch einen signifikanten Einfluss des Erdmagnetfeldes gekennzeichnet ist. Während der Übergang zwischen Ionosphäre und Magnetosphäre fließend ist, existiert eine signifikante Grenze zwischen der Magnetosphäre und dem Sonnenwind bzw. dem interplanetaren Raum, die als Magnetopause bezeichnet wird. Sie stellt gleichzeitig die äußerste Grenze der Erdatmosphäre dar, jenseits derer die Erde keine Möglichkeiten mehr besitzt, einen Partikel an sich zu binden. Die Magnetopause befindet sich auf der sonnenzugewandten Seite der Erde in einer Höhe von etwa zehn Erdradien, während die Magnetosphäre in sonnenabgewandter Richtung durch den Sonnenwind zu einem langen Schweif deformiert wird (siehe Abb. 2.2).

2.2 Der Aufbau der Ionosphäre

Die wohl bedeutendste Größe zur Beschreibung der Ionosphäre stellt die Elektronendichte N_e dar, was auch anhand der Ionosphärendefinition deutlich wird. In Tab. 2.1 werden typische Werte der Elektronendichte für die verschiedenen Bereiche der Ionosphäre angegeben. Da nahezu alle Ionen der Ionosphäre einfach positiv geladen sind, entspricht die Ionendichte weitgehend der Elektronendichte. Diese unterliegt hohen räumlichen sowie zeitlichen Schwankungen. Wegen des schichtförmigen Aufbaus der Ionosphäre (Abb. 2.3) weist die Elektronendichte in vertikaler Richtung höhere Gradienten auf als in horizontaler Richtung. Dieser schichtförmige Aufbau ist das Ergebnis der stark höhenabhängigen Dichte und Zusammensetzung der Luft sowie der Tatsache, dass zur Ionisation der verschiedenen Gase unterschiedliche Energien bzw. Wellenlängen benötigt werden. So wird die Strahlung je nach Wellenlänge in unterschiedlichen Höhen absorbiert und führt dort zur Ionisation. Wie bereits erwähnt wurde, ist die sich lokal einstellende Elektronendichte das Ergebnis eines empfindlichen Gleichgewichts zwischen der fotochemischen Bildung bzw. dem Antransport von Ionen und Elektronen und der Rekombination bzw. dem möglichen Abtransport dieser Ladungsträger. Innerhalb der ionosphärischen Schichten bildet sich jeweils ein Bereich maximaler Elektronendichte heraus. In groben Zügen und unter Vernachlässigung möglicher Transportprozesse lässt sich dies folgendermaßen erklären: Am oberen Rand einer bestimmten ionosphärischen Schicht ist zwar die Strahlungsintensität im jeweils ionisierenden Wellenlängenbereich am intensivsten, jedoch erreicht die Elektronendichte dort noch nicht ihr Maximum, da aufgrund der vergleichsweise geringen Gasdichte auch die Ionisationsrate gering ist. Mit abnehmender Höhe steigen bei zunehmender Dichte zunächst die Ionisationsrate und die Elektronendichte an, bis ein Punkt erreicht wird, an dem die Rekombination aufgrund der gestiegenen Dichte so groß und die ionisierende Strahlung bereits so stark geschwächt ist, dass die Elektronendichte wieder geringer wird.

Das Maximum der Elektronendichte ist üblicherweise im Bereich der F-Schicht anzutreffen, welche in einer Höhe von etwa 130-200 km beginnt und in etwa 400 km Höhe endet. Unter der Einwirkung solarer EUV-Strahlung spaltet sich die F-Schicht am Tage in die F₁- und die F₂-Schicht auf, in der im Allgemeinen das Maximum der ionosphärischen

Elektronendichte auftritt. Die Elektronendichte des F₂-Maximums wird im Allgemeinen mit $N_m F_2$ und die zugehörige Höhe mit $h_m F_2$ bezeichnet. Unterhalb der F-Schicht befindet sich in einer Höhe von etwa 90-130 km die E-Schicht, deren Ionisation hauptsächlich durch weiche Röntgenstrahlung hervorgerufen wird. In diesem Bereich tritt relativ häufig eine bemerkenswerte Anomalie auf, die als sporadische E-Schicht bekannt ist. Dabei handelt es sich um eine sehr dünne Schicht, die deutlich höhere Elektronendichten aufweist, als sie normalerweise im Bereich der E-Schicht anzutreffen sind. Unterhalb der E-Schicht existiert am Tage die D-Schicht, deren Ionisation hauptsächlich durch harte Röntgenstrahlen bewirkt wird. Aufgrund der vergleichsweise hohen Gasdichte und der daraus resultierenden kurzen Rekombinationszeit existiert die D-Schicht nur unter direkter Einwirkung der Sonneneinstrahlung und verschwindet unmittelbar nach Sonnenuntergang. In Tab. 2.1 wird ein kurzer Überblick zu einigen Eigenschaften der ionosphärischen Schichten gegeben.

Schicht	Höhe	Ionisierende Strahlung	Typische N_e -Werte (m^{-3})	Ionisierte Moleküle u. Atome
D	< 90 km	Ly- α ($\lambda=121.6$ nm), Röntgenstrahlung, Kosmische Strahlung	$10^8 - 10^{10}$	NO
E	90 – 130 km	$\lambda < 14$ nm, $80 < \lambda < 102.7$ nm	10^{11}	N ₂ , O ₂ , O
F ₁	130 – 200 km	$14 < \lambda < 80$ nm	$10^{11} - 10^{12}$	O, N ₂
F ₂	> 200 km	$14 < \lambda < 80$ nm	10^{12}	O, N ₂

Tab. 2.1 Eigenschaften der ionosphärischen Schichten.

Abb. 2.3 zeigt typische vertikale Verläufe der Elektronendichte zu verschiedenen Tageszeiten. Durch Integration eines solchen vertikalen Profils über die Höhe h erhält man den absoluten vertikalen Elektroneninhalt (englisch vertical Total Electron Content, vTEC), der in Elektronen je m^2 angegeben wird.

$$vTEC = \int N_e(h)dh \quad (2.1)$$

Er stellt neben der Elektronendichte eine weitere bedeutende Größe zur Beschreibung des Zustandes der Ionosphäre dar. Die charakteristische Größenordnung des TEC wird allgemein als TEC Unit (TECU) bezeichnet, wobei 1 TECU = $10^{16} m^{-2}$ beträgt. Integriert man die Elektronendichte entlang einer geeigneten Strecke s , dann erhält man den geeigneten (englisch slant) TEC (sTEC), der nicht mit dem vTEC zu verwechseln ist. Im Rahmen dieser Arbeit soll immer, wenn ohne nähere Spezifikation von TEC die Rede ist, sTEC gemeint sein.

$$TEC \equiv sTEC = \int N_e(s)ds \quad (2.2)$$

Als eine weitere wichtige Größe zur Beschreibung der Ionosphäre sei an dieser Stelle noch die Schichtdicke τ erwähnt, die als $\tau = vTEC/N_{e,max}$ definiert ist. Dabei symbolisiert $N_{e,max}$ die maximale Elektronendichte innerhalb des Ionosphärenprofils mit dem Elektroneninhalt vTEC. Anschaulich ist τ die Dicke, welche eine Schicht mit der konstanten Elektronendichte $N_{e,max}$ haben müsste, um den vTEC des gesamten Profils zu erreichen. Die Schichtdicke steht physikalisch im Zusammenhang mit der Temperatur und der Zusammensetzung des Ionosphärenplasmas.

2.3 Räumliche und zeitliche Variabilität der Ionosphäre

2.3.1 Reguläres Verhalten und geographische Regionen

Die lokale Elektronendichte sowie die vertikale und horizontale Struktur der Ionosphäre hängen in hohem Maße von der ionisierenden Sonneneinstrahlung ab, die ihrerseits durch die relative Position bzw. den Einfallswinkel der Sonne sowie die zur Erde gelangende Strahlungsenergie der Sonne bestimmt wird. Diese Tatsache erklärt die Abhängigkeit der Ionosphäre von der geographischen Breite, der Tageszeit, der Jahreszeit sowie von der solaren Aktivität und führt zu der sogenannten regulären Variabilität, die gut durch Ionosphärenmodelle dargestellt werden kann. Die Ionisation erreicht im Allgemeinen gegen etwa 14 Uhr Ortszeit ihr Maximum, während das Minimum zwischen Mitternacht und 6 Uhr morgens eintritt. Der Jahresgang der Ionosphäre ist durch relativ hohe Ionisationsgrade in den Wintermonaten und Übergangsjahreszeiten sowie vergleichsweise geringe Ionisationsgrade in den Sommermonaten gekennzeichnet. Abb. 2.3 zeigt anhand verschiedener typischer Ionosphärenprofile die hohe Abhängigkeit der Ionosphäre von der Tageszeit und der solaren Aktivität.

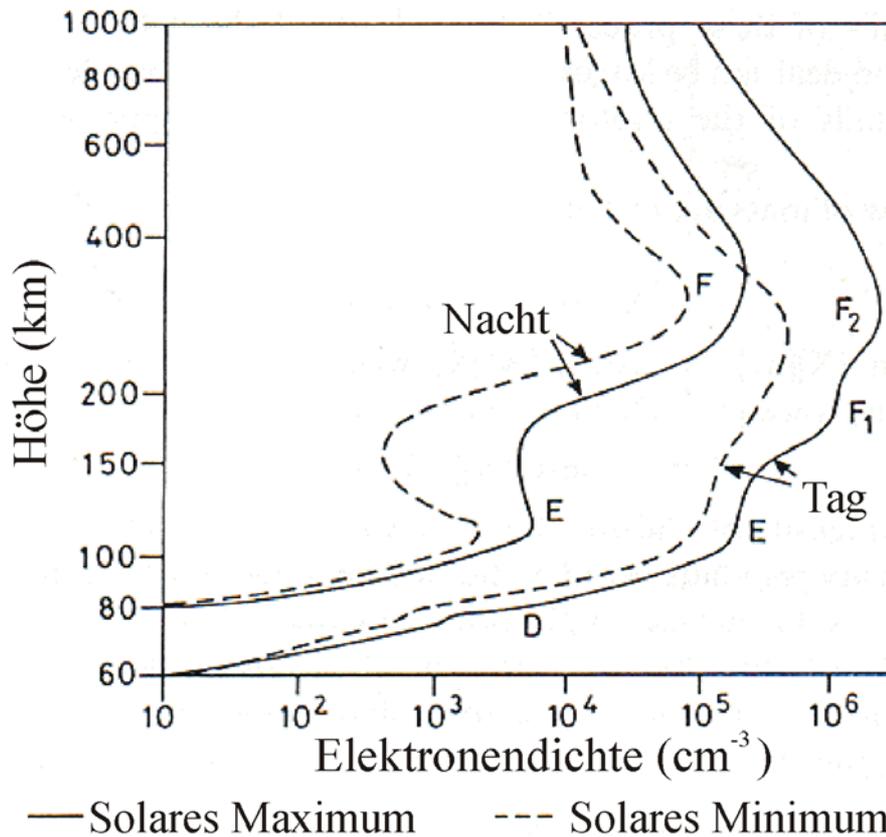


Abb. 2.3: Typische vertikale Profile der Elektronendichte in mittleren Breiten bei Tag und Nacht sowie minimaler und maximaler solarer Aktivität (nach Hargreaves, 1992).

Die höchsten Werte der Elektronendichte sind üblicherweise im äquatorialen Bereich in den frühen Nachmittagsstunden (etwa 14.00 Uhr Ortszeit) anzutreffen und erreichen etwa das Doppelte der Spitzenwerte in den mittleren Breiten. Allerdings liegt das Maximum der Elektronendichte nicht direkt über dem geographischen Äquator, wie man vielleicht erwarten würde. Statt dessen treten 2 Maxima in jeweils 10° bis 20° Entfernung beiderseits des geomagnetischen Äquators auf. Diese Erscheinung ist die wohl bekannteste Besonderheit der äquatorialen Ionosphäre und wird als äquatoriale Anomalie bezeichnet. Sie wird vom sogenannten Fontänen-Effekt am geomagnetischen Äquator hervorgerufen.

Durch das Zusammenwirken elektrischer und magnetischer Felder, die sogenannte $E \times B$ Drift, werden hier freie Ladungsträger aus dem Bereich der F-Schicht in größere Höhen befördert, die dann beiderseits des magnetischen Äquators entlang der magnetischen Feldlinien wieder absinken und in diesem Bereich zu einer Erhöhung der Elektronendichte führen. Die äquatoriale Anomalie weist einen Tagesgang auf. Um etwa 14.00 Uhr Ortszeit erreicht sie ein Maximum. Bei hoher solarer Aktivität im Rahmen des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus tritt ein zweites, häufig noch stärker ausgeprägtes Maximum in den Abendstunden auf.

Die Ionosphäre der mittleren Breiten zeigt vergleichsweise geringe Variationen und ist gleichzeitig der am besten beobachtete Bereich der Ionosphäre, da sich die meisten bodengebundenen Instrumente zur Ionosphärenfernerkundung in diesem Gebiet befinden.

Eine weitere regelmäßig auftretende ionosphärische Anomalie ist der sogenannte Trog. Dabei handelt es sich um eine starke Verminderung der Elektronendichte, die in einem Bereich von etwa 60° bis 70° geomagnetischer Breite während der Nachtstunden auf beiden Hemisphären zu beobachten ist. Besonders ausgeprägt ist diese Erscheinung in den Wintermonaten.

Die in hohen Breiten anzutreffenden maximalen Elektronendichten sind deutlich geringer als die in niedrigeren Breiten. Ursachen dafür sind zum einen der flache Einfallswinkel der ionisierenden Strahlung, der zu einer vergleichsweise geringen Ionisationsrate führt, und zum anderen das Erdmagnetfeld, dessen in diesem Bereich offene Feldlinien den Verlust des durch Ionisation entstandenen Plasmas in den interplanetaren Raum ermöglichen. Die Gestalt des Erdmagnetfeldes (siehe Abb. 2.2) ermöglicht in hohen Breiten auch ein vergleichsweise tiefes Vordringen energiereicher Teilchenstrahlung der Sonne in die Erdatmosphäre und bewirkt damit das häufige Auftreten von Polarlichtern in diesen Gebieten. Durch Wechselwirkungen werden Luftmoleküle in Höhen ab etwa 100 km zum Leuchten angeregt und es kommt zur Entwicklung der prächtigen Polarlichter. Trotz der relativ geringen Elektronendichten in hohen Breiten ist dieses Gebiet sehr reich an Instabilitäten des Plasmas, d.h., kurzzeitige Schwankungen der Elektronendichte treten hier deutlich häufiger auf als in niedrigeren Breiten.

2.3.2 Ionosphärische Irregularitäten

Das Auftreten ionosphärischer Störungen bzw. Irregularitäten konzentriert sich auf bestimmte Gebiete der Erde. Besonders betroffen sind die hohen Breiten und der äquatoriale Bereich. Zu den Irregularitäten, die erheblichen Einfluss auf die Ausbreitung von Radiowellen ausüben, gehören wandernde ionosphärische Störungen, die im Allgemeinen als TID's (Traveling Ionospheric Disturbances) bezeichnet werden, kleinräumige Irregularitäten, die Szintillationen verursachen, sowie ionosphärische Stürme. Die Prozesse im Zusammenhang mit der Entstehung und Entwicklung ionosphärischer Irregularitäten sind sehr kompliziert und in vielen Einzelheiten auch noch ungeklärt. Es existieren zahlreiche Hypothesen und Spekulationen, aber nur wenig ist bisher sicher nachgewiesen.

Unter TID's versteht man wandernde Variationen der Elektronendichte, die Schwankungen des $vTEC$ von mehreren Prozent bewirken können. Sie werden im Allgemeinen durch Dichteschwankungen im Bereich der neutralen Atmosphäre, sogenannte Schwerewellen, angeregt, die sich in die Ionosphäre hinein ausbreiten. Die TID's lassen sich in drei Kategorien untergliedern (*Georges, 1968*): Die großskaligen TID's mit einer Periodendauer von 30 Minuten bis zu drei Stunden, horizontalen Wellenlängen von über 1000 km und Phasengeschwindigkeiten von 300-1000 m/s, die mittelskaligen TID's mit einer Periodendauer von 10 Minuten bis zu einer Stunde, horizontalen Wellenlängen von

mehreren 100 Kilometern und Phasengeschwindigkeiten von 100-300 m/s sowie die kleinskaligen TID's mit einer Periodendauer von einigen Minuten und Wellenlängen von einigen 10 Kilometern. Obwohl TID's häufig in mittleren Breiten zu beobachten sind, werden sie als ein globales Phänomen betrachtet.

Unter Szintillationen versteht man schnelle Schwankungen von Phase, Amplitude und Polarisation beim Empfang einer Radiowelle. Sie werden durch Streuung und Brechung der Welle an kleinräumigen Irregularitäten der Elektronendichte hervorgerufen und können so stark werden, dass der Empfang des Signals unterbrochen wird. Besonders häufig und intensiv können Szintillationen in hohen Breiten sowie in den Abendstunden im äquatorialen Bereich auftreten. In diesem Zusammenhang sind auch Plasmainstabilitäten zu nennen, die hauptsächlich nachts im Bereich der äquatorialen F-Schicht auftreten und sich in erheblichen Schwankungen des νTEC niederschlagen.

Ionosphärische Stürme schließlich sind besonders große ionosphärische Irregularitäten, die häufig in Verbindung mit schweren Störungen des Erdmagnetfeldes (magnetische Stürme) nach intensiven Sonneneruptionen (Coronal Mass Ejection oder CME) auftreten, insbesondere in Zeiten hoher, jedoch bereits abnehmender, solarer Aktivität nach dem Maximum des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus. Ionosphärische Stürme bestehen im Allgemeinen aus einer positiven und einer negativen Phase, die jeweils mit erheblichen Erhöhungen bzw. Verminderungen der Elektronendichte verbunden sind, was bei Betrachtung des νTEC sehr deutlich wird. Obwohl der Verlauf und die Ausprägung ionosphärischer Stürme von Fall zu Fall sehr verschieden sein kann, lassen sich doch auch statistische Gemeinsamkeiten z.B. zwischen Sommer- und Winterstürmen zeigen (z.B. *Jakowski et al.*, 1991 oder *Förster und Jakowski*, 2000).

2.4 Atmosphärische Beeinflussung elektromagnetischer Wellen

Elektromagnetische Wellen unterliegen beim Durchqueren der Atmosphäre einer komplexen Beeinflussung, die zu Änderungen von Phase, Amplitude und Polarisation des Signals führt. Dieses Kapitel gibt eine kurze Einführung in die Physik der atmosphärischen Brechung und vermittelt grundlegende Kenntnisse, die zur Ableitung ionosphärischer Informationen aus der Beobachtung von Navigationssignalen (z.B. von GPS-Signalen) erforderlich sind. Detaillierte Ausführungen zur atmosphärischen Beeinflussung elektromagnetischer Wellen mit Frequenzen oberhalb 100 MHz finden sich z.B. bei *Hartmann und Leitinger* (1984).

2.4.1 Der atmosphärische Brechungsindex

Der Brechungsindex n ist allgemein definiert als

$$n = \frac{c}{v} \quad (2.3)$$

wobei

c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und

v die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle im Ausbreitungsmedium bezeichnet.

Der atmosphärische Brechungsindex lässt sich grundsätzlich in den troposphärischen und den ionosphärischen Brechungsindex unterteilen. Der troposphärische Brechungsindex wird von verschiedenen Größen der neutralen Atmosphäre bestimmt (z.B. Wasserdampf-Temperatur- und Druckverteilung). Die Dichte des Neutralgases nimmt exponentiell mit

der Höhe ab und die neutralgasbedingte Brechung vermindert sich entsprechend. Im Bereich der Ionosphäre wird die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in erster Linie durch die Anwesenheit freier Elektronen im Magnetfeld der Erde beeinflusst. Während die troposphärische Brechung von Radiowellen praktisch frequenzunabhängig ist, stellt die Ionosphäre für diese Wellen ein dispersives Ausbreitungsmedium dar.

Der troposphärische Brechungsindex n_{trop} kann in guter erster Näherung wie folgt beschrieben werden (z.B. *Crane*, 1976):

$$n_{trop} = 1 + 7,76 \times 10^{-7} \frac{p}{T} + 3,73 \times 10^{-3} \frac{p_w}{T^2} \quad (2.4)$$

Dabei bezeichnet

- p den atmosphärischen Luftdruck in Pascal
- T die absolute atmosphärische Temperatur in Kelvin und
- p_w den Partialdruck des Wasserdampfes in Pascal.

Wie Gleichung (2.4) zeigt, ist der troposphärische Brechungsindex stets größer als 1 und enthält einen Trocken- und einen Feuchterm. Die Koeffizienten dieser Terme wurden ursprünglich von *Smith und Weintraub* (1953) bestimmt. Die Genauigkeit der Summe beider Terme wird von den Autoren mit ca. 0,5% in der feuchten und 0,02% in der trockenen Atmosphäre angegeben.

Der ionosphärische Brechungsindex ist im allgemeinen Fall eine komplexe Größe und wird durch die Appleton-Hartree Gleichung beschrieben (z.B. *Budden*, 1985 oder *Rawer*, 1993). Betrachtet man die ionosphärische Brechung von Radiowellen mit Frequenzen oberhalb von 100 MHz, wie sie im Fall von GPS verwendet werden, kann man von einem reellen Brechungsindex ausgehen. Nach *Brunner und Gu* (1991) lässt sich der ionosphärische Brechungsindex n_{ion} als Entwicklung nach den Potenzen der inversen Frequenz darstellen:

$$n_{ion} = 1 - \frac{C_X}{2} N_e f^{-2} \pm \frac{C_X C_Y}{2} N_e H_0 f^{-3} \cos\theta - \frac{C_X^2}{8} N_e^2 f^{-4} \quad (2.5)$$

mit den Konstanten $C_X = \frac{e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m_e}$ und $C_Y = \frac{\mu_0 e}{2\pi m_e}$, wobei

- f die Frequenz der elektromagnetischen Welle,
- N_e die Elektronendichte,
- H_0 die Stärke des Magnetfeldes,
- θ den Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle und dem Vektor des Magnetfeldes,
- e die Ladung des Elektrons,
- ϵ_0 die dielektrische Permittivität im Vakuum (Influenzkonstante)
- m_e die Masse des Elektrons und
- μ_0 die Permeabilität im Vakuum (Induktionskonstante) symbolisieren.

Die unterschiedlichen Vorzeichen des Terms dritter Ordnung tragen den zwei möglichen Polarisationsmodi Rechnung.

Die Terme dritter und vierter Ordnung in Gleichung (2.5) sind um mehrere Größenordnungen kleiner als der Term zweiter Ordnung und können in erster Näherung vernachlässigt werden. Damit reduziert sich Gleichung (2.5) auf:

$$n_{ion} = 1 - \frac{K}{f^2} N_e \quad (2.6)$$

mit $K = \frac{C_x}{2} = 40,3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-2}$.

Wie Gleichung (2.6) zeigt, ist die ionosphärische Brechung elektromagnetischer Wellen im Frequenzbereich oberhalb 100 MHz in erster Näherung umgekehrt proportional zum Quadrat der entsprechenden Radiofrequenz. Weiterhin gilt: $n_{ion} < 1$. Nach Gleichung (2.3) ist die Phasengeschwindigkeit der Radiowelle in der Ionosphäre damit größer als die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Mit zunehmender Frequenz verliert die ionosphärische Brechung an Bedeutung und kann im Allgemeinen bei Frequenzen oberhalb 10 GHz vernachlässigt werden. Im Bereich der GPS-Trägerfrequenzen ($f_1 \approx 1,57 \text{ GHz}$, $f_2 \approx 1,23 \text{ GHz}$) ist sie allerdings signifikant.

Betrachtet man die ionosphärische Beeinflussung eines der Trägerfrequenz aufmodulierten Signals, so ist an Stelle von n_{ion} der ionosphärische Gruppenbrechungsindex n_{Gion} mit

$$n_{Gion} = 1 + \frac{K}{f^2} N_e \quad (2.7)$$

zu berücksichtigen (z.B. *Hartmann und Leitinger*, 1984). Der ionosphärische Gruppenbrechungsindex ist nach Gleichung (2.7) immer größer als 1, woraus folgt, dass die Geschwindigkeit des aufmodulierten Signals immer kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist.

Die Gleichungen (2.6) und (2.7) stellen die zur Bestimmung des TEC aus GPS-Messungen üblicherweise verwendeten Näherungen des ionosphärischen Brechungsindex dar. Bei GPS-Navigationsanwendungen mit Genauigkeitsanforderungen im Millimeterbereich ist die Berücksichtigung von Termen höherer Ordnung allerdings von Bedeutung (z.B. *Brunner und Gu*, 1991).

2.4.2 Geometrische Optik und optische Weglänge

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in der Atmosphäre wird allgemein durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben. Das durchquerte Medium wird dabei durch einen im allgemeinen Fall komplexen und dispersiven Brechungsindex repräsentiert, der räumlich und zeitlich variabel ist.

Bei der Ausbreitung von GPS-Signalen in der Atmosphäre ist die durch den imaginären Teil des Brechungsindex beschriebene Dämpfung praktisch bedeutungslos, so dass der Brechungsindex als reell betrachtet werden kann. Weiterhin sind die verwendeten Wellenlängen ($\lambda_1 \approx 19 \text{ cm}$, $\lambda_2 \approx 24 \text{ cm}$) der GPS-Trägersignale klein gegenüber den charakteristischen Skalenlängen typischer Strukturen der Atmosphäre (z.B. Hoch- und Tiefdruckgebiete und konvektive Erscheinungen in der Troposphäre oder Trog und äquatoriale Anomalie in der Ionosphäre). Daher ist es vereinfachend möglich, die Gesetze der geometrischen Optik (Strahlenoptik) anzuwenden. Wie bereits im Kapitel 2.3.2 erwähnt, treten aber unter Umständen auch kleinräumige ionosphärische Irregularitäten auf, welche die obige Annahme nicht rechtfertigen und zu Szintillationen des empfangenen Signals führen. Im allgemeinen Fall der Anwendbarkeit der geometrischen Optik gilt für die Ausbreitung eines elektromagnetischen Strahls vom Sender S zum Empfänger E das Fermat'sche Prinzip:

$$\int_S^E n(s) ds = \min. \quad (2.8)$$

Es besagt, dass sich ein elektromagnetischer Strahl in einem durch den räumlich und zeitlich variablen Brechungsindex $n(s)$ charakterisierten Medium stets entlang eines solchen Strahlenweges ausbreitet, für den das Integral des Brechungsindex' entlang dieses Strahlenweges ein Minimum darstellt. Das Integral des Brechungsindex' entlang eines Strahlenweges s wird als optische Weglänge L bezeichnet.

$$L = \int n(s) ds \quad (2.9)$$

Die optische Weglänge ist das entscheidende Bindeglied zwischen der GPS-Messung und der integralen Elektronendichte (TEC, Gleichung (2.2)) entlang des entsprechenden Strahlenweges, da sie mit den präzisen Phasenmessungen auf beiden GPS-Trägerfrequenzen bestimmt wird. Die Trägerphasenmessungen enthalten allerdings neben der optischen Weglänge eine unbekannte Konstante, die sich aus der Summe verschiedener Fehlergrößen ergibt (siehe Gleichung (4.5)) und bei der Bestimmung des TEC aus GPS-Trägerphasenmessungen entsprechend zu berücksichtigen ist.

Nach dem Fermat'schen Prinzip (2.8) weicht der Strahlenweg zwischen Sender und Empfänger von der geometrisch kürzesten Verbindung ab, sobald der Brechungsindex entlang des Strahlenweges verschieden von 1 ist. Um dies zu verdeutlichen, lässt sich (2.9) auch wie folgt darstellen:

$$L = \int_S^E ds + \int_S^E (n-1) ds = \rho + \Delta\rho + \int_S^E (n-1) ds \quad (2.10)$$

Dabei bezeichnet ρ den geometrischen Abstand (geradlinige Verbindung) zwischen Sender und Empfänger, während $\Delta\rho$ die Abweichung des gekrümmten Strahlenweges von der geradlinigen Verbindung berücksichtigt. Wie Gleichung (2.10) zeigt, wird die Abweichung zwischen der optischen Weglänge und dem geometrischen Abstand ρ von zwei brechungsbedingten Effekten bestimmt: Einem rein geometrischen Effekt, der auf der brechungsbedingten Krümmung des Strahlenweges beruht, und einem optischen Effekt, der zu einer Veränderung der optischen Weglänge entlang des tatsächlichen Strahlenweges führt. Während der geometrische Effekt immer zu einer Vergrößerung von L führt, kann der optische Effekt L sowohl verkürzen ($n_{ion} < 1$) als auch verlängern ($n_{ion} > 1$, $n_{trop} > 1$). Für einen Strahlenweg, der sowohl die Ionosphäre als auch die Troposphäre durchquert, folgt aus (2.10):

$$L = \rho + \Delta_{ion} + \Delta_{trop} \quad (2.11)$$

mit

$$\Delta_{trop} = \Delta\rho_{trop} + \int_S^E (n_{trop} - 1) ds \quad \text{und} \quad \Delta_{ion} = \Delta\rho_{ion} + \int_S^E (n_{ion} - 1) ds \quad (2.12)$$

Dabei wird Δ_{ion} als ionosphärischer und Δ_{trop} als troposphärischer Ausbreitungsfehler bezeichnet.

Betrachtet man die ionosphärische Brechung elektromagnetischer Wellen im Frequenzbereich der GPS-Trägerfrequenzen, so ist der geometrische Effekt vernachlässigbar klein und es kann näherungsweise von geraden Strahlenwegen ausgegangen werden. Entsprechende Untersuchungen, die Strahlenwege zwischen Bodenstationen und GPS-Satelliten betrachten, finden sich z.B. bei *Jakowski et al.* (1994b). Für die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Strahlenwege zwischen GPS und CHAMP, welche nur die obere Ionosphäre und Plasmasphäre durchqueren, ist die zur Elektronendichte proportionale ionosphärische Brechung noch weitaus geringer und die Annahme gerader Strahlenwege daher gerechtfertigt. Unter Berücksichtigung der ionosphärischen Brechungsindizes (2.6) und (2.7) sowie der TEC-Definition (2.2) ergibt sich dann in guter erster Näherung für den ionosphärischen Ausbreitungsfehler:

$$\Delta_{ion} = \mp \frac{K}{f^2} \text{TEC} \quad (2.13)$$

Das positive Vorzeichen in Gleichung (2.13) trägt dabei dem ionosphärischen Gruppenbrechungsindex Rechnung.

2.5 Bedeutung der Ionosphäre

Die Ionosphäre hat einen signifikanten Einfluss auf die Ausbreitung von Radiowellen. Aufgrund dieser Tatsache ist sie für unsere moderne Gesellschaft in vielerlei Hinsicht von Bedeutung und folglich auch Gegenstand wissenschaftlichen Interesses.

Je nachdem, welche Art von Radioverbindung hergestellt werden soll, kann die Anwesenheit der Ionosphäre von großer Hilfe sein oder eine erhebliche Störquelle darstellen. Auf transionosphärische Signale mit Frequenzen kleiner als 10 GHz übt die Ionosphäre grundsätzlich einen störenden Einfluss aus. Im ungünstigsten Fall können durch ionosphärische Irregularitäten ausgelöste Szintillationen Radiosignale derartig stark degradieren, dass der Empfang unmöglich wird. Dadurch kann die Ionosphäre z.B. die Leistung und Zuverlässigkeit moderner Satellitenkommunikations- und -navigationssysteme unter Umständen erheblich herabsetzen. Die Brechung von Radiowellen durch die Ionosphäre beeinträchtigt auch die Genauigkeit der satellitengestützten Navigation und macht eine Ionosphärenkorrektur der Navigationssignale erforderlich.

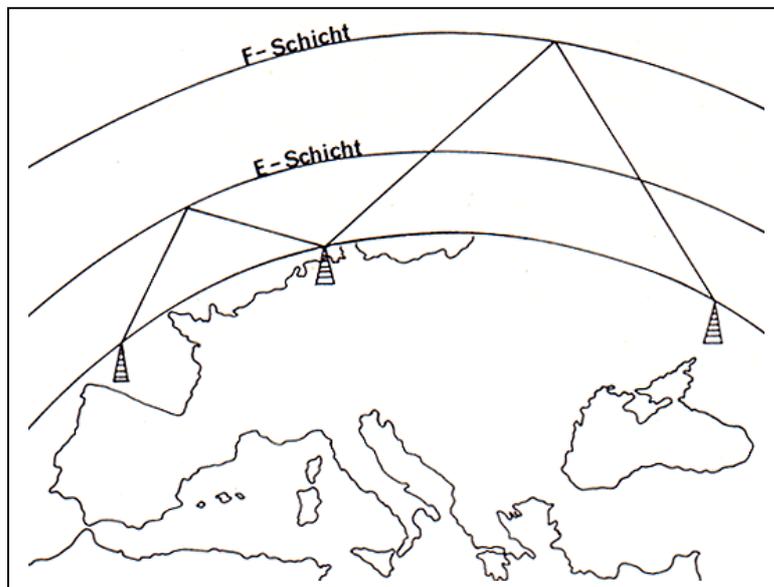


Abb. 2.4: Prinzip des Kurzwellenfunkverkehrs unter Ausnutzung der Ionosphäre (nach Malberg, 1994).

Sollen dagegen zwei auf der Erde befindliche Orte durch Radiowellen verbunden werden, ist die Anwesenheit der Ionosphäre sehr hilfreich. Wie der italienische Wissenschaftler Marconi 1901 durch eine Radiowellenübertragung über den Atlantik erstmals demonstrierte, ist es möglich, Radiowellen zwischen einem Sender und einem Empfänger zu übertragen, die sich aufgrund der Erdkrümmung gar nicht 'sehen' können. Ursache dafür ist die Eigenschaft der Ionosphäre, Radiowellen mit Frequenzen unterhalb der kritischen Frequenz der Ionosphäre (siehe Kapitel 2.7.2) zu reflektieren wie in Abb. 2.4 dargestellt. Diese Eigenschaft bildet die Grundlage für den weltweiten Kurzwellenfunkverkehr in einem Frequenzbereich von 2 bis 20 MHz. Die vom Erdboden ausgesandten Kurzwellen werden im Bereich der ionosphärischen F- oder E-Schicht

reflektiert und können damit auch an Orten jenseits des Horizonts (vom Sender aus gesehen) empfangen werden. Nur so ist es internationalen Nachrichtensendern wie z.B. der BBC (British Broadcasting Corporation) möglich, ihr Programm per Kurzwelle weltweit zu übertragen und nur so können Schiffe auf den Weltmeeren Kurzwellenkontakt zu ihren Heimathäfen herstellen.

Die ionosphärische D-Schicht besitzt die Eigenschaft, Kurzwellen insbesondere im unteren Kurzwellenfrequenzbereich zu dämpfen bzw. zu absorbieren. Diese Absorption wird durch die Kollisionen von Ladungsträgern hervorgerufen, die durch die Radiowelle zur Oszillation angeregt werden. Wenn die Ladungsträger mit neutralen Partikeln kollidieren, dissipiert die Energie der Radiowelle. Da die Atmosphäre im Bereich der D-Schicht eine im Vergleich zu den oberen ionosphärischen Schichten hohe Dichte aufweist, sind die Kollisionen häufig und die Dämpfung entsprechend stark. Nach Sonnenausbrüchen, sogenannten Solar Flares, kann die für die Ionisation der D-Schicht verantwortliche energiereiche Strahlung (hauptsächlich harte Röntgenstrahlung) so stark und die Ionisation im Bereich der D-Schicht so hoch werden, dass es zu einer nahezu vollständigen Absorption der Kurzwellen kommt. Dadurch kann der gesamte Kurzwellenfunkverkehr schlagartig zum Erliegen kommen. Nach Sonnenuntergang nimmt die Ionisation im Bereich der D-Schicht rapide ab und die absorbierende Wirkung vermindert sich entsprechend stark. Dies macht sich auch beim Mittelwellenempfang bemerkbar, der nachts deutlich besser und über größere Entfernungen möglich ist als am Tage.

Ein weiterer für das Leben auf der Erde sehr bedeutender Aspekt ist die Absorption kurzwelliger, energiereicher Strahlung (Wellenlängenbereiche ab etwa 120 nm im EUV-Bereich abwärts) im Bereich der Ionosphäre bzw. der oberen Atmosphäre durch den Prozess der Photoionisation. Diese Strahlung würde sonst für pflanzliches, tierisches und menschliches Leben zellzerstörend wirken. Die schützende Absorption ist allerdings nicht speziell der Ionosphäre, sondern der Atmosphäre als solcher zu verdanken. Die Ionosphäre ist vielmehr das Ergebnis dieser Absorption.

2.6 Die Plasmasphäre

Die Plasmasphäre der Erde besitzt grob betrachtet die Form eines riesigen Torus', wobei die Erde in dessen Zentrum so positioniert ist, dass die Pole jeweils zu den offenen Seiten weisen (siehe Abb. 2.5). Wie bereits erwähnt wurde, geht die Topside-Ionosphäre in die Plasmasphäre über, ohne dass dabei eine scharfe Grenze auszumachen wäre, weshalb die Plasmasphäre auch als eine Erweiterung der Ionosphäre betrachtet werden kann. Im Bereich der Plasmopause hingegen ist eine Abnahme der Elektronendichte um mehrere Größenordnungen zu beobachten (siehe Abb. 2.6 links). Zur Entdeckung dieser sprungartigen Abnahme der Plasmadichte und damit der Plasmopause kam es in den sechziger Jahren unabhängig voneinander durch Messungen der Plasmadichte an Bord von Satelliten (z.B. *Gringauz*, 1963) und durch die Auswertung von Whistler-Beobachtungen (*Carpenter*, 1963). Whistler-Wellen sind Radiowellen, die durch atmosphärische Blitze erzeugt werden und sich in der Magnetosphäre ausbreiten. Aus ihrer Beobachtung lassen sich Rückschlüsse auf die Elektronendichte der Magnetosphäre und Plasmasphäre ziehen.

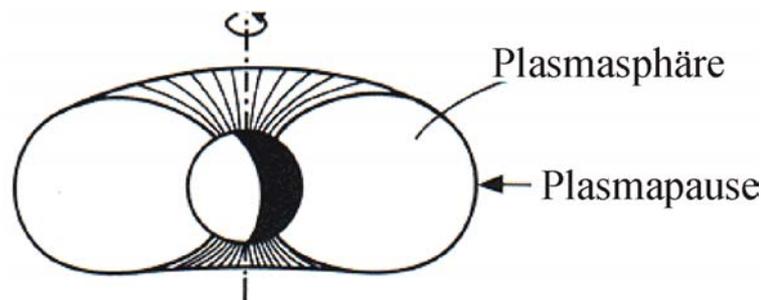


Abb. 2.5: Schematische Darstellung der Plasmasphäre der Erde (nach Lemaire, 1998).

Die Plasmasphäre endet an der Plasmopause, welche im Wesentlichen dem Verlauf der geomagnetischen Feldlinien folgt. Dabei bildet die Plasmopause die Grenze zwischen den die Erde umschließenden und den zum interplanetaren Raum geöffneten Feldlinien des Erdmagnetfeldes. Wie Abb. 2.6 rechts zeigt, befindet sich die äquatoriale Plasmopause in einer Höhe von etwa 3 bis zu 6 Erdradien. Es wird deutlich, dass die Plasmasphäre asymmetrisch und auf der Abendseite deutlich ausgebeult ist. Die Plasmopause unterteilt die Magnetosphäre in einen mit der Erde rotierenden und einen nicht mit der Erde rotierenden Teil. Verantwortlich für die Korotation der plasmasphärischen Ladungsträger ist ein mit der Erde rotierendes elektrisches Feld.

Die Plasmasphäre einschließlich der Plasmopause ist ein sehr dynamisches Gebiet, das empfindlich auf Veränderungen im Bereich der Magnetosphäre und Ionosphäre reagiert. Insbesondere der Sonnenwind und die von ihm maßgeblich beeinflusste geomagnetische Aktivität haben erhebliche Auswirkungen auf die Plasmasphäre. So können großskalige elektrische Felder, die im Zusammenhang mit dem Sonnenwind und dem interplanetaren Magnetfeld stehen, das korotierende elektrische Feld überlagern und die Plasmasphäre und insbesondere die Lage der Plasmopause erheblich beeinflussen. Bei Zunahme des Sonnenwindes, z.B. nach einer Sonneneruption, und damit steigender geomagnetischer Aktivität wird die Plasmopause näher an die Erde gedrängt. Dabei wird Plasma aus den äußeren Schichten der Plasmasphäre in die Magnetosphäre jenseits der Plasmopause abgegeben (z.B. *Grebowsky*, 1970 oder *Corcuff et al.*, 1985). Bei abnehmender geomagnetischer Aktivität bewegt sich die Plasmopause dagegen von der Erde weg, wobei die Plasmadichte in den neu zur Plasmasphäre hinzukommenden Gebieten nur allmählich wieder ansteigt. Auch die Ausbeulung der Plasmasphäre auf der Abendseite steht im Zusammenhang mit der Abhängigkeit der Plasmasphäre von Änderungen des Sonnenwindes (*Carpenter et al.*, 1992).

Die Elektronen und Ionen der Plasmasphäre sind im Wesentlichen ionosphärischen Ursprungs. Der Transport ionosphärischer Ladungsträger in die Plasmasphäre wird durch Gradienten des Plasmadrucks entlang der Feldlinien sowie durch den Einfluss des magnetischen und elektrischen Feldes auf das Plasma angetrieben. Am Tage bilden sich abwärts gerichtete Gradienten des Plasmadrucks heraus, da die Sonneneinstrahlung in geringeren Höhen mit höheren Neutralgasdichten zu einer Verstärkung der Produktion von Ionen und Elektronen führt. Folglich dehnt sich das ionosphärische Plasma aufwärts entlang der magnetischen Feldlinien aus. Nachts kommt es aufgrund von Rekombinationsprozessen bei fehlender Ionisation in geringeren Höhen höherer Dichte zu einer Reduzierung des Gradienten des Plasmadrucks und dadurch zu einem abwärts gerichteten Plasmatransport entlang der magnetischen Feldlinien.

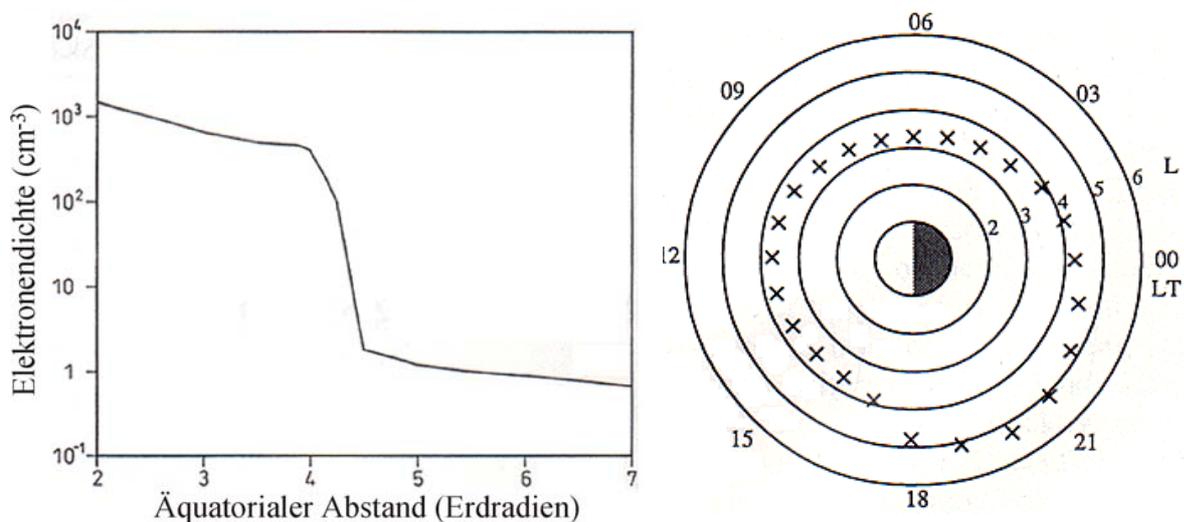


Abb. 2.6: links: Nächtliches Elektronendichteprofil der Plasmasphäre (nach Chappel, 1988). rechts: Schematische Darstellung der äquatorialen Plasmapausenposition (nach Jakowski und Bettac, 1994a).

Die Bewegung der plasmasphärischen Ladungsträger ist also eine Kombination aus einer gyrierenden Bewegung entlang der magnetischen Feldlinien und der bereits erwähnten Korotation mit der Erde. Der Plasmatransport entlang der Feldlinien führt unter geomagnetisch ruhigen Bedingungen schließlich zur Einstellung eines nahezu einheitlichen Plasmadrucks entlang der jeweiligen Feldlinie. Folglich stellen die Feldlinien im Bereich der Plasmasphäre dann quasi Isolinien der Elektronendichte dar.

Das in der Plasmasphäre mit Abstand dominierende Ion ist das Proton. Am zweithäufigsten tritt einfach ionisiertes Helium auf. He^+ -Ionen machen üblicherweise fünf bis zehn Prozent der plasmasphärischen Ionenkonzentration aus. Wie Satellitenmessungen, z.B. während der DE-1-Mission (Dynamics Explorer-1, Horwitz *et al.* 1986), gezeigt haben, können unter Umständen aber auch deutlich höhere He^+ -Konzentrationen auftreten. Weniger als ein Prozent der Ionenkonzentration wird von O^+ -Ionen gebildet. In noch geringeren Konzentrationen konnten He^{++} - und O^{++} -Ionen nachgewiesen werden.

2.7 Beobachtung der Ionosphäre und Plasmasphäre

Wie bereits deutlich wurde, kommt der Elektronendichte N_e eine herausragende Bedeutung bei der Beschreibung der Ionosphäre und Plasmasphäre zu. Dies gilt sowohl für theoretische Untersuchungen als auch für praktische Anwendungen. Da die Ableitung integraler Elektronendichteinformationen (TEC) und darauf aufbauend der lokalen Elektronendichte aus GPS-Messungen Gegenstand dieser Arbeit sind, sollen hier nun in Kürze einige der wichtigsten Methoden zur Messung bzw. Bestimmung der Elektronendichte vorgestellt werden.

Zur Bestimmung der Elektronendichte gibt es zwei grundsätzlich verschiedene Möglichkeiten: Zum einen die lokale Messung (in situ) und zum anderen die Fernerkundung.

2.7.1 In-situ-Messungen

Zur in-situ-Messung der Elektronendichte ist es erforderlich, eine Sonde bzw. ein Messgerät an den beabsichtigten Ort der Messung zu befördern. Ein sehr häufig zur in-situ-Messung der Elektronendichte verwendetes Instrument, welches auch an Bord von CHAMP betrieben wird, ist die Langmuir-Sonde. Aufgrund der einfallenden Elektronen und Ionen fließt in der Sonde ein Strom, der von dem Potential abhängt, welches an der Sonde anliegt. So werden bei einem bestimmten Potential alle Ionen von der Sonde abgewiesen, während die Elektronen angezogen werden. Der in der Sonde fließende Strom hängt dann von der Elektronendichte des umgebenden Mediums ab, welche auf dieser Grundlage bestimmt werden kann.

In-situ-Messungen benötigen stets Träger für die Sonden. Im Bereich der Plasmasphäre und oberen Ionosphäre sind dies Satelliten. Im Bereich der unteren Ionosphäre, wo die abbremsende Wirkung der vergleichsweise dichten Atmosphäre den Betrieb von Satelliten unmöglich macht, bleiben nur Raketen als Träger der Sonden. Es wird deutlich, dass in-situ-Messungen recht aufwendig und sehr kostenintensiv sind. Da jede Sonde für einen bestimmten Zeitpunkt auch nur eine punktuelle Information liefern kann, ist klar, dass eine dreidimensionale Erfassung der Elektronendichte auf Basis von in-situ-Messungen kaum möglich ist.

Ein weiteres Problem der in-situ-Messung besteht darin, dass der Sensor durch seine Anwesenheit das zu sondierende Medium stören kann, und es dadurch zu einer Verfälschung der Messergebnisse kommt. Als besonders störend hat sich in diesem Zusammenhang die elektrostatische Aufladung des jeweiligen Trägers der Sonde erwiesen. Diese hängt ihrerseits von verschiedenen Faktoren ab. Als Beispiele seien hier die Photoemission von Elektronen an der Satellitenoberfläche durch solare UV-Strahlung, Form und Material des Satelliten oder die Aufladung der Satellitenoberfläche durch umgebende Elektronen- und Ionen-Flüsse genannt.

Vor allem aufgrund der nur punktuell zu gewinnenden Informationen und der hohen Kostenintensität bei in-situ-Messungen ist es nicht verwunderlich, dass der überwiegende Teil unseres Wissens über die Ionosphäre aus deren Fernerkundung stammt. Einen deutlich höheren Anteil konnten die in-situ-Messungen zum Verständnis der Plasmasphäre leisten, da die Möglichkeiten der bodengebundenen Fernerkundung im Vergleich zur Ionosphäre hier deutlich geringer sind.

2.7.2 Fernerkundung

Die Fernerkundung bietet gegenüber der in-situ-Messung den großen Vorteil, dass kein Messinstrument in zu untersuchenden Medium platziert werden muss, wodurch die Messergebnisse hier unter deutlich geringerem Aufwand gewonnen werden können. Die Techniken der Fernerkundung ermöglichen die Bestimmung der Elektronendichte aus der Beobachtung elektromagnetischer Wellen im Radio- oder Mikrowellenbereich. Dabei unterscheidet man grundsätzlich zwischen aktiver und passiver Fernerkundung, je nachdem, ob die elektromagnetische Welle von einem Sender ausgestrahlt wird, oder aus einer natürlichen, vom Menschen unbeeinflussten Quelle stammt. Weiterhin lässt sich die Fernerkundung mit Radio- bzw. Mikrowellen im Allgemeinen in drei Gruppen unterteilen:

1. Die elektromagnetische Welle wird innerhalb des zu untersuchenden Mediums vollständig reflektiert.
2. Das Signal passiert das Medium, erleidet aber bei seinem Durchgang Veränderungen.
3. Der größte Teil der Energie der Welle passiert das Medium, aber ein geringer Teil wird an bestimmten Strukturen gestreut oder teilweise reflektiert.

Gruppe 1 und 3 erfordern einen Sender und einen Empfänger entweder auf der Erde oder oberhalb der Ionosphäre, während sich bei der Gruppe 2 das zu untersuchende Medium zwischen Sender und Empfänger befinden muss.

Fernerkundungsverfahren, die nur eine Frequenz verwenden, nutzen Informationen aus der Amplitude, der Phasenverzögerung, dem Polarisationswinkel oder dem Einfallswinkel des elektromagnetischen Signals. Zweifrequenzverfahren basieren im Wesentlichen auf der Tatsache, dass der ionosphärische Brechungsindex im Frequenzbereich der Radiowellen in erster Näherung von der Elektronendichte entlang des Strahlenweges und der Frequenz der elektromagnetischen Wellen selbst abhängt.

Im Folgenden sollen drei bedeutende Verfahren zur Fernerkundung der Ionosphäre bzw. der Plasmasphäre kurz vorgestellt werden: die Ionosonde, das Incoherent-Scatter-Radar und die Beobachtung transionosphärischer Radio- bzw. Mikrowellensignale.

Die Ionosonde

Mittels der Ionosonde ist es möglich, das vertikale Profil der Ionosphäre vom Boden bis hin zur Höhe der maximalen Elektronendichte (üblicherweise bei 200-400 km) zu bestimmen. Das Prinzip der Ionosonde ist eines der ältesten und zugleich immer noch eines der bedeutendsten Verfahren zur Untersuchung der Ionosphäre. Es basiert auf der Tatsache, dass Radiowellen durch das elektrisch leitende Plasma der Ionosphäre reflektiert werden. Die Reflexion tritt allerdings nur dann auf, wenn die Frequenz der Radiowelle gleich der Plasmafrequenz ist. Die minimale Frequenz, oberhalb der eine elektromagnetische Welle eine ionosphärische Schicht zu durchdringen vermag, wird als kritische Frequenz dieser Schicht bezeichnet. Sie entspricht der Plasmafrequenz im Bereich der höchsten Elektronendichte dieser Schicht. Die Plasmafrequenz f_p ist gegeben durch:

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 N_e}{m_e \epsilon_0}} \quad (2.14)$$

Dabei bezeichnet e die Elektronenladung, m_e die Elektronenmasse, N_e die Dichte freier Elektronen und ϵ_0 die dielektrische Permittivität im Vakuum (Influenzkonstante). Wie Gleichung (2.14) zeigt, ist das Quadrat der kritischen Frequenz proportional zur maximalen Elektronendichte der jeweiligen ionosphärischen Schicht. Entsprechend der räumlichen und zeitlichen Variabilität der Ionosphäre (siehe Kapitel 2.3) unterliegt auch die ionosphärische Grenzfrequenz (Maximum der ionosphärischen Plasmafrequenz)

räumlichen und zeitlichen Schwankungen. Im Allgemeinen durchdringen Radiowellen mit Frequenzen oberhalb 30 MHz die Ionosphäre.

Da die Plasmafrequenz von der Elektronendichte abhängt, kann die Messung der reflektierten Radiowellen zur Fernerkundung der Elektronendichte verwendet werden. Wegen des üblicherweise schichtförmigen Aufbaus der Ionosphäre mit einem Bereich maximaler Elektronendichte in der F₂-Schicht werden unterschiedliche Radiofrequenzen in unterschiedlichen Höhenbereichen der Ionosphäre reflektiert, wobei vom Erdboden aus nur der Bereich unterhalb der maximalen Elektronendichte (Bottomside-Ionosphäre) sondiert werden kann. Die Plasmafrequenz erreicht in der Höhe der maximalen Elektronendichte ebenfalls ihr Maximum. Dieser maximale Wert der ionosphärischen Plasmafrequenz wird mit f_oF_2 , die entsprechende Elektronendichte und Höhe mit N_mF_2 bzw. h_mF_2 bezeichnet. Die oberhalb dieses Maximums befindliche Topside-Ionosphäre kann ein vom Erdboden ausgesendetes Radiosignal nicht mehr reflektieren und bleibt somit für die Ionosonde unerkundbar.

Die Ionosonde sendet Signale verschiedener Frequenzen vertikal in die Ionosphäre und registriert beim Empfang des reflektierten Signals die Zeit, die seit dem Aussenden vergangen ist. Diese Zeitdifferenz enthält Informationen über die Höhe der reflektierenden Schicht, deren Plasmafrequenz nun durch die Frequenz des reflektierten Signals bekannt ist. Bei der Bestimmung der tatsächlichen Höhe der reflektierenden Schicht ist allerdings zu berücksichtigen, dass sich das Radiosignal unterhalb der reflektierenden Schicht nicht mit Lichtgeschwindigkeit sondern mit einer Gruppengeschwindigkeit ausbreitet, die deutlich geringer als die Lichtgeschwindigkeit ist und ihrerseits von der lokalen Elektronendichte abhängt. Verwendet man zur Höhenbestimmung der reflektierenden Schicht die Lichtgeschwindigkeit als Signalgeschwindigkeit, so erhält man die sogenannte virtuelle Höhe der Schicht, welche immer größer ist als deren tatsächliche Höhe.

Aus historischer Sicht betrachtet stellt die Ionosonde das erste Beobachtungsinstrument für die Ionosphäre dar. Bereits in den 30er Jahren des vergangenen Jahrhunderts wurden Ionosonden in größerem Umfang betrieben und führten zu den ersten Erkenntnissen über die Ionosphäre. Es ist nicht verwunderlich, dass ein erheblicher Teil unseres Wissens über die Ionosphäre aus Ionosondenmessungen stammt und folglich nur die Bottomside-Ionosphäre berücksichtigt. Allerdings liefert die Topside-Ionosphäre mehr als 50% des vTEC. Mit der Etablierung satellitengestützter Navigationssysteme wie z.B. GPS haben die Ionosonden gegenüber der boden- und satellitengestützten Beobachtung transionosphärischer Signale, die auch die Erfassung der Topside-Ionosphäre ermöglicht, zunehmend an Bedeutung verloren. Als wenig kostenintensive Instrumente werden Ionosonden aber auch weiterhin weltweit und permanent an etlichen Stationen betrieben.

Platziert man ein der Ionosonde äquivalentes Messgerät auf einem Satelliten in einer typischen Höhe von etwa 1000 bis 1500 km, so ist es in Analogie zur Bodenmessung möglich, vertikale Profile der Topside-Ionosphäre zu bestimmen. In diesem Fall spricht man von einem Topside-Sounder. Das Wissen über die Topside-Ionosphäre stammt im Wesentlichen aus Messungen mit Topside-Soundern (z.B. Alouette, IK19) und dem Incoherent-Scatter-Radar sowie aus der Beobachtung transionosphärischer Radio- bzw. Mikrowellensignale.

Incoherent-Scatter-Radar

Das Incoherent-Scatter-Radar ist eine noch relativ junge Technik zur Beobachtung der Ionosphäre und wurde erstmals zu Beginn der sechziger Jahre technisch umgesetzt. Es ist eine bodengebundene Fernerkundungstechnik, mit deren Hilfe komplexe Informationen über die Ionosphäre, wie z.B. Elektronendichte, Plasmageschwindigkeit und Elektronentemperatur gewonnen werden können. Die Anzahl der weltweit vorhandenen Incoherent-

Scatter-Radars ist mit derzeit neun (siehe Abb. 2.7) recht gering. Die physikalische Grundlage des Incoherent-Scatter-Radar ist die Thomson-Streuung, die Streuung elektromagnetischer Wellen an freien Elektronen. Seine grundsätzliche Funktionsweise ist der eines gewöhnlichen Radars sehr ähnlich. Es besteht aus einem Sender und einer oder mehreren Empfangsantennen und Empfängern. Die Messung der zurückgestreuten Energie erlaubt die Bestimmung der Elektronendichte, während die Frequenzverschiebung des Echos Rückschlüsse auf die Plasmageschwindigkeit ermöglicht. Das Wort 'Incoherent' bedeutet in diesem Zusammenhang, dass das zu untersuchende Medium im Verhältnis zu den Beobachtungsmöglichkeiten des Radars als instabil zu betrachten ist, d.h. das Medium verändert sich so schnell, dass diese Veränderungen nicht im Detail mit dem Radar beobachtet werden können.

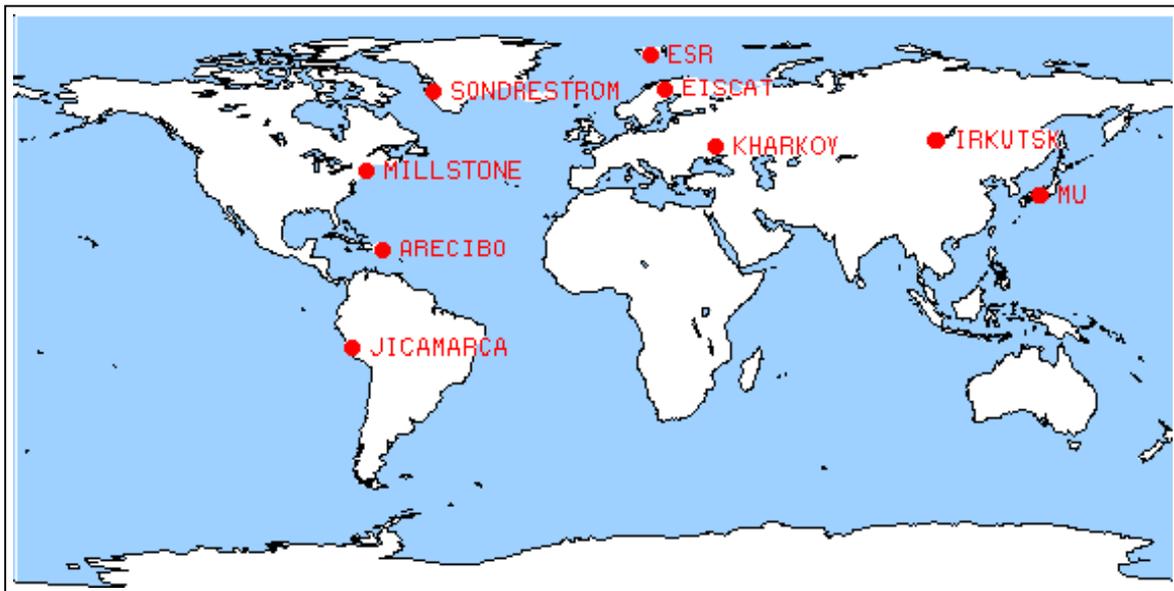


Abb. 2.7: Übersicht zu den derzeit global existierenden Incoherent-Scatter-Radar-Einrichtungen. Quelle: [<http://hyperion.haystack.edu/iswg/iswg.html>].

Gegenüber der Ionosonde hat das Incoherent-Scatter-Radar mehrere bedeutende Vorteile. Zum einen kann es sehr komplexe Informationen über die Ionosphäre liefern, während die Ionosonde im Wesentlichen auf die Bestimmung von Elektronendichtemaxima und deren Höhe in den verschiedenen ionosphärischen Schichten beschränkt ist. Weiterhin ist das Incoherent-Scatter-Radar nicht auf die Region unterhalb der Schicht maximaler Elektronendichte beschränkt, sondern kann Bottomside- und Topside-Ionosphäre gleichermaßen bis in eine Höhe von etwa 1000 km beobachten. Schließlich erreicht es eine deutlich höhere räumliche Auflösung, da die Breite der zur Fernerkundung ausgesendeten Strahlen erheblich geringer ist als bei der Ionosonde. Der wesentliche Nachteil des Incoherent-Scatter-Radars ergibt sich aus der Tatsache, dass die zu messenden zurückgestreuten Signale sehr schwach sind. Daher werden sehr starke Sender, große Antennen, sehr empfindliche Empfänger und eine aufwendige Prozessierung der gemessenen Daten erforderlich. Alles in allem wird das Incoherent-Scatter-Radar dadurch zu einem recht aufwendigen und kostenintensiven Verfahren. Es wird folglich auch nicht zu einer permanenten Beobachtung der Ionosphäre verwendet, wie etwa die Ionosonde, sondern die Messungen sind auf bestimmte Kampagnen und Programme beschränkt. Allerdings ist die Fülle ionosphärischer Informationen, die das Incoherent-Scatter-Radar bietet, in dieser Form einmalig und rechtfertigt grundsätzlich den Einsatz dieses aufwendigen Verfahrens.

Beobachtung transionosphärischer Signale

Wie bereits erwähnt, durchdringen elektromagnetische Wellen mit einer Frequenz oberhalb der maximalen Plasmafrequenz (f_oF_2) die Ionosphäre. Wenn die Frequenz dabei nicht zu hoch ist (< 10 GHz), werden die Wellen deutlich beeinflusst, und ihre Beobachtung ermöglicht die Fernerkundung der Ionosphäre. Im Allgemeinen befindet sich der Empfänger dabei am Boden bzw. unterhalb der Ionosphäre, während der Sender an Bord eines Satelliten oder einer Rakete oberhalb bzw. innerhalb der Ionosphäre platziert ist. Auch Radiowellen galaktischen Ursprungs können zur Fernerkundung der Ionosphäre beobachtet werden. Bei den GPS-Messungen mit der Zenitantenne an Bord des CHAMP-Satelliten durchdringen die GPS-Signale vor ihrem Empfang im Allgemeinen nur die Plasmasphäre und die obere Ionosphäre, während bei den GPS-Messungen mit der Okkultationsantenne (siehe Abb. 5.1) die F-Schicht der Ionosphäre gleich zwei mal durchquert wird.

Durch die Beobachtung verschiedener Wellenparameter der transionosphärischen Signale ist es möglich, die entlang des Signalweges integrierte Elektronendichte (TEC) zu bestimmen. Die Empfänger dieser Signale messen z.B. die Trägerphase, die Phase eines der Trägerwelle aufmodulierten Signals (Codephase) oder den Polarisationswinkel des Signals (Faraday-Rotation). Jede dieser Messgrößen enthält Informationen über den TEC entlang des Signalweges.

Aus historischer Sicht stellt die sogenannte Radio-Beacon-Technik die erste bedeutende Nutzung transionosphärischer Signale zur Fernerkundung der Ionosphäre dar. „Beacon“ bedeutet im Deutschen „Leuchtturm“ und weist auf die häufige Verwendung geostationärer Satelliten als Quelle der transionosphärischen Signale hin. Bei den klassischen Radio-Beacon-Experimenten wie z.B. ATS-6 (Davies, 1980) wurde der TEC entlang des Signalweges aus Messungen der Faraday-Rotation der polarisierten Signale abgeleitet. Die wissenschaftliche Auswertung von Radio-Beacon-Messungen hat in vielen Bereichen der Ionosphärenforschung bedeutende Beiträge geleistet. So konnten beispielsweise neue Erkenntnisse zum Elektronengehalt der Plasmasphäre, zur Abhängigkeit der Ionosphäre von der solaren Strahlung, zur Äquatorialen Anomalie, zu TID's und zu Amplituden- und Phasenzintillationen gewonnen werden. Diese Erkenntnisse waren bei der Entwicklung und Verbesserung von Ionosphären- und Plasmasphärenmodellen von erheblicher Bedeutung.

Zur TEC-Bestimmung aus den GPS-Messungen an Bord von CHAMP werden im Rahmen dieser Promotionsarbeit differentielle Träger- und Codephasenmessungen verwendet. Im Kapitel 4.3 werden dazu nähere Ausführungen gemacht. Die Anwendung spezieller Inversionsalgorithmen (im Wesentlichen algebraische Rekonstruktionsverfahren) ermöglicht es bei geeigneter Beobachtungsgeometrie, integrale TEC-Messungen in dreidimensionale Elektronendichteinformationen zu überführen. Zur Gewinnung der TEC-Informationen dienten dabei bisher im Wesentlichen NNSS- und GPS-Bodenstationsmessungen.

Die spezielle Problematik der Inversion ausschließlich satellitengestützter GPS-Messungen im Bereich der oberen Ionosphäre und Plasmasphäre, welche Gegenstand dieser Arbeit ist, stellt eine wissenschaftliche Neuheit dar. Im Rahmen der vorliegenden Promotionsarbeit wurde dazu ein spezielles Inversionsverfahren entwickelt, welches im Kapitel 6 ausführlich beschrieben wird. Im folgenden Kapitel sollen jedoch zunächst die etablierten Verfahren zur Inversion bodengebundener TEC-Messungen in lokale Elektronendichteinformationen vorgestellt werden.

2.8 Tomographie der Ionosphäre

Gegen Ende der 80er Jahre begann die Entwicklung spezieller Verfahren zur Ableitung lokaler Elektronendichten aus bodengebundenen integralen TEC-Messungen. Diese Verfahren sind unter dem Begriff Tomographie der Ionosphäre bekannt geworden. Das folgende Kapitel soll eine kurze Einführung in die Tomographie geben und anschließend die gebräuchlichsten Ansätze zur Tomographie der Ionosphäre vorstellen.

2.8.1 Grundlagen der Tomographie

Unter Tomographie versteht man die Rekonstruktion der Verteilung physikalischer Parameter aus einer Anzahl ihrer Linienintegrale innerhalb dreidimensionaler Objekte. Die Bezeichnung Tomographie hat ihre Wurzeln in dem griechischen Wort „tomos“, welches soviel wie Schnitt bedeutet.

Die Grundprinzipien der Tomographie wurden bereits im Jahre 1917 von *Radon* veröffentlicht („Radon-Transformation“). Ihre praktische Anwendung wurde allerdings erst durch die Entwicklung geeigneter Rechentechnik möglich. Insbesondere im Bereich der Medizin hat die Anwendung tomographischer Verfahren (Computertomographie) eine lange Tradition, die bis in die 60er Jahre des vergangenen Jahrhunderts zurückreicht.

Die zur Tomographie benötigten Linienintegrale werden im Allgemeinen als Projektionen bezeichnet (siehe Abb. 2.8) und können durch Transmission, Reflexion, Brechung oder Beugung von Wellen innerhalb des zu untersuchenden Mediums gewonnen werden. Um eine gute Rekonstruktion zu gewährleisten, sind prinzipiell Projektionen aus möglichst vielen Richtungen um das Objekt erforderlich.

Zur Lösung des tomographischen Rekonstruktionsproblems existieren zwei generelle Ansätze: der analytische und der algebraische Ansatz. Der analytische Ansatz, welcher im Folgenden betrachtet wird, verfolgt die Lösung des Rekonstruktionsproblems durch Rücktransformation der Projektionen.

Die Abhängigkeit der unter dem Winkel θ (siehe Abb. 2.8) gemessenen Projektionen P_θ von der Koordinate t entlang der Projektionsebene lässt sich wie folgt formulieren:

$$P_\theta(t) = \int_G^H f_\theta(t, s) ds \quad (2.15)$$

Dabei symbolisieren: s die Koordinate entlang der Strahlen zwischen Transmitter und Empfänger, ds ein Wegelement entlang der Strahlenwege, f_θ die zu rekonstruierende Verteilung in Abhängigkeit von t und s unter dem Blickwinkel θ sowie G und H die Durchstoßpunkte der jeweiligen Strahlen durch die Objektoberfläche.

Im Folgenden sollen geradlinige, parallele Strahlenwege angenommen werden. Unter der Annahme kontinuierlicher Projektionsmessungen sowohl in t als auch in θ ($0 \leq \theta \leq \pi$) lassen sich die Projektionen P als zweidimensionale kontinuierliche Funktion $P(\theta, t)$ darstellen. θ und t können als Polarkoordinaten im Objekt-Raum betrachtet werden. Die Fourier-Transformierte von P für einen bestimmten Winkel θ ergibt sich wie folgt:

$$S_\theta(k) = \int_{-\infty}^{\infty} P_\theta(t) e^{-ikt} dt \quad (2.16)$$

Der Winkel θ und die Wellenzahl k können dabei als Paar von Polarkoordinaten im Fourier-Raum betrachtet werden. Die Polarkoordinaten (θ, k) lassen sich unter Verwendung der Beziehungen $u = k \cos\theta$ und $v = k \sin\theta$ in kartesische Koordinaten (u, v) transformieren. Der Satz von Fourier-Transformierten $S_\theta(k)$ lässt sich damit in die zwei-

dimensionale Funktion $S(u, v)$ überführen. Die Anwendung der zweidimensionalen inversen Fourier-Transformation auf $S(u, v)$

$$f(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} S(u, v) e^{i(ux+vy)} du dv \quad (2.17)$$

ergibt schließlich unter Berücksichtigung der aus dem Zentralschnitt-Theorem folgenden Beziehungen $t = x \cos\theta + y \sin\theta$ und $s = -x \sin\theta + y \cos\theta$ für $\theta = 0$ die gesuchte zweidimensionale Verteilung $f(x, y) \equiv f_0(t, s)$. Das Zentralschnitt- oder auch Fourier-Slice-Theorem (Kak, 1987) ermöglicht an dieser Stelle die Identifikation des Winkels θ im Fourier-Raum mit dem Winkel θ im Objekt-Raum.

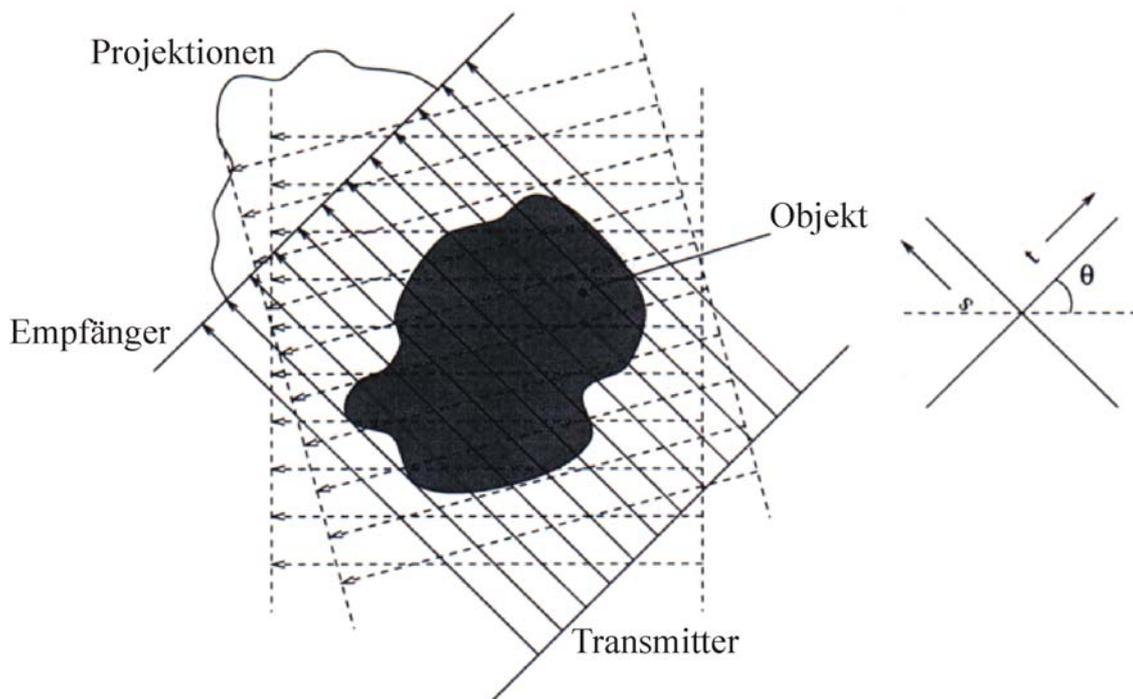


Abb. 2.8: Typische Beobachtungsgeometrie bei Anwendung analytischer Verfahren zur tomographischen Rekonstruktion (nach Leitinger, 1996).

In der Praxis sind die Projektionen allerdings nicht in t und θ kontinuierlich, sondern liegen als diskrete, mit gewissen Fehlern behaftete Messungen vor. Dies führt zu Begrenzungen der mit der Tomographie erreichbaren Auflösung und Genauigkeit sowie zur Entstehung von Instabilitäten und Artefakten in der tomographischen Rekonstruktion. Die in den Gleichungen (2.16) und (2.17) dargestellten Transformationsschritte sowie die zugehörigen Transformationen zwischen Polarkoordinaten und kartesischen Koordinaten sind also bei praktischen Anwendungen in diskreter Form durchzuführen, woraus jeweils Rundungs- und Diskretisierungsfehler resultieren. Häufig erfolgt in der Praxis eine Filterung der Daten im Fourier-Raum, wobei z.B. durch den Einsatz von Hochfrequenzfiltern das Rauschen der transformierten Messdaten vermindert wird.

Der algebraische Ansatz zur Lösung des tomographischen Rekonstruktionsproblems ergibt sich durch Einführung einer definierten Struktur von Voxeln (Volumenzellen). Diese ermöglicht eine Diskretisierung der zu rekonstruierenden kontinuierlichen Parameterverteilung. Die verschiedenen Projektionen lassen sich dann in Summen von Einzelbeiträgen aus den Voxeln überführen, die von den jeweiligen Strahlen durchquert werden. Diese Einzelbeiträge ergeben sich dabei aus dem Produkt des Parameterwertes und der Strahlenweglänge innerhalb des jeweiligen Voxels. Die gleichzeitige Betrachtung der zur

Rekonstruktion der gesuchten Parameterverteilung verfügbaren Projektionen P_j ergibt dann ein lineares Gleichungssystem der Form:

$$\sum_{i=1}^n F_i s_{ij} = P_j \quad (2.18)$$

wobei n die Gesamtzahl der Voxel bezeichnet, F_i den Parameterwert im i -ten Voxel symbolisiert und s_{ij} die Weglänge des j -ten Strahls innerhalb des i -ten Voxels darstellt. Dabei ist s_{ij} immer dann Null, wenn das i -te Voxel nicht vom j -ten Strahl durchquert wird. Das lineare Gleichungssystem (2.18) gilt es nun mit numerischen Methoden zu lösen.

Der analytische Ansatz bietet bei der rechentechnischen Umsetzung im Vergleich zum algebraischen Ansatz den Vorteil kurzer Rechenzeiten und geringen Speicherbedarfs. Der wesentliche Nachteil des analytischen Ansatzes besteht allerdings darin, dass für eine sinnvolle bzw. erfolgreiche Anwendung eine große Anzahl möglichst gleichverteilter Projektionen über einen Winkel von mindestens 180° erforderlich ist.

Der wesentliche Vorteil des algebraischen Ansatzes liegt in dessen relativ leichter Handhabung und erfolgreicher Anwendbarkeit auch bei komplizierten dreidimensionalen Strahlgeometrien, die mit dem analytischen Ansatz nicht sinnvoll zu behandeln wären.

2.8.2 Datenquellen und Methoden der Ionosphärentomographie

Die Anwendung tomographischer Verfahren im Bereich der Ionosphärenforschung wurde erstmals im Jahre 1986 vorgeschlagen (*Austen et al.*, 1986). Erste Ergebnisse tomographischer Rekonstruktionen von Elektronendichteverteilungen unter Verwendung realer Messdaten wurden sechs Jahre später veröffentlicht (*Pryse und Kersley*, 1992).

Die Tomographie der Ionosphäre unterscheidet sich sowohl im Bezug auf die Beobachtungsgeometrie als auch auf die allgemeinen Eigenschaften der zu untersuchenden Strukturen erheblich von der Tomographie technischer oder biologischer Objekte. Bei technischen (einschließlich medizinischen) Anwendungen kann der Versuchsaufbau zur Messung der benötigten Projektionen optimal auf die Erfordernisse der bevorzugten Rekonstruktionstechnik abgestimmt werden, so dass optimale Datensätze zur Rekonstruktion vorliegen. Vergleichbare optimierte Messanordnungen zur Tomographie der Ionosphäre existieren nicht und sind aufgrund natürlicher und technischer Begrenzungen auch nicht realisierbar. Zur Gewinnung der benötigten Projektionen können statt dessen nur verfügbare technische Systeme genutzt werden, die natürlich nicht speziell zu diesem Zweck konzipiert wurden. Weiterhin verfügen die bei technischen Anwendungen der Tomographie zu untersuchenden Objekte meist über klar definierte Oberflächen und interne Strukturen, während die ionosphärischen Strukturen aus kontinuierlichen Übergängen zwischen Gebieten höherer und niedriger Elektronendichten bestehen.

Zur Tomographie der Ionosphäre wurden bisher im Wesentlichen bodengebundene Messungen von Radiosignalen im Orbit befindlicher Satelliten der Systeme NNSS und GPS verwendet. Die Auswertung dieser Messungen erlaubt die Bestimmung des TEC entlang der jeweiligen Strahlenwege.

Aufgrund der vergleichsweise geringen Orbithöhe von etwa 1100 km überfliegen die NNSS-Satelliten große Gebiete in relativ kurzen Zeiträumen, innerhalb derer die zu rekonstruierende ionosphärische Elektronendichteverteilung als konstant angesehen werden kann. Die Messungen von parallel zur NNSS-Satellitenbahn installierten Empfängerketten (siehe Abb. 2.9) bietet daher eine vergleichsweise gute Datenbasis zur zweidimensionalen Tomographie der Ionosphäre (z.B. *Huang et al.*, 1996 oder *Fehmers*, 1996). Aufgrund der großen zeitlichen Abstände, in denen die NNSS-Satelliten bestimmte

Gebiete überqueren, eignet sich die NNSS-basierte Tomographie allerdings nicht zur permanenten regionalen Beobachtung der Ionosphäre.

Die GPS-Satelliten mit einer Orbithöhe von etwa 20200 Kilometern benötigen zum Überfliegen größere Gebiete vergleichsweise lange Zeiträume, innerhalb derer die zu rekonstruierende ionosphärische Elektronendichteverteilung nicht mehr als konstant angesehen werden kann. Die Bodenbeobachtungen einzelner GPS-Satelliten eignen sich daher nicht zur zweidimensionalen Tomographie der Ionosphäre. Allerdings ermöglicht die große Anzahl der im Orbit befindlichen GPS-Satelliten in Verbindung mit den existierenden GPS-Bodenstationsnetzen in kurzen Zeiträumen die Erhebung großer Mengen strahlenwegbezogener TEC-Messungen über Gebieten mit hohen Stationsdichten, wie z.B. Europa. Solche TEC-Messungen eignen sich zur dreidimensionalen Tomographie der Ionosphäre (z. B. *Bust et al.*, 2001 oder *Schlüter et al.*, 2002). Eine auf GPS-Bodenstationsdaten basierende Tomographie eignet sich aufgrund der ständigen Verfügbarkeit von TEC-Messungen prinzipiell auch zur permanenten regionalen Beobachtung der Ionosphäre.

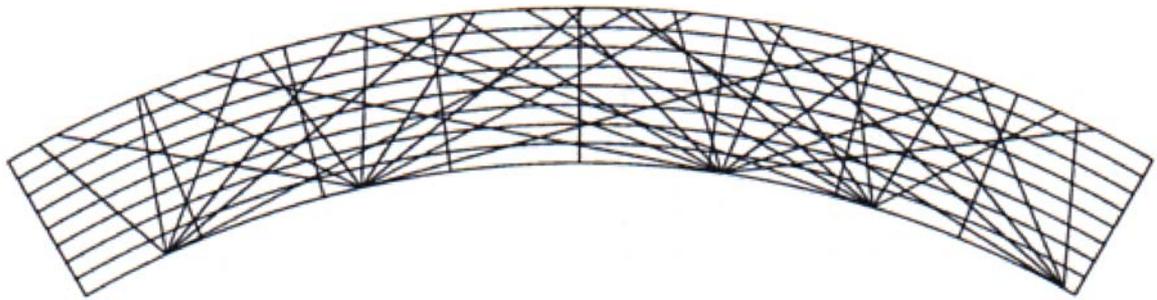


Abb. 2.9: Beispiel zur Beobachtungsgeometrie einer zweidimensionalen Ionosphären-tomographie mit NNSS-Signalen, gemessen von einer aus fünf Empfängern bestehenden Kette. Der zu rekonstruierende Bereich ist für die Anwendung des algebraischen Ansatzes in Pixel unterteilt (nach *Leitinger*, 1996).

Seit einigen Jahren ermöglichen mit GPS-Empfängern bestückte LEO-Missionen wie GPS/MET oder CHAMP die Gewinnung von GPS-Okkultationsmessungen (siehe Abb. 5.1). Die Strahlenwege dieser Messungen verlaufen in horizontaler Richtung und bieten daher Informationen über den vertikalen Elektronendichteverlauf, die in bodengebundenen GPS-Messungen aufgrund der Beobachtungsgeometrie in diesem Umfang nicht enthalten sein können. Im Falle zeitlicher und räumlicher Koinzidenz ist es möglich, bodengebundene TEC-Messungen (GNSS- oder GPS-basiert) und GPS-Okkultationsmessungen gemeinsam zur Tomographie der Ionosphäre zu verwenden und auf diese Weise die Qualität der tomographischen Rekonstruktion insbesondere hinsichtlich der vertikalen Auflösung zu verbessern (z.B. *Leitinger et al.*, 1997).

Wie bereits erwähnt, sollte eine ideale tomographische Messanordnung, insbesondere bei Verwendung des analytischen Ansatzes, möglichst gleichverteilte Projektionen über einen Winkel von mindestens 180° ermöglichen. Eine solche Beobachtungsgeometrie kann jedoch mit den zur Tomographie der Ionosphäre verfügbaren Projektionen generell nicht erreicht werden. Es ist daher nicht verwunderlich, dass zur Tomographie der Ionosphäre im Wesentlichen algebraische Rekonstruktionsverfahren Verwendung finden.

Aus der allgemeinen Formulierung des algebraischen Ansatzes (siehe Gleichung (2.18)) folgt für den konkreten Fall der Ionosphärentomographie:

$$\sum_{i=1}^n Ne_i s_{ij} = \text{TEC}_j \quad (2.19)$$

wobei Ne_i die Elektronendichte im i -ten Voxel symbolisiert und TEC_j die zur Rekonstruktion verfügbaren TEC-Messungen (integrale Elektronendichten) darstellt. Die Weglänge s_{ij}

des j -ten Strahls innerhalb des i -ten Voxels ist dabei immer dann Null, wenn das i -te Voxel nicht vom j -ten Strahl durchquert wird.

Aufgrund der erwähnten Beobachtungsgeometrie ist das Gleichungssystem (2.19) bei Wahl einer aussagekräftigen Auflösung der verwendeten Voxel-Struktur im Allgemeinen unterbestimmt. Zur Ermittlung einer plausiblen, physikalisch sinnvollen Lösung dieses Gleichungssystems ist es daher unumgänglich, a-priori-Informationen über die zu rekonstruierende Elektronendichteverteilung zu verwenden. In Abhängigkeit vom verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus gibt es zahlreiche Möglichkeiten, dies zu realisieren. Einige Algorithmen verwenden dabei recht allgemeine Annahmen über die Eigenschaften der ionosphärischen Elektronendichteverteilung, während andere explizit auf Ionosphärenmodelle (siehe Kapitel 2.9) zugreifen, um die benötigten a-priori-Informationen zu erhalten.

Es existiert ein weites Spektrum von Verfahren und Methoden zur Tomographie der Ionosphäre. Diese sind, wie bereits erwähnt, im Wesentlichen algebraischer Natur. Die Lösung des Gleichungssystems (2.19) erfolgt dabei in den meisten Fällen durch iterative Algorithmen. In bestimmten Fällen wurden aber auch analytische Lösungsansätze verwendet.

Die iterativen Verfahren zur Ionosphärentomographie lassen sich im Wesentlichen unter den Begriffen ART (Algebraic Reconstruction Technique, *Austen et al.*, 1986) SIRT (Simultaneous Iterative Reconstruction Technique, *Austen et al.*, 1988) und MART (Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique, *Raymund et al.*, 1990) zusammenfassen, wobei SIRT im Prinzip auf ART basiert. Sowohl MART als auch ART und SIRT verwenden Ionosphärenmodelle zur Gewinnung der benötigten a-priori-Informationen. Während der jeweiligen iterativen Prozesse erfolgt dann im Allgemeinen eine Minimierung der Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung zwischen den beobachteten und den sich aus der Rekonstruktion ergebenden TEC-Daten.

ART und SIRT verändern die Elektronendichtewerte der jeweiligen Voxel-Struktur schrittweise durch die Bestimmung und Anwendung additiver Korrekturterme. Im Gegensatz dazu verwendet MART multiplikative Korrekturen zur schrittweisen Minimierung der Abweichung zwischen den beobachteten und den nach dem jeweiligen Iterationsschritt rekonstruierten TEC-Daten. Aufgrund dieser multiplikativen Korrekturen besitzt MART gegenüber ART und SIRT den bedeutenden Vorteil, dass das Auftreten negativer Elektronendichtewerte bei der Rekonstruktion grundsätzlich ausgeschlossen ist. MART ist, nicht zuletzt aufgrund dieser Tatsache, das am weitesten verbreitete Verfahren zur Tomographie der Ionosphäre.

Ein in bestimmten Fällen anwendbares analytisches Verfahren zur Lösung des unterbestimmten Gleichungssystems bei der Tomographie der Ionosphäre ist die sogenannte Singulärwertzerlegung (Singular Value Decomposition oder SVD, z.B. *Kunitake et al.*, 1995). Ein Problem bei der praktischen Umsetzung dieses Verfahrens besteht in einem vergleichsweise hohen Bedarf an Computerspeicher, der insbesondere bei der Behandlung großer Matrizen bzw. Voxel-Strukturen erforderlich wird.

Die verschiedenen algebraischen Rekonstruktionstechniken zur Tomographie der Ionosphäre werden z. B. von *Kunitsyn et al.* (1995) oder *Raymund* (1995) ausführlich diskutiert. Weitere tiefere Betrachtungen zur Tomographie der Ionosphäre finden sich z.B. bei *Fehmers* (1996) oder *Leitinger* (1996).

2.9 Modelle der Ionosphäre

Wie schon in der Einleitung erwähnt wurde, ist die Modellierung der Ionosphäre abgesehen vom rein wissenschaftlichen Interesse von erheblicher Bedeutung für die satellitengestützte Navigation und Kommunikation. Im Kapitel 2.8 wurde bereits darauf hingewiesen, dass die Rekonstruktion dreidimensionaler Elektronendichteverteilungen aus integralen TEC-Messungen im Allgemeinen auf Zusatzinformationen über den Ionisationszustand des zu untersuchenden Gebietes angewiesen ist, welche in idealer Weise aus Modellannahmen gewonnen werden können. Auch das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren zur Ableitung dreidimensionaler Elektronendichteverteilungen der oberen Ionosphäre und Plasmasphäre aus integralen TEC-Messungen verwendet initiale Modellannahmen zur Gewinnung benötigter a priori Informationen. Daher soll an dieser Stelle auf Ionosphärenmodelle im Allgemeinen und auf das im Rahmen dieser Arbeit als Hintergrundmodell verwendete Parameterized Ionospheric Model (PIM) im Besonderen eingegangen werden. Eine umfassende Übersicht zu Ionosphärenmodellen wird z.B. von *Schunk und Sojka* (1996) gegeben. Detaillierte Ausführungen zum PIM finden sich bei *Daniell et al.* (1995).

Die bekannten Ionosphärenmodelle beschreiben im Wesentlichen die Klimatologie der Ionosphäre, d.h. die reguläre Variabilität (siehe Kap. 2.3.1) charakteristischer ionosphärischer Größen in Abhängigkeit von geographischer Länge und Breite, Höhe, Tages- und Jahreszeit sowie von der solaren Aktivität (10.7 cm Solar Flux oder Sonnenflecken-zahl). Ionosphärische Irregularitäten (siehe Kap. 2.3.2) werden von diesen Modellen allerdings nur sehr unzureichend oder gar nicht erfasst. Daher kann der tatsächliche Zustand der Ionosphäre insbesondere in den polaren und äquatorialen Bereichen drastisch von den Modellrechnungen abweichen.

Die heute existierenden Ionosphärenmodelle können entsprechend ihrer unterschiedlichen Ansätze in drei Kategorien unterteilt werden. Man unterscheidet dabei empirische, physikalische und analytische Modelle. Weiterhin lassen sich Unterscheidungen nach modellierten geographischen Regionen (z.B. globale, äquatoriale oder polare Modelle), Höhenbereichen (z.B. Ionosphären- und Plasmasphärenmodelle) und ionosphärischen Parametern (z.B. νTEC , N_mF_2 , h_mF_2 , N_e) vornehmen.

2.9.1 Empirische Modelle

Die empirischen Modelle basieren definitionsgemäß auf Messungen. Die erforderlichen umfangreichen und häufig globalen Datensätze werden dabei unter Verwendung der verschiedenen Verfahren zur Beobachtung der Ionosphäre (siehe Kap. 2.7) über einen längeren Zeitraum, der möglichst ein solares Maximum und ein solares Minimum enthalten sollte, akkumuliert. Die erhobenen Daten dienen schließlich dem Adaptieren (Bestimmung von Koeffizienten) relativ einfacher analytischer Funktionen, die dann bestimmte ionosphärische Parameter in Abhängigkeit von geeigneten Indizes beschreiben und somit das eigentliche empirische Modell bilden. Daher geben empirische Modelle nicht den augenblicklichen Zustand der Ionosphäre wieder, sondern beschreiben deren mittleres klimatologisches Verhalten. Typische Erscheinungen der Ionosphäre wie z.B. die äquatoriale Anomalie oder der Trog (siehe Kap. 2.3.1) können durch den Mittelungsprozess ausgeglättet oder künstlich verbreitert werden. Empirische Modelle enthalten keinerlei physikalische Zusammenhänge und ihr Erfolg wird von der Reproduktionsneigung der zu modellierenden Größe sowie von der Vollständigkeit (zeitliche und räumliche Verteilung) der verwendeten Datenbasis bestimmt. Der rechentechnische

Aufwand zum Betrieb empirischer Ionosphärenmodelle ist vergleichsweise gering und die entsprechenden Größen können in kurzen Rechenzeiten modelliert werden. Die meisten empirischen Ionosphärenmodelle dienen der Modellierung der Ionen- und Elektronendichte, wie z.B. die Modelle IRI (*Rawer und Bilitza, 1989*), Bent (*Bent et al., 1972*) oder Chiu (*Chiu, 1975*).

Das umfassendste empirische Modell der Ionosphäre ist die International Reference Ionosphere (IRI). Die Arbeiten zur Entwicklung des IRI-Modells begannen bereits in den späten sechziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts und bis in die heutige Zeit werden Veränderungen und Erweiterungen dieses Modells vorgenommen. Das IRI-Modell bietet global bis zu einer Höhe von 1000 km Informationen über die Elektronendichte, die Dichten der verschiedenen Ionen und die Elektronentemperatur. In der Zukunft ist vorgesehen, die bislang nicht enthaltene Plasmasphäre in das IRI-Modell einzubeziehen.

Das Bent-Modell ist eines der ältesten empirischen Ionosphärenmodelle, welches bis in die heutige Zeit vielfach verwendet wurde und wird. Es ist ursprünglich für Anwendungen bei der Kommunikation zwischen Bodenstationen und Satelliten entwickelt worden und basiert auf umfangreichen Messungen globaler Ionosondenstationen, des Topside-Sounders Alouette und auf in-situ-Messungen der Ariel-3-Mission aus den Jahren 1962-1969. Das Bent-Modell liefert $vTEC$ und das zugehörige Elektronendichteprofil global im Höhenbereich von 150 bis 2000 km.

2.9.2 Physikalische Modelle

Physikalische Modelle unterscheiden sich vom Grundansatz her völlig von den empirischen Modellen. Sie gehen von den physikalischen Zusammenhängen aus und bestehen daher aus einem Satz von Gleichungen (z.B. Kontinuitätsgleichung, Impuls- und Energiebilanzgleichung), der üblicherweise mit numerischen Mitteln gelöst wird, um die interessierenden Größen zu bestimmen. Im Gegensatz zu empirischen Modellen können die physikalischen Modelle prinzipiell auch ionosphärische Irregularitäten (z.B. ionosphärische Stürme) erfassen. Physikalische Modelle bieten den Vorteil einer in sich konsistenten und mathematisch korrekten Lösung gemäß der verwendeten Eingangsinformationen und unter Berücksichtigung der durch die verwendeten Gleichungen repräsentierten physikalischen Zusammenhänge. Die Berechnungen können auch für Eingangsbedingungen durchgeführt werden, unter denen bisher keine Beobachtungen möglich waren (z.B. besonders hohe solare Aktivität, die nur relativ selten auftritt). Physikalische Modelle werden weiterhin vielfach verwendet, um physikalische Prozesse zu identifizieren, die für das Auftreten bestimmter in der Realität beobachteter Verhaltensweisen der Ionosphäre verantwortlich sind.

Physikalische Modelle weisen gegenüber den empirischen Modellen aber auch Nachteile auf. So ist deren Betrieb vergleichsweise aufwendig und die erforderliche Rechenleistung um ein Vielfaches höher, insbesondere im Hinblick auf globale Modelle. Daher werden physikalische Modelle im Allgemeinen nicht für operationelle Aufgaben eingesetzt. Weiterhin könnten noch unbekannte relevante Prozesse existieren, die von den verwendeten physikalischen Gleichungen nicht erfasst werden. Schließlich sind die erforderlichen Eingangsparameter oftmals nur ungenau bestimmt oder unbekannt. Die absolute Genauigkeit der physikalischen Modelle bleibt daher im Allgemeinen hinter der empirischer Modelle zurück und eine Validierung mit realen Messungen ist geboten. Andererseits eignen sich die Resultate physikalischer Modellrechnungen durchaus, um Datenlücken in den Basen empirischer Modelle zu schließen, und es erscheint auch für die Zukunft sinnvoll, kombinierten Modelle zu entwickeln, welche die Vorzüge der beiden Modellarten in sich vereinigen.

2.9.3 Analytische Modelle

Die physikalischen Modelle bieten umfangreiche Informationen zu den verschiedenen ionosphärischen Parametern, die z.B. zu Vergleichszwecken mit realen Datensätzen oder zur Untersuchung bestimmter ionosphärischer Erscheinungen zahlreiche potentielle Interessenten finden. Allerdings sind diese Modelle schwierig zu handhaben und erfordern einen hohen Rechenaufwand. Daher ist es recht unwahrscheinlich, dass sie jemals für eine breite Nutzergemeinschaft verfügbar sein werden. Um die aus physikalischen Modellen gewonnenen Informationen für eine größere Allgemeinheit nutzbar zu machen, wurde eine neue Art ionosphärischer Modelle, die sogenannten analytischen bzw. parametrisierten Modelle entwickelt. In Analogie zu den empirischen Modellen, bei denen relativ einfache analytische Funktionen reale Datenbasen repräsentieren, werden bei den analytischen Modellen die umfangreichen Resultate physikalischer Modellrechnungen verwendet, um relativ einfache analytische Funktionen zu adaptieren. Damit wird ein schneller und einfacher Zugriff auf diese theoretischen Daten ermöglicht.

Als erstes globales analytisches Ionosphärenmodell wurde das Parameterized Ionospheric Model (PIM) 1995 von *Daniell et al.* entwickelt. Da dieses Modell im Rahmen der vorliegenden Arbeit zu Kalibrierungszwecken (Kap. 5.4) und als Hintergrundmodell für die Assimilation von TEC-Messungen (Kap. 6.2) verwendet wird, soll es hier eingehender beschrieben werden.

Das Parameterized Ionospheric Model (PIM)

Das von *Daniell et al.* (1995) beschriebene PIM basiert auf den theoretischen Daten von vier verschiedenen physikalischen Modellen der Ionosphäre. Dabei handelt es sich um folgende regionale Modelle: (1) ein F-Schicht Modell der niederen Breiten (LOWLAT), (2) ein F-Schicht Modell der mittleren Breiten (MIDLAT), (3) ein kombiniertes E-Schicht Modell der niederen und mittleren Breiten (ECSD) und (4) ein E- und F-Schichtmodell der hohen Breiten (TDIM). Die Gesamtheit der vier Modelle bietet somit eine globale Darstellung der E- und F-Schicht. Alle vier regionalen Modelle verwenden geomagnetische Koordinaten basierend auf der Dipoldarstellung des Erdmagnetfeldes und nutzen jeweils das MSIS-86-Modell (Mass-Spectrometer-Incoherent-Scatter) der neutralen Atmosphäre (*Hedin, 1987*).

Die Parametrisierung der genannten physikalischen Modelle erfolgte in zwei Schritten: Zunächst wurden die Modelle dazu verwendet, eine Anzahl von Datensätzen für verschiedene geophysikalische Bedingungen zu erstellen. Jeder dieser Datensätze deckt dabei einen 24-stündigen Zeitraum (UT) ab und besteht aus Ionendichteprofilen auf einem diskreten Gitternetz von Längen und Breiten. Im zweiten Schritt wurden die Datensätze durch semianalytische Funktionen approximiert, um die zu speichernde Datenmenge zu verringern und einen schnelleren Zugriff zu ermöglichen.

Alle regionalen Modelle wurden bezüglich ihrer Abhängigkeiten von der Jahreszeit und der solaren Aktivität ($10,7$ cm Solar Flux, $F_{10,7}$) parametrisiert. Die Modelle der mittleren und hohen Breiten wurden außerdem hinsichtlich der geomagnetischen Aktivität (Kp-Index) und das Modell der hohen Breiten weiterhin bezüglich des Vorzeichens der y -Komponente des interplanetaren Magnetfeldes (B_y) parametrisiert. Der Kp-Index ist ein dreistündlicher logarithmischer Index zur Beschreibung der globalen Störung (Abweichung vom mittleren Zustand) des Erdmagnetfeldes. Er wird im Bereich von 1 (keine Störung) bis 9 (starke Störung) angegeben. Entsprechend der genannten Parametrisierungsgrößen wurden mit allen Modellen Läufe durchgeführt, die drei Stufen der solaren Aktivität ($F_{10,7} = 70, 130, 210$) und drei Jahreszeiten (Winter- und Sommer-sonnenwende, Tag- und Nachtgleiche im Frühjahr) berücksichtigen. Mit den Modellen der

mittleren und hohen Breiten wurden außerdem Läufe durchgeführt, die drei Stufen der geomagnetischen Aktivität ($K_p = 1, 3.5, 6$) abdecken, wobei die Modellläufe für die hohen Breiten auch die Orientierung von B_y berücksichtigen. Insgesamt ergaben sich damit 468 Datensätze, die eine theoretische Klimatologie der Ionosphäre darstellen und die Modellbasis des PIM bilden.

Die Eingangsparameter des PIM bestehen aus den genannten geophysikalischen Parametrisierungsgrößen $F_{10.7}$, K_p , B_y , den Zeitparametern Jahr, Tag des Jahres und UTC (Stunde und Minute) sowie geographischen Angaben (z.B. Länge, Breite und Höhe). Die Ausgabe des PIM umfasst Profile der Elektronen- und Ionendichte (O^+ , NO^+ , O_2^+) sowie bestimmte Parameter der Elektronendichteprofile ($vTEC$, f_oF_2 , h_mF_2 , etc.). Für die vorliegende Arbeit stellen die Elektronendichteprofile bzw. die lokale Elektronendichte N_e die eigentlich interessierende Modellausgabe dar.

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Version 1.7 des PIM aus dem Jahr 1998 enthält neben der beschriebenen theoretischen Modellbasis auch das empirische Gallagher-Modell der Plasmasphäre (Gallagher, 1988), welches auf Messungen des DE-1-Satelliten basiert. Das so um die Plasmasphäre erweiterte PIM liefert lokale Elektronendichten im globalen Maßstab über einen Höhenbereich von 90 bis 25000 km. Trotz seiner analytischen Natur ist PIM im Vergleich zu den empirischen Modellen IRI oder Bent schwerfällig und benötigt ein Vielfaches von deren Rechenzeit. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchzuführende modellgestützte Ableitung lokaler Elektronendichten aus TEC-Messungen zwischen CHAMP und GPS ist es als globales kombiniertes Modell der Ionosphäre und Plasmasphäre allerdings das Modell, zu dem derzeit keine vergleichbare und frei verfügbare Alternative existiert.