

Studienrichtung Vermessungswesen
Technische Universität Wien

**G E O W I S S E N S C H A F T L I C H E
M I T T E I L U N G E N**

Heft 46

***CCD - Astrometrie
von Objekten des geostationären Ringes***

von

Martin Ploner

Veröffentlichung des Instituts für Theoretische Geodäsie und Geophysik
Abteilung Theoretische Geodäsie

Geowiss. Mitt.
46, 1996

Wien, im November 1996

Studienrichtung Vermessungswesen
Technische Universität Wien

**G E O W I S S E N S C H A F T L I C H E
M I T T E I L U N G E N**

Heft 46

CCD - Astrometrie
von Objekten des geostationären Ringes

von

Martin Ploner

Veröffentlichung des Instituts für Theoretische Geodäsie und Geophysik
Abteilung Theoretische Geodäsie

Geowiss. Mitt.
46, 1996

Wien, im November 1996

Herausgeber und Verleger: o. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Kurt Bretterbauer
Leiter der Abteilung Theoretische Geodäsie
des Instituts für Theoretische Geodäsie und Geophysik
der Technischen Universität Wien
A-1040 Wien, Gußhausstraße 27-29

Diese Arbeit wurde an der Technisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Technischen
Universität Wien zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der technischen Wissenschaften eingereicht.

Die Kosten für den Druck wurden aus der ordentlichen Dotation des Instituts für
Theoretische Geodäsie und Geophysik der Technischen Universität Wien getragen.

Referent: o. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Kurt Bretterbauer
Koreferent: o. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Hans Sünkel
Tag der mündlichen Prüfung: 20. November 1996

Druck: HTU-Wirtschaftsbetriebe, 1040 Wien
Auflage: 100 Stück

Vorwort des Herausgebers

Am Anfang der Satellitengeodäsie stand die astrometrische Beobachtungsmethode, also die Photographie der Satelliten gegen den Sternenhintergrund. Dieses Verfahren, so erfolgreich es auch war, wurde bald von den Laserdistanzmessungen abgelöst. „Satellite laser ranging“ liefert wesentlich genauere Resultate und läuft automatisch ab.

Die in den letzten Jahren rasant vorangetriebene Entwicklung von „charge coupled devices“ hat die optische Beobachtung von Satelliten jedoch wieder interessant gemacht. CCD-Kameras ermöglichen die Beobachtung auch sehr schwacher Objekte mit kurzen Belichtungszeiten; in einer Nacht können nahezu beliebig viele Aufnahmen gewonnen und digital abgespeichert werden, und das Verfahren samt Auswertung ist ebenfalls automatisierbar. Dennoch muß die Frage gestellt werden, welchen Wert haben optische Beobachtungen heute noch? Generell liefert die Beobachtung von Erdsatelliten einen Beitrag zur Bestimmung der Erdrotationsparameter, insbesondere in Kombination mit simultanen Lasermessungen. Hervorragend geeignete Beobachtungsobjekte für CCD-Kameras sind die geostationären Satelliten. Die langzeitliche Entwicklung ihrer Bahnen erlaubt die Bestimmung bestimmter Terme der harmonischen Entwicklung des Schwerepotentials mit besonders hoher Genauigkeit. Die Bahnberechnung eng positionierter Satelliten ist von großer Bedeutung zur Minimierung nötiger Bahnmanöver, zur Vermeidung von Interferenzen der Sendefrequenzen und, im Extremfall, von Kollisionen. Schließlich sind CCD-Beobachtungen das einzige Mittel zum Aufspüren von Weltraumschrott (space debris).

Diese günstigen Aussichten haben den Unterzeichner bewogen, die Finanzierung einer leistungsfähigen CCD-Kamera zu betreiben. Ein entsprechender Antrag an den Jubiläumsfonds der Österreichischen Nationalbank wurde dankenswerterweise als Projekt Nr. 5258 „Beobachtung künstlicher Erdsatelliten mit CCD-Kamera“ bewilligt. Wie die späteren Arbeiten erwiesen haben, konnte in Abwägung der gewährten finanziellen Mittel und der Anforderungen an ein professionelles Gerät das optimale Instrument mit hervorragenden Leistungsmerkmalen erworben werden. Da mit Ausnahme einfacher CCD-Kameras von Amateurastronomen keine vergleichbare Anlage in Österreich existiert, mußte die Beobachtungstechnik und die Software von Grund auf entwickelt werden. Allerdings war es möglich, auf Erfahrungen zurückzugreifen, die Kollegen der Station „Zimmerwald“ des Astronomischen Instituts der Universität Bern mit einer älteren CCD-Kamera schon gemacht hatten. Sodann mußte ein Mitarbeiter gefunden werden, der neben der fachlichen Qualifikation auch über das notwendige Engagement verfügen sollte, zahllose Nächte den Beobachtungen fern von Wien zu widmen, obendrein noch behindert durch die schlechte Witterung dieses Jahres. Auch das ist in der Person des Autors der folgenden Abhandlung geglückt.

Von mehreren möglichen Teleskopen anderer Institutionen, war die erste Wahl die hervorragende Kamera der Satellitenstation des Instituts für Weltraumforschung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften (Leiter der Satellitenstation *o. Univ. Prof. Dr. H. Sünkel*) auf dem Lustbühel bei Graz, die seinerzeit eben für photographische Beobachtungen installiert worden war und nun für die CCD-Anwendung adaptiert werden konnte. An dieser Stelle sei Herrn *Prof. Sünkel*, aber auch Herrn *em. Univ. Prof. Dr. H. Haupt*, Universität Graz, Dank gesagt für den bereitwillig gewährten Zugang zu diesem exzellenten Teleskop.

Die ersten Resultate sind nicht nur ermutigend, sondern haben sogar unsere anfänglichen Erwartungen übertroffen, aber auch einige Probleme aufgeworfen, die noch der Untersuchung harren; so z. B. das Problem der Farbkorrektur, oder die Modellierung des solaren Strahlungsdruckes, die besondere Schwierigkeiten bei „gestorbenen“ Satelliten bereitet. Hier könnte der Lichtwechsel dieser taumelnden Satelliten einen Ansatzpunkt bieten. Die CCD-Kamera ist

nämlich auch als Photometer zu verwenden. Wenn im Sommer 1997 der Hipparcos- und der Tycho-Sternkatalog verfügbar sein werden, wird eine neuerliche Auswertung des umfangreichen Beobachtungsmaterials eine Genauigkeitssteigerung erwarten lassen. Auch sind künftig Beobachtungen an langbrennweitigen Teleskopen mit hoher Auflösung vorgesehen. Dies wurde bisher nicht forciert, weil in dem kleinen Himmelsausschnitt, der mit solchen Teleskopen auf den CCD-Chip abgebildet wird, kaum geeignete Referenzsterne zu finden sind.

In Zukunft soll auch die Beobachtung von (relativ zur Erde) rasch bewegten Satelliten versucht werden. Große Erwartungen setzen wir auch in geplante Simultanmessungen mit dem Laser der Station „Lustbühel“, bekannt als „best performance“-Station.

Die nicht geringe Investition an Geld und Arbeitskraft hat sich gelohnt und die optische Satellitenbeobachtung in Österreich wieder etabliert. Ausländische Stationen sind inzwischen dabei, größere CCD-Chips zu installieren. Das ist eine Frage der verfügbaren Mittel und eine natürliche Folge des technischen Fortschritts, der immer bessere Produkte, allmählich auch zu günstigeren Preisen, liefert. Technische Störungen ausgeschlossen, sollte aber unsere Anlage einige Jahre in der Satellitenastrometrie vorne mit dabei sein.

Wien, im November 1996

o. Univ. Prof. Dr. Kurt Bretterbauer

Kurzfassung

Die Bewegungen künstlicher Erdsatelliten werden durch gravitative und nichtgravitative Störkräfte beeinflusst. Unter den gravitativen Störkräften ist vor allem die Anisotropie des Erdschwerefeldes von großem Interesse. Bahnen geostationärer Satelliten unterliegen in besonderem Maße Störungen durch die Elliptizität des Erdäquators, die durch die Potentialterme C_{22} und S_{22} der Entwicklung des Gravitationspotentials der Erde nach Kugelfunktionen beschrieben wird. Diese Terme verursachen resonante Störungen, die zu Librationsbewegungen geostationärer Objekte um zwei ausgezeichnete Punkte des Erdäquators führen. Diese befinden sich bei etwa 75° östlicher bzw. 105° westlicher Länge. Die Bahnhalbachse erfährt periodische Störungen mit einer Amplitude von bis zu 35 Kilometern. Die Periodendauer schwankt zwischen 1000 und 2000 Tagen. Aufgrund der Größe dieser Resonanzeffekte können durch Beobachtungen geostationärer Satelliten über einen Zeitraum von wenigen Wochen diese Terme bereits mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Insbesondere Satelliten der Meteosatreihe eignen sich hervorragend für diese Untersuchungen, da im Gegensatz zu Kommunikationssatelliten Bahnmanöver nur im Abstand von 2 bis 3 Monaten durchgeführt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die ballistische Meßkamera Zeiss BMK 75 der Satellitenbeobachtungsstation Graz-Lustbühel für CCD-Beobachtungen adaptiert. An Stelle der automatischen Plattenwechseinrichtung wurde die CCD-Kamera SITE 1024B (1024*1024 Pixel, Pixelgröße $24 \mu\text{m}$, „backside illuminated“, $1 \text{ Pixel} = 6.6''$) montiert. Die Epochenregistrierung der Aufnahmen kann durch ein spezielles Aufnahmeverfahren auf wenige Mikrosekunden genau erfolgen. Nach der Installation der Hardware wurde eine mehrwöchige Beobachtungsserie der Satelliten Meteosat 5 und Meteosat 6 bzw. der beiden russischen Satelliten Gorizont 11 und Statsionar-raduga 8 durchgeführt. Während die Bahnen der Meteosatsatelliten aufgrund von Bahnmanövern der idealen geostationären Bahn sehr nahe kommen, handelt es sich bei den beiden letztgenannten Satelliten um solche, die bereits seit längerer Zeit nicht mehr kontrolliert werden und daher zunehmend aus ihrer geostationären Bahn abdriften. Weiters führen sie starke Taumelbewegungen aus. Die astrometrische Auswertung der Aufnahmen erfolgte mit Hilfe des Programms „CCD“, dessen Entwicklung neben der Hardwareinstallation ein Hauptbestandteil der vorliegenden Arbeit ist. Diese in Borland Pascal 7.0 entwickelte Windowsanwendung erlaubt nicht nur die Verwendung verschiedener Transformationspolynome für die Berechnung der Tangentialkoordinaten aus den Meßkoordinaten, es können auch verschiedene Verteilungsfunktionen (sogenannte Pointspreadfunctions) für die Berechnung der Objektkoordinaten herangezogen werden. Besonderes Augenmerk wurde dabei auf die Auswertung von Sternstrichspuren gelegt, da Aufnahmen geostationärer Satelliten meist bei ausgeschalteter Sternnachführung erfolgen. Als Sternkatalog steht sowohl der PPM- als auch der GSC-Katalog zur Verfügung. Die Koordinaten der vermessenen Objekte können entweder im wahren Äquatorsystem der Beobachtungsepoche oder im System J2000.0 berechnet werden.

Mit Hilfe des Bahnintegrationsprogramms „ORBDET“ des astronomischen Instituts der Universität Bern wurden für alle Satelliten oskulierende Bahnelemente und der direkte Strahlungsdruck berechnet. Bei den Meteosatsatelliten zeigen die Residuen der Beobachtungen keine Signale. Der mittlere Fehler einer Einzelbeobachtung liegt für die sehr lichtschwachen Objekte bei $0.5''$ und unterschreitet damit deutlich ein Zehntel der Pixelgröße. Ermöglicht wurde diese hohe Genauigkeit durch den Einsatz einer zweidimensionalen Gaußverteilung als Pointspreadfunction. Anders ist die Situation bei Gorizont 11 und Statsionar-raduga 8, wo in den Residuen noch ein deutliches Signal zu erkennen ist. Die Ursache liegt in der äußerst schwierigen Modellierung des Strahlungsdrucks. Während Meteosatsatelliten einen einfachen zylinderförmigen Aufbau besitzen, handelt es sich bei den russischen Satelliten um solche mit großen Sonnense-

geln. Die Modellierung des Strahlungsdruckes wird zusätzlich durch die starke Taumelbewegung erschwert.

Als Abschluß der Arbeit wurden die Schwerefeldparameter C_{22} und S_{22} aus den Beobachtungen von Meteosat 5 und 6 berechnet. Es zeigte sich eine hervorragende Übereinstimmung mit den im Modell JGM-3 angegebenen Werten. Durch Kombination mit Beobachtungen der Satellitenstation Zimmerwald (CH) konnte die Genauigkeit der Parameter C_{22} und S_{22} noch wesentlich gesteigert werden. Die Berechnungen ergaben folgende Werte für die beiden normierten Schwerefeldparameter:

$$\begin{aligned}\overline{C}_{22} &= 2.43923E-06 \pm 3.90E-10 \\ \overline{S}_{22} &= -1.40031E-06 \pm 9.77E-11\end{aligned}$$

Es konnte somit gezeigt werden, daß CCD-Beobachtungen geostationärer Satelliten einen Beitrag zur Bestimmung obiger Parameter leisten können. Eine wesentliche Genauigkeitssteigerung sollte durch den Hipparcos-Sternkatalog erzielt werden können, der voraussichtlich ab Sommer 1997 zur Verfügung stehen wird.

Abstract

The motions of artificial satellites are influenced by gravitational and non-gravitational perturbations. Of special interest among the gravitational perturbations is the anisotropy of the earth's gravitational field. Orbits of geostationary satellites are extremely sensitive to perturbations caused by the earth's equatorial ellipticity, which is described by the coefficients C_{22} and S_{22} in the harmonic series expansion of the geopotential. These coefficients cause resonant perturbations, which lead to a librating motion of geostationary objects around two defined points of the earth's equator. These points are located at longitude east 75° and longitude west 105° of Greenwich. The period of the librating motion varies between 1000 and 2000 days, changes in the semi-major axis can reach up to 35 km. On the other hand, these large variations allow for a very exact calculation of the above mentioned terms by means of observing geostationary satellites over a period of only a few weeks. Meteosat satellites are extremely useful for this type of study, because in contrast to communication satellites, orbit manoeuvres are carried out only every 2 or 3 months.

In the course of this project, the Zeiss BMK 75 ballistic camera of the Graz-Lustbühel satellite observation centre was adapted for CCD observations. Instead of the automatic plate-changing device, the CCD camera SITE 1024B (1024*1024 pixel, pixel size $24\mu\text{m}$, backside illuminated, 1 pixel = $6.6''$) was mounted. Thanks to a special shuttering technique, the epoch registration of the observations can be carried out with an accuracy of a few microseconds. After installing the hardware, a two-month observation campaign of the satellites Meteosat 5 and Meteosat 6 as well as the Russian satellites Gorizont 11 and Statsionar-raduga 8 was carried out. Whereas, due to orbital manoeuvres, the orbits of the Meteosat satellites are very close to the theoretical geostationary orbit, the latter mentioned satellites have not been controlled for a quite long time. Inevitably this causes an increasing motion leading away from their geostationary orbit. They also are marked by heavy tumbling movements.

The astrometric evaluation of the observations was carried out with the help of the program CCD. Its development was - besides the hardware installation - one of the main tasks of this project. This Windows application, which is written in Borland Pascal 7.0, permits the use of different polynomes for the transformation of the measured coordinates into tangent coordi-

nates and makes use of various fitting algorithms (Gaussian, Laplace and Cauchy distributions) for the calculation of the object coordinates. Usually the star tracker is switched off when observations of geostationary satellites are carried out. Therefore special attention has to be paid to the determination of the starting and final point of star trails. The reference stars can be selected from the PPM and the GSC catalogue. The calculated coordinates of the measured objects either refer to the true date and equinox or to the mean date and equinox (J2000.0).

The orbit integration program ORBDET of the Astronomical Institute of the University of Berne was used for the calculation of the osculating orbital elements and the direct solar radiation pressure of all satellites. The residuals of the two Meteosat satellites did not show any remaining signals. The average deviation of a single observation was 0.5" for these extremely faint objects, which corresponds to less than 1/10 of the pixel size. This high accuracy was a consequence of calculating the satellite coordinates by fitting a two-dimensional Gaussian distribution. The situation concerning Gorizont 11 and Stationar-raduga 8 is different. Significant signals were found in the residuals, which can be explained by extreme difficulties in establishing an appropriate model for the direct solar radiation pressure. While Meteosat satellites have a simple cylindrical shape, the Russian satellites are marked by large solar panels. The establishment of a model for the direct solar radiation pressure is further complicated because of the heavy tumbling movements.

Finally, the geopotential coefficients C_{22} and S_{22} were calculated from observations of the satellites Meteosat 5 and 6. The results show an extremely low deviation from the corresponding numbers of the well-known gravity model JGM-3. By combining this data with observations made by the satellite observation centre Zimmerwald (Switzerland), the accuracy of the coefficients C_{22} and S_{22} could be further increased. The calculations result in the following values for the two normalized coefficients:

$$\overline{C}_{22} = 2.43923E-06 \pm 3.90E-10$$

$$\overline{S}_{22} = -1.40031E-06 \pm 9.77E-11$$

The results show that CCD observations of geostationary satellites can contribute considerably to the determination of the above mentioned parameters. A further increase in accuracy is to be expected by the use of the Hipparcos star catalogue, which is going to be available in summer 1997.

Danksagung

An dieser Stelle ist es mir ein großes Bedürfnis, all jenen meinen besonderen Dank auszusprechen, die am erfolgreichen Abschluß dieser Arbeit maßgeblich beteiligt waren. Namentlich möchte ich speziell zwei Personen danken, nämlich Herrn *o. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Kurt Bretterbauer* und Herrn *o. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Hans Sünkel*, ohne die eine Durchführung meines Projektes gar nicht möglich gewesen wäre.

1 EINLEITUNG	5
2 GRUNDLAGEN DER CCD-TECHNOLOGIE	7
2.1 Prinzip	7
2.2 Eigenschaften von Silizium	7
2.3 Potentialtopf	8
2.4 Ladungstransport	9
2.4.1 CCD-Zeile	9
2.4.2 CCD-Fläche	10
2.5 Transfereffizienz	11
2.6 Quanteneffizienz	12
2.7 Dynamikumfang	13
2.8 Linearität	13
2.9 Rauschen	13
2.10 MPP-Mode	15
2.10.1 Funktion	15
2.10.2 MPP-Timing	17
2.10.3 Vor- und Nachteile des MPP-Modes	17
3 REDUKTION DER CCD-BILDER	19
3.1 Bias	19
3.2 Dunkelstrom	19
3.3 Flatfield	19
3.4 Irreguläre Pixel	22
4 CCD-KAMERA SITE 1024B DER FA. PHOTOMETRICS	23
4.1 CCD-Chip SITE 1024B	23
4.2 Kühlung	26
4.3 Biasaufnahme	26
4.4 Dunkelstromaufnahme	27
4.5 Flatfieldaufnahme	28
4.6 Timing der parallelen Taktimpulse	29
4.7 Technische Daten	30

5 EPOCHENREGISTRIERUNG	31
5.1 bc627AT GPS-Empfänger	31
5.2 Belichtungssteuerung	31
6 ZEISS BMK	34
7 OBJEKTERKENNUNG	35
7.1 Näherung für Hintergrundrauschen	35
7.2 Objektdetektion - Verbesserung des Hintergrundrauschens	35
7.3 Berechnung der Objektkoordinaten	36
7.3.1 Eindimensionale Verteilungen	36
7.3.2 Zweidimensionale Verteilungen	41
8 ZEITSYSTEME	44
8.1 Internationale Atomzeitskala TAI	44
8.2 Dynamische Zeit	44
8.2.1 Terrestrische Dynamische Zeit (TDT)	44
8.2.2 Baryzentrische Dynamische Zeit (TDB)	44
8.3 Sternzeit	45
8.4 Weltzeit (UT)	45
8.5 GPS-Zeit	46
9 KOORDINATENSYSTEME	47
9.1 Äquator- und Ekliptiksystem	47
9.2 Internationales Terrestrisches Koordinatensystem (ITRS)	48
10 REDUKTION DER HIMMELSKOORDINATEN	50
10.1 Eigenbewegung	51
10.2 Parallaxe	52
10.3 Relativistische Ablenkung des Lichts	52
10.4 Aberration	53
10.4.1 Jährliche Aberration	55
10.4.2 Tägliche Aberration	56
10.5 Präzession und Nutation	56
10.5.1 Allgemeine Präzession	56
10.5.2 Nutation	57
10.6 Einfluß der Refraktion auf scheinbare topozentrische Koordinaten	59

11 REFRAKTION	61
11.1 Astronomische Refraktion	62
11.1.1 Theorie	62
11.1.2 Einfluß der Atmosphäre	65
11.1.3 Atmosphärische Dispersion	66
11.2 Satellitenrefraktion	67
11.3 Differentielle Refraktion	68
11.4 Refraktionseinfluß bei CCD-Aufnahmen geostationärer Objekte mit der Zeiss BMK	68
11.4.1 Astronomische Refraktion	69
11.4.2 Atmosphärische Dispersion	69
11.4.3 Satellitenrefraktion	69
12 ASTROMETRISCHE AUSWERTUNG	71
13 PROGRAMM „CCD“	75
14 BEOBACHTUNG GEOSTATIONÄRER SATELLITEN	77
14.1 Geschichtlicher Überblick	77
14.2 Geostationäre Bahn	77
14.3 Topozentrische Koordinaten	81
14.3.1 Topozentrische Koordinaten bei bekannten Bahnelementen	81
14.3.2 Topozentrische Koordinaten bei bekannten Polarkoordinaten	82
14.3.3 Positionsgenauigkeit der Beobachtungsstation	83
14.4 Erdschatten	83
14.5 Bahnstörungen	87
14.5.1 Anomalie des Erdschwerefeldes	88
14.5.2 Gravitationswirkung von Sonne, Mond und Planeten	90
14.5.3 Gezeiten der festen Erde	91
14.5.4 Direkter Strahlungsdruck der Sonne	91
14.5.5 Erdalbedo	92
14.5.6 Thermische Emission	92
14.5.7 Relativistische Effekte	92
14.5.8 Bahnverbesserung	93
14.6 Aktuelle Beobachtungen	96
14.7 Berechnung der Bahnelemente und der Schwerefeldparameter C_{22} , S_{22}	103
15 ZUSAMMENFASSUNG	111
A ANHANG	113
A.1 Ausgleich vermittelnder Beobachtungen	113
A.2 Programme	114
A.2.1 Programm PMISDDE	114

A.2.2 Programm SETUPGPS	116
A.2.3 Programm INITIAL	116
A.2.4 Programm CCD	117
LITERATURVERZEICHNIS	129
LEBENS LAUF	133

1 Einleitung

Geostationäre Satelliten nehmen unter den künstlichen Erdsatelliten eine Sonderstellung ein. Da die Umlaufperiode solcher Satelliten einem Sterntag entspricht und ihre Bahnebene mit der Äquatorebene zusammenfällt, scheinen sie in erster Näherung immer über demselben Punkt der Erdoberfläche zu stehen. Die Anisotropie des irdischen Schwerfeldes verursacht neben anderen Kräften Störbeschleunigungen, die zu einem Abdriften des Satelliten aus seiner Sollposition führen. Bei geostationären Satelliten ist vor allem die Elliptizität des Äquators dafür verantwortlich. Entwickelt man das Gravitationspotential der Erde nach harmonischen Polynomen, so wird die Elliptizität durch die sektoriellen Glieder C_{22} und S_{22} beschrieben. Der Einfluß dieser Terme auf die Bahnbewegung eines geostationären Satelliten wird zusätzlich durch Resonanzeffekte verstärkt. Diese äußern sich in einer Pendelbewegung der Satellitenposition mit einer Amplitude von mehreren Kilometern und einer Periode von 1000 bis 2000 Tagen. Aufgrund der Größe dieser Resonanzeffekte können durch Beobachtungen geostationärer Satelliten die Terme C_{22} und S_{22} mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Als Beobachtungsobjekte eignen sich in erster Linie die Satelliten der Meteosatreihe, da bei diesen Bahnkorrekturen durchschnittlich nur alle 2 bis 3 Monate erfolgen. Außerdem kann aufgrund ihres zylinderförmigen Aufbaus ein einfaches Modell für den Strahlungsdruck entwickelt werden.

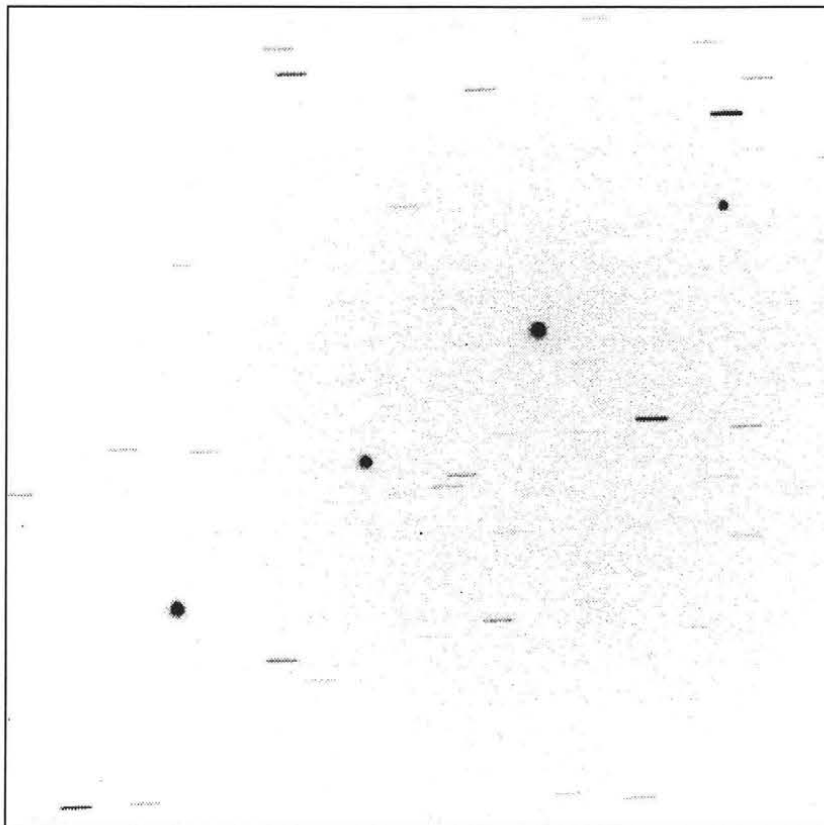
Im Frühjahr 1992 wurden die ersten Versuche am 1.5 m Ritchey-Chretien Teleskop des Leopold Figl-Observatoriums mit Hilfe von Fotoplatten durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde eigens eine Astrometriegruppe unter Leitung von Univ. Prof. Dr. Jackson gegründet, der neben dem Autor auch Dr. Göbel von der Universitätssternwarte Wien angehörte. Bereits nach den ersten Aufnahmen zeigte sich jedoch, daß Meteosatsatelliten aufgrund ihrer geringen Helligkeit nicht fotografiert werden konnten. Ein weiteres Problem war die Registrierung der Beobachtungsepoche. Hierfür standen keine geeigneten Mittel mit der geforderten Genauigkeit zur Verfügung. Zu dieser Zeit wurden erstmals auch Aufnahmen mit der ballistischen Meßkamera Zeiss BMK 75 in Graz-Lustbühel unter Mithilfe von Dr. Pesec durchgeführt. Aber auch hier zeigte sich, daß die Empfindlichkeit der Fotoplatten für Aufnahmen von Meteosatsatelliten nicht ausreicht. Da weiters Kodak die Fotoplattenproduktion vorübergehend einstellte, war man gezwungen, den Ankauf einer CCD-Kamera ins Auge zu fassen.

Bei der Erstellung der genauen Anforderungen an eine für Beobachtungen geostationärer Objekte geeignete CCD-Kamera war Dr. Schildknecht vom Astronomischen Institut der Universität Bern sehr hilfreich. Weiters wurden auf der Privatsternwarte in Davidschlag unter Hilfe von Ing. Meyer, Dipl.-Ing. Raab und Herrn Obermair die ersten CCD-Aufnahmen der geostationären Satelliten Meteosat 4 und 5 durchgeführt. Als Detektor kam die CCD-Kamera ST6 zum Einsatz. Dank dieser Aufnahmen konnte bereits zu diesem Zeitpunkt mit der Entwicklung eines Astrometrieprogramms begonnen werden, das speziell für die Auswertung geostationärer Objekte gedacht war. Die Finanzierung einer professionellen CCD-Kamera wurde schließlich durch ein von Univ. Prof. Dr. Bretterbauer eingereichtes und vom Jubiläumsfonds der Österreichischen Nationalbank bewilligtes Forschungsprojekt ermöglicht (Nationalbankprojekt Nr. 5258). So konnte im Frühjahr 1995 die CCD-Kamera SITE 1024B der Firma Photometrics angekauft werden (1024*1024 Pixel, Pixelgröße 24*24 μm , backside illuminated).

Nach den ersten Aufnahmen am Ritchey-Chretien Teleskop entschloß man sich aufgrund kooperativer Schwierigkeiten, die Beobachtungen mit der ballistischen Meßkamera Zeiss BMK auf der Satellitenstation Graz-Lustbühel durchzuführen. Univ. Prof. Dr. Sünkel und Univ. Prof. Dr. Haupt gaben ihre Zustimmung zur Adaption der Zeiss BMK für CCD-Beobachtungen. Der Vorteil dieser Kamera liegt im großen Gesichtsfeld aufgrund der kurzen

Brennweite und in der Lichtstärke der Optik. So steht ein für CCD-Aufnahmen ungewöhnlich großes Gesichtsfeld von fast $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ zur Verfügung. Um die Epochenregistrierung der Aufnahmen mit der geforderten Genauigkeit zu ermöglichen, mußten an der Steuerung der CCD-Kamera einige Änderungen vorgenommen werden, die von Dr. Zahradnik in Wien durchgeführt wurden.

Das Ziel der Arbeit hat sich aufgrund des Einsatzes einer CCD-Kamera im Laufe der Zeit etwas gewandelt. Waren zunächst Untersuchungen über das Erdschwerefeld das vorrangige Ziel, so rückte nun neben der Installation der CCD-Kamera an der Zeiss BMK die Entwicklung geeigneter Beobachtungsverfahren und die astrometrische Auswertung der CCD-Bilder geostationärer Satelliten in den Vordergrund. Trotzdem konnte im Frühjahr 1996 eine zweimonatige Beobachtungsserie zu den Satelliten Meteosat 5 und 6 sowie zu den beiden abgeschalteten russischen Satelliten Gorizont 11 und Statsionar-raduga 8 gestartet werden. Die Berechnung der Geopotentialkoeffizienten aus diesen Messungen wurde in Zusammenarbeit mit cand. Dr. Urs Hugentobler vom Astronomischen Institut der Universität Bern durchgeführt.

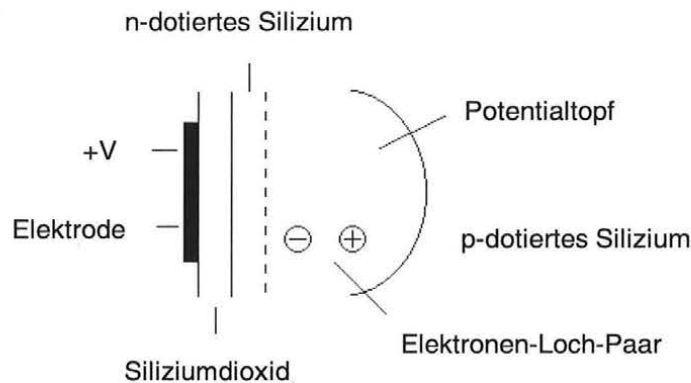


Figur 1.1: 23.5.1995, Astra 1A-1D, Leopold Figl-Observatorium,
1.52m Ritchey-Chretien Teleskop, Öffnungsverhältnis 1:8.3.
(Belichtungszeit 2s, Gesichtsfeld $6' \times 6'$, 1 Pixel = $0.4''$)

2 Grundlagen der CCD-Technologie

2.1 Prinzip

Basis aller CCD-Kameras (Charge-Coupled Device) ist ein Metall-Oxid-Halbleiter Kondensatorelement (MOS). Dieses besteht aus einem p-dotiertem Siliziumsubstrat, auf welches eine dünne Schicht ($\approx 1 \mu\text{m}$) n-dotiertes Silizium aufgebracht wird. Als nächstes folgt eine Isolationschicht aus Siliziumdioxid mit einer Schichtdicke von ca. $0.1 \mu\text{m}$. Auf diese Schicht wird nun ein Netzwerk von Elektroden aus polykristallinem Silizium (*polysilicon gates*) aufgedampft, welche das Siliziumplättchen (Chip) in eine große Zahl winziger Bildelemente (*picture elements = Pixel*) unterteilt, die als elektrisch voneinander getrennte, lichtempfindliche Zentren zu betrachten sind. Die Pixel sind nichts anderes als eine zweidimensionale Anordnung kleinster Kondensatoren.



Figur 2.1: MOS Kondensator

Durch das System der parallelen Elektroden und senkrecht dazu verlaufenden Trennkanäle (*channel stop*) können durch Anlegen einer positiven Spannung Potentialtöpfe erzeugt werden. Fällt nun Licht auf die Pixel, so sammeln sich die bei der Belichtung freigesetzten Elektronen in den Potentialtöpfen, wobei die gesammelte Ladung von der Intensität des einfallenden Lichts abhängig ist. Nach der Belichtung werden die Potentialtöpfe „geleert“, indem die Ladungspakete der einzelnen Pixel hintereinander einem Ausgangsverstärker zugeführt werden. Der zeitliche Ablauf des Ladungstransports wird dabei von einer Uhr gesteuert. Anschließend erfolgt eine Digitalisierung in einem Analog-Digital Konverter (ADC), der im allgemeinen mit einer Auflösung von 12 bis 16 bit arbeitet (das entspricht 4096 bis 65536 Intensitäts- oder Graustufen). Die gemessenen Pixelintensitäten können dann im Speicher eines Rechners abgelegt werden.

2.2 Eigenschaften von Silizium

Silizium gehört wie Kohlenstoff und Germanium zur Familie der Halbleiterelemente. Charakteristisch für diese vierwertigen Elemente sind die vier unbesetzten Plätze in der Elektronenschale des Atoms. Beim Siliziumatom befinden sich diese in der sogenannten M-Schale. Liegt Silizium in kristalliner Form vor, so sind die Atome durch kovalente Bindung (Atombindung) miteinander verknüpft. Jedes Atom wird mittels zweier Elektronen an das Nachbaratom gebunden. Wird nun die Bindungsenergie von 1.1 eV z.B. durch einfallende Strahlung aufgebracht oder überwunden, so können Elektronen aus Bindungen herausgeschlagen werden. Es

entstehen Paare von frei beweglichen Elektronen (Leitungselektronen) und Elektronenlöchern (Defektelektronen).

Einfallende elektromagnetische Strahlung mit einer Wellenlänge kleiner als 1100 nm hat genug Energie, um so ein Elektronen-Loch-Paar entstehen zu lassen (photoelektrischer Effekt). Die Eindringtiefe in die Siliziumschicht ist direkt proportional zur Wellenlänge des einfallenden Lichts. Silizium wird transparent bei einer Wellenlänge über 1100 nm bzw. lichtundurchlässig unter 400 nm.

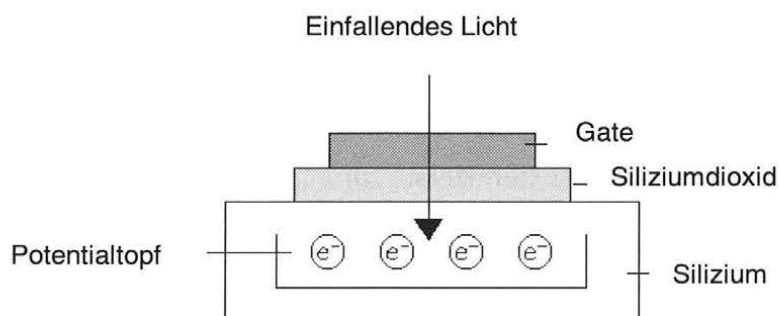
Es kann aber auch durch thermische Energie zur Auflösung der Atombindung und damit zur Bildung eines Elektronen-Loch-Paares kommen. Beim absoluten Nullpunkt werden alle Valenzelektronen zur Bindung genützt. Das bedeutet, daß sich alle Elektronen im sogenannten Valenzband befinden. Es existieren daher keine frei beweglichen Elektronen. Bei höheren Temperaturen werden durch die Wärmebewegung Elektronen aus Bindungen herausgeschlagen und in ein höheres Energieband, das Leitungsband, gehoben. Die unerwünschte Ladung, die nur aufgrund thermischer Effekte entsteht, wird als *Dunkelstrom* bezeichnet und kann durch Kühlung reduziert werden.

Energiereiche Partikel, Röntgenstrahlung oder kosmische Strahlung führen ebenfalls zur Generierung zahlreicher Elektronen. Exzessive Belichtung kann bei dieser Art von Strahlung auch zu einer Zerstörung der Kristallstruktur führen.

Die Leitfähigkeit von Silizium kann durch Fremdatome (Donatoren) gezielt verändert werden. Werden in das Siliziumkristall Atome eines fünfwertigen Elements eingebaut, so können von dessen fünf Valenzelektronen nur vier zur Bindung an die benachbarten Atome genützt werden. In diesem Halbleitertyp (n-Leiter) erfolgt der Ladungstransport fast ausschließlich durch die Leitungselektronen. Im Gegensatz dazu steht der p-Leiter. Bei diesem entsteht durch Dotierung des Siliziumkristalls mit einem dreiwertigen Element ein Elektronenmangel. Der Ladungstransport erfolgt daher vorwiegend durch Elektronenlöcher.

2.3 Potentialtopf

Die durch einfallende Photonen entstehenden freien Elektronen werden in einem Potentialtopf gespeichert. Zunächst wird auf das Silizium eine Isolationsschicht aus dünnem Siliziumdioxid aufgebracht. Auf dieser befindet sich nun ein transparentes *Gate* (Elektrode) aus polykristallinem Silizium. Legt man eine positive Spannung an das Gate, so entsteht eine Region (Potentialtopf), in der die Elektronen gefangen bleiben. Elektronen, die in den Channel Stops oder im Siliziumsubstrat unterhalb des Pixels generiert werden, diffundieren zum Potentialtopf. Daher existieren keine „toten“ Zwischenräume bei Aneinanderreihung mehrerer Pixel.

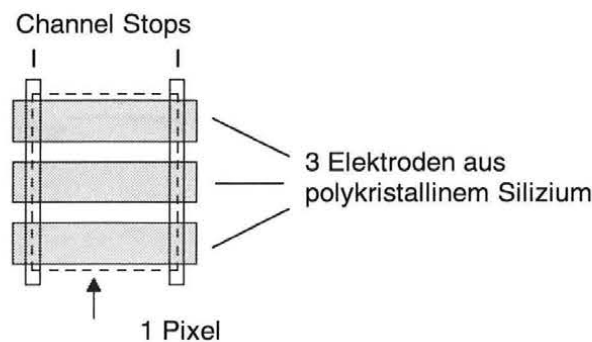


Figur 2.2: Potentialtopf

Die Gesamtkapazität (*full well capacity*) eines solchen Potentialtopfs kann bis zu einer Million Elektronen betragen, die „Tiefe“ reicht von wenigen Mikrometern bis zu 30 Mikrometern in speziell bearbeitetem Silizium. Elektronen, die durch thermische Vorgänge oder energiereiche Partikel entstehen, können nicht von jenen unterschieden werden, die durch einfallende Photonen freigesetzt werden. Die in den Potentialtöpfen gespeicherte Ladung ist proportional zum Produkt aus Lichtintensität und Belichtungszeit.

2.4 Ladungstransport

Figur 2.3 zeigt ein einzelnes CCD-Pixel. Bei einem dreiphasigen CCD-Chip, der in den meisten hochwertigen CCD-Kameras für wissenschaftliche Untersuchungen verwendet wird, befinden sich drei Polysilicon Gates über jedem Pixel, die rechtwinklig zu den Channel Stops angeordnet sind. Die Channel Stops bestehen aus einem stark positiv dotierten Siliziumsubstrat und reagieren kaum auf Potentialänderungen. Daher verhindern diese Trennkanäle das Überlaufen der in den Potentialtöpfen gespeicherten Elektronen in benachbarte Pixel.

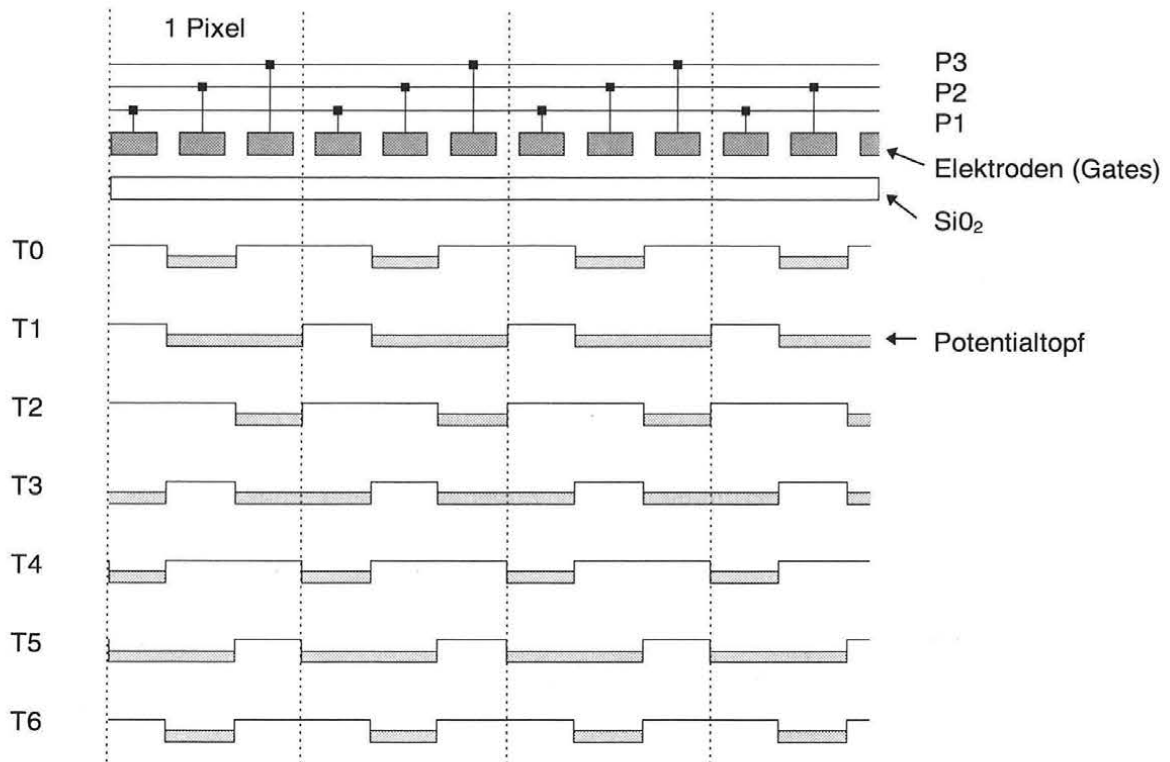


Figur 2.3: 3-Phasen CCD-Pixel

2.4.1 CCD-Zeile

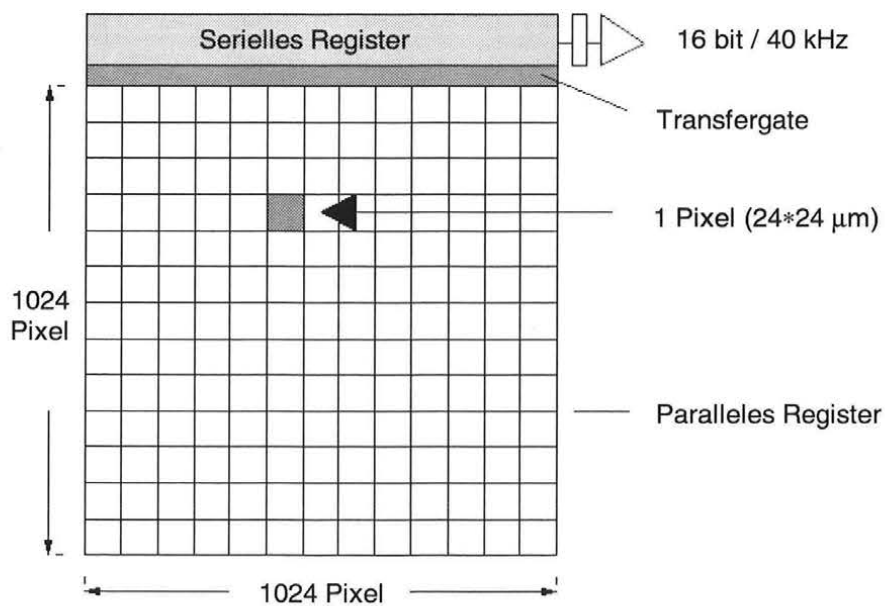
Um den Ladungstransport zu veranschaulichen, betrachte man nur eine einzelne CCD-Zeile (Figur 2.4). In dieser besitzt jedes Pixel drei Elektroden, die als Phase 1, Phase 2, und Phase 3 (P1, P2, P3) bezeichnet werden. Wie die Abbildung zeigt, sind alle P1 Elektroden miteinander verbunden, dasselbe gilt für P2 und P3.

Während der Belichtung (*Integrationszeit*) liegt an einer Elektrode (in Figur 2.4 ist diese als P2 bezeichnet) eine positive Spannung an (Zeitpunkt T0). Es kommt daher zur Ausbildung eines Potentialtopfs unter der P2 Elektrode. In diesem werden die durch einfallende Photonen freigesetzten Elektronen gespeichert. Möchte man nun die Ladung verschieben, muß zunächst an die P3 Elektrode ebenfalls eine positive Spannung angelegt werden. Dadurch verdoppelt sich die Größe des Potentialtopfs und die Elektronen verteilen sich sowohl unter dem P2 als auch unter dem P3 Gate (T1). Schaltet man nun die P2 Elektrode ab (T2), so sammelt sich die gesamte Ladung unter dem Gate P3. Eine Wiederholung dieses Vorgangs unter Verwendung der P3 und P1 Elektroden führt zu einer Verschiebung der Ladung unter das P1 Gate (T3, T4). Der Ladungstransport wird durch einen weiteren Zyklus, bei der P1 und P2 verwendet werden, abgeschlossen (T5, T6). Das bedeutet, daß die gesamte Ladung um ein Pixel nach rechts verschoben wurde. Das erste Pixel (in der Zeile ganz rechts) wurde dabei dem Vorverstärker bzw. dem Analog-Digital Konverter zugeführt, wo die Digitalisierung der Ladung erfolgt. Beim Ladungstransport muß stets eine Barriere zu den Nachbarpixeln existieren, um die Identität jedes Ladungspakets aufrecht zu erhalten.



Figur 2.4: Ladungstransport bei einem 3-Phasen CCD

2.4.2 CCD-Fläche

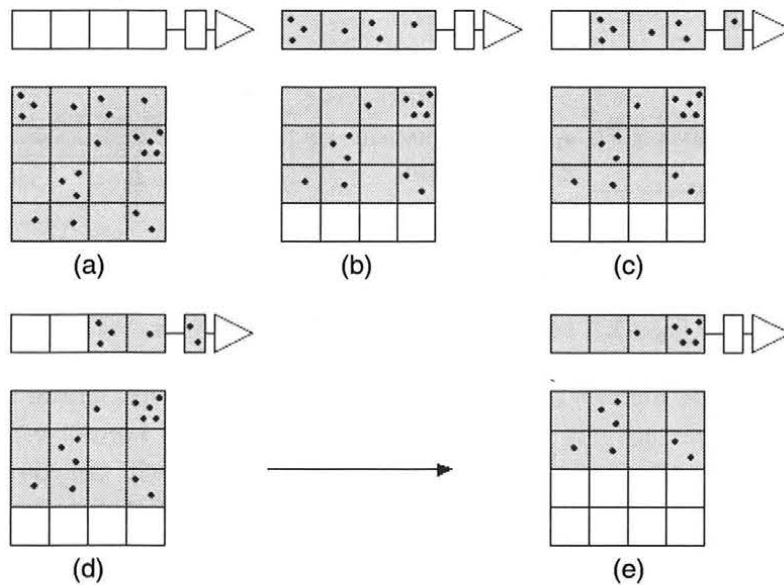


Figur 2.5: CCD-Fläche

Das oben beschriebene eindimensionale Ladungstransferkonzept kann nun auf eine zweidimensionale CCD-Fläche ausgedehnt werden (Figur 2.5). Das parallele Register besteht aus einer Vielzahl einzelner CCD-Zeilen (in Figur 2.5 aus 1024 Zeilen), die durch Channel Stops voneinander getrennt werden. Jede einzelne Zeile wird durch die Gatestruktur in eine gleich große

Anzahl von Pixeln (1024) unterteilt. In diesem Beispiel besteht das parallele Register aus 1048576 unabhängigen Potentialtöpfen. Jedes dieser Pixel hat eine Größe von $24 \times 24 \mu\text{m}$. Das serielle Register ist rechtwinkelig zu den einzelnen CCD-Zeilen angeordnet und ist selbst ein eindimensionales CCD. Es ist jedoch vor Lichteinfall geschützt. Die parallelen bzw. seriellen „Clocksignale“ (es handelt sich hierbei um Taktimpulse für die einzelnen Gateelektroden, die in einem Pixeloszillator erzeugt werden) steuern den Ladungstransport. Arbeitet der Ausgangsverstärker zum Beispiel mit einer Taktrate von 40 kHz, so bedeutet dies, daß für die Digitalisierung eines Pixels rund $25 \mu\text{s}$ benötigt werden.

Nach der Belichtung (Figur 2.6a) werden die Ladungspakete im parallelen Register um eine Zeile in Richtung des seriellen Registers verschoben. Die Ladungen der ersten Zeile gelangen über ein Transfergate in das serielle Register (b). Von diesem werden die einzelnen Ladungspakete pixelweise einem Ausgangsverstärker zugeführt und digitalisiert (c, d). Nachdem das gesamte serielle Register geleert wurde, wird die nächste Zeile vom parallelen in das serielle Register verschoben (e). Diese Prozedur wiederholt sich, bis die gesamten Ladungspakete digitalisiert wurden.



Figur 2.6: CCD-Lesezyklus

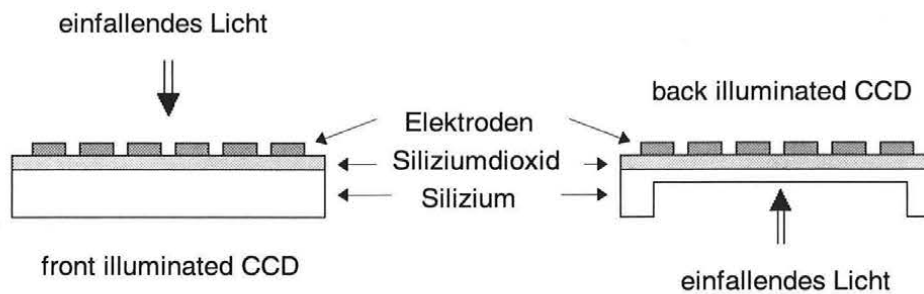
2.5 Transfereffizienz

Wie aus Figur 2.6 ersichtlich, müssen abhängig von der Position einzelner Pixel relativ zum Ausgangsverstärker oft mehrere hundert Ladungstransporte durchgeführt werden. Die Transfereffizienz gibt Auskunft über die Qualität dieses Transports. Bei jedem Schiebevorgang besteht die Möglichkeit, daß die Ladung eines Pixels nicht vollständig in das benachbarte Pixel verschoben werden konnte. Qualitativ hochwertige CCD-Chips erreichen eine Transfereffizienz von 0.999998, wobei 1.0 als perfekt angenommen wird. Die Transfereffizienz ist aber auch von der Geschwindigkeit des Auslesens abhängig. Es ist offenkundig, daß bei höherer Frequenz der Taktimpulse die Transfereffizienz abnimmt und es somit zu einer Zunahme des Ausleserauschens (*readout noise*) kommt.

2.6 Quanteneffizienz

Die Quanteneffizienz ist definiert als Verhältnis zwischen der Anzahl an Elektronen, die auf Grund des photoelektrischen Effekts generiert werden, und der Anzahl einfallender Photonen. Fast alle CCD-Chips zeigen eine sehr hohe Empfindlichkeit im langwelligen (roten bis infraroten) Bereich, während die Quanteneffizienz im kurzwelligen Bereich sehr rasch abnimmt. Die hohe Quanteneffizienz im langwelligen Bereich muß bei der Auswahl der Optik und der verwendeten Filter berücksichtigt werden. Da die meisten Linsen und optischen Systeme oft nur im sichtbaren Wellenbereich (400 bis 700 nm) optimal korrigiert sind, kann es zur chromatischen Aberration und damit zu unscharfen Abbildungen kommen. Bei Reflexionsoptiken existiert dieses Problem natürlich nicht, da sich alle Wellenlängen in einem gemeinsamen Fokus vereinigen.

Die Quanteneffizienz ist nicht nur von der Wellenlänge abhängig, sondern auch von der Konstruktion des CCD-Chips. Es gibt zwei Ausführungen, „thick“ (*front illuminated*) oder „thinned“ (*back illuminated*).

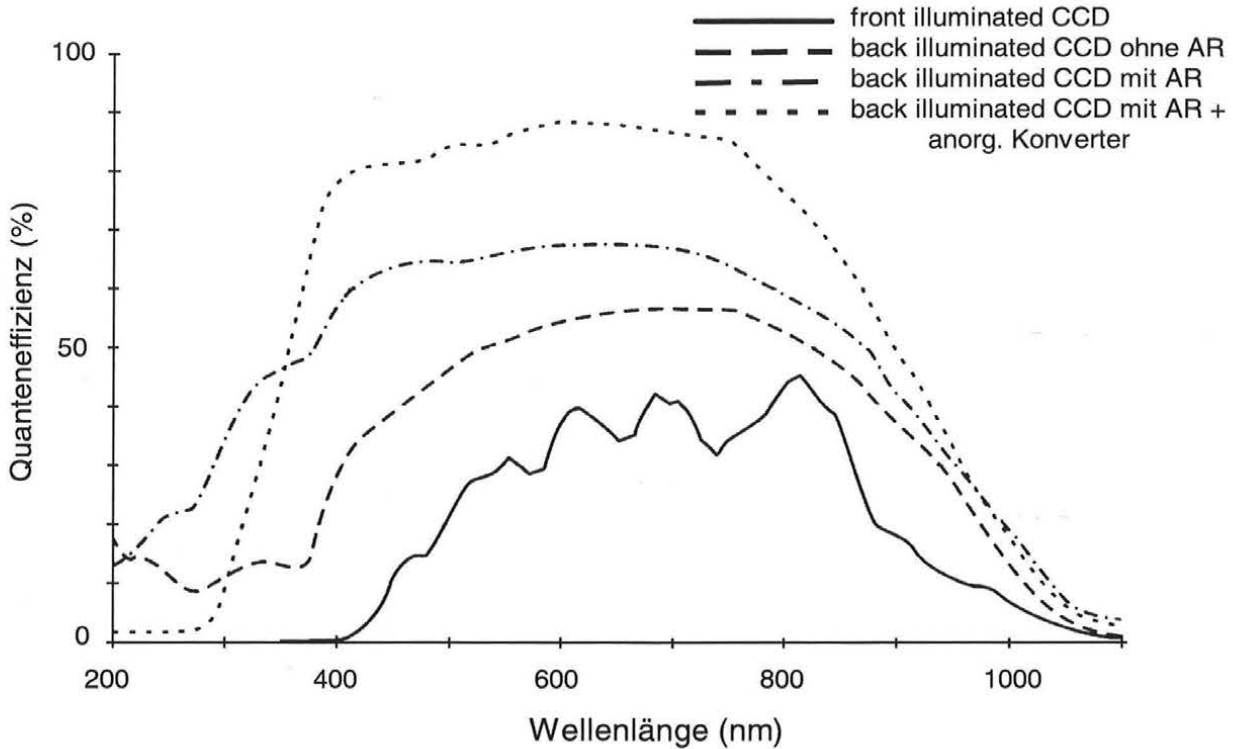


Figur 2.7: Front- und backside illuminated CCDs

Bei front illuminated CCDs müssen die einfallenden Photonen zunächst durch das Elektrodenetzwerk dringen, bevor sie auf das Siliziumsubstrat treffen. Dabei kommt es zur Absorption von Photonen. Diese Absorption tritt bei back illuminated CCDs nicht auf, da hier die Photonen auf die Rückseite (daher der Name) des Chips und somit sofort auf das Siliziumkristall treffen. Außerdem ist die Siliziumschicht durch ein Ätzverfahren extrem dünn ($\approx 10 \mu\text{m}$) ausgeführt.

Figur 2.8 zeigt die Quanteneffizienz abhängig von der Wellenlänge des einfallenden Lichts sowohl für front illuminated als auch back illuminated CCDs. Auffallend neben der wesentlich höheren Quanteneffizienz ist die höhere Empfindlichkeit im blauen (kurzwelligen) Bereich bei dünnen CCD-Chips. Meist wird bei dünnen CCDs noch eine Antireflexionsschicht (AR) aufgetragen, die zu einer weiteren Erhöhung der Empfindlichkeit beiträgt.

Die spektrale Empfindlichkeit ist bei CCDs limitiert bei etwa 350 nm. Um diese in den UV-Bereich auszudehnen, kann ein sogenannter „down-converter“ angebracht werden. Dieser absorbiert Licht unterhalb von 400 nm und emittiert dieses im sichtbaren Bereich des Spektrums. Organische Konverter sind transparent für Wellenlängen über 400 nm und reduzieren somit nicht die Quanteneffizienz im roten Bereich. Im Gegensatz dazu kommt es bei anorganischen Konvertern zu einer Reduktion (siehe Figur 2.8), allerdings optimieren diese die Quanteneffizienz zwischen 185 und 380 nm. Zu den anorganischen Konvertern zählt der von der Firma SITE für dünne CCDs verwendete Konverter. Dieser wird bereits während des Herstellungsprozesses des Chips angebracht.



Figur 2.8: Quanteneffizienz bei thick bzw. thinned CCDs

2.7 Dynamikumfang

Der Dynamikumfang eines CCD-Chips ist definiert als Verhältnis von Gesamtkapazität (*full well capacity*) zum Systemrauschen, ausgedrückt in Elektronen. Das Systemrauschen kann zwischen einigen wenigen Elektronen bei wissenschaftlich verwendeten CCDs und einigen tausend Elektronen bei billigen Videokameras variieren. Die Gesamtkapazität ist einerseits von der Konstruktion des CCD-Chips, andererseits von der Pixelgröße abhängig. Pixelfläche und Gesamtkapazität stehen in einem nahezu linearen Zusammenhang. Eine Faustregel besagt, daß die Gesamtkapazität ungefähr das 800-fache der Pixelfläche in Quadratmikrometern beträgt.

2.8 Linearität

Es wird stets eine lineare Beziehung zwischen Lichtintensität und der durch den photoelektrischen Effekt freigesetzten Elektronen angestrebt. Tatsächlich kann diese Linearität in qualitativ hochwertigen CCDs bis auf wenige Hundertstel Prozent erreicht werden.

2.9 Rauschen

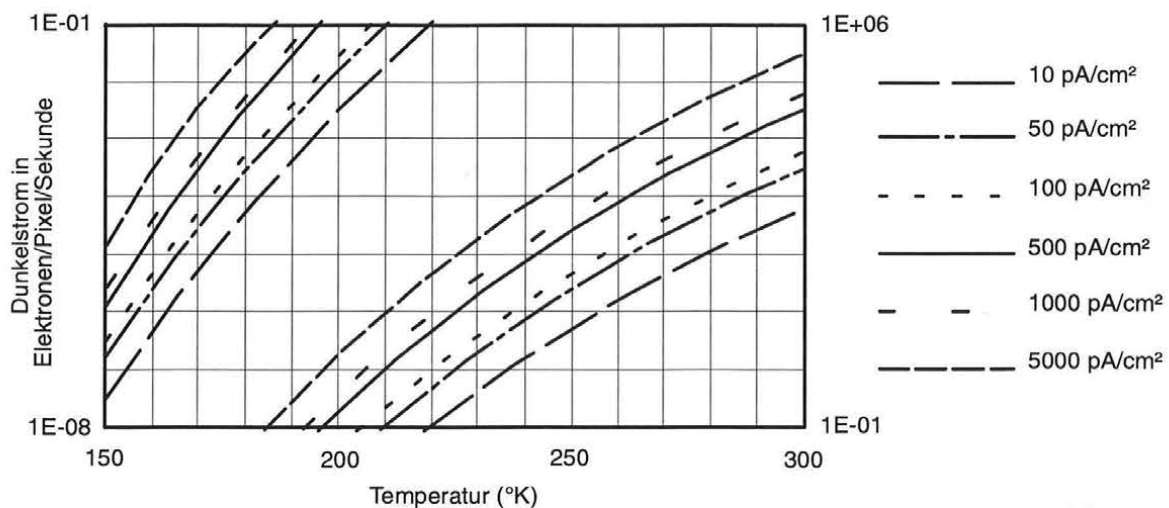
Bei allen elektronischen Schaltungen entsteht unerwünschtes Rauschen. Im Falle einer CCD-Kamera sind die primären Rauschquellen das Photonenrauschen, Verstärkerrauschen und der Dunkelstrom.

Das *Photonenrauschen* tritt bei jeder Lichtquelle auf und ist sozusagen eine natürliche Eigenschaft des Lichts. Wenn die Intensität einer konstanten Lichtquelle mehrmals gemessen wird, streuen die Werte gemäß einer statistischen Ungenauigkeit. Die von einer Lichtquelle ausgesandten Photonen und damit die in der Siliziumschicht generierten Elektronen unterliegen dabei einer Poissonverteilung. Das bedeutet, daß das Rauschen in Elektronen gleich der Quadratwurzel des Signals ist. Photonenrauschen ist ein unerwünschter Effekt, der nicht reduziert

werden kann. Übersteigt das Photonenrauschen das Systemrauschen, so sagt man, daß die CCD-Daten photonenrauschenlimitiert sind.

Die Ursache des *Verstärkerrauschens* bzw. *Leserauschems* liegt, wie der Name schon andeutet, im auf dem CCD-Chip befindlichen Vorverstärker. Dieses Rauschen kann durch sorgfältige Abstimmung der Elektronik und durch spezielle Ausleseverfahren wie das „double correlated sampling“ bis auf wenige Elektronen reduziert werden. Das Prinzip dieses Verfahrens beruht auf zweimaligem Auslesen eines Pixels. Damit kommt es zu einer Verdoppelung der Ladung, das Rauschen ist aber zufällig verteilt und nimmt daher im Mittel nur um den Faktor $\sqrt{2}$ zu. Bei sehr schwachen Signalen kann das Leserauschen einen höheren Wert als das Photonenrauschen erreichen. Man sagt dann, daß die CCD-Daten verstärkerrauschenlimitiert sind.

Der *Dunkelstrom* entsteht durch thermische Vorgänge im Siliziumsubstrat. Er ist von der Umgebungstemperatur abhängig und kann daher durch Kühlung reduziert werden. Eine Temperaturabnahme um ungefähr 8°C bewirkt eine Halbierung des Dunkelstroms. Die Kühlung des CCD-Chips kann entweder durch eine Peltierkühlung oder mittels flüssigem Stickstoff erfolgen. Der Peltiereffekt beruht auf dem Entstehen einer elektrischen Spannung an einer Verbindungsstelle zweier Metalle mit unterschiedlichen Temperaturen. Umgekehrt kann natürlich eine elektrische Spannung angelegt werden, um eine Temperaturdifferenz (bis zu 60°C) zu erreichen. Mit der kalten Seite wird der CCD-Chip gekühlt, die heiße Seite wird thermisch mit dem Kameragehäuse verbunden, welches die Wärme entweder über Kühlrippen oder mittels eines geschlossenen Wasserkreislaufs an die Umgebung abgibt. Der Chip wird dabei durchschnittlich auf 230°K abgekühlt. Mit flüssigem Stickstoff kann eine Kühlung bis auf 120°K erfolgen. Bei diesen Temperaturen beträgt der Dunkelstrom weniger als ein Elektron pro Pixel. In Figur 2.9 ist der Einfluß einer Temperaturänderung auf den Dunkelstrom für verschiedene CCDs bei einer Pixelgröße von $24 \times 24 \mu\text{m}$ dargestellt.



Figur 2.9: Effekt der Temperatur auf den Dunkelstrom

Der Parameter ist der Dunkelstrom in pA/cm^2 bei einer Referenztemperatur von 293°K . Anfang der 80iger Jahre lag der minimale Dunkelstrom bei rund $5000 \text{ pA}/\text{cm}^2$ und konnte nun auf $100\text{-}300 \text{ pA}/\text{cm}^2$ reduziert werden. Mit der Methode des Multi-Phase-Pinning (MPP) ist eine weitere Reduktion auf lediglich $10 \text{ pA}/\text{cm}^2$ möglich. Möchte man den Dunkelstrom für eine andere Pixelgröße abschätzen, so kann obige Figur durch den Faktor $\text{Pixelfläche}/24^2$ auf die neue Pixelgröße skaliert werden. Es kann auch zu räumlichen Variationen des Dunkelstroms kommen, die sich auf einer Dunkelstromaufnahme als markante Muster abbilden. Der Dunkelstrom sollte stets unter den Werten des Photonen- bzw. Verstärkerrauschens liegen.

Bei der Auswahl einer CCD-Kamera für einen bestimmten Verwendungszweck sind stets diese drei Rauschkomponenten (Photonenrauschen, Verstärkerrauschen, Dunkelstrom) gegeneinander abzuwägen. Bei sogenannten „high light level“ Anwendungen spielen Verstärkerrauschen und Dunkelstrom eine untergeordnete Rolle, die CCD-Daten werden stets photonenrauschenlimitiert sein. Anders bei „low light level“ Anwendungen wie Satellitenbeobachtungen, wo dem Leserauschen und dem Dunkelstrom neben der Quanteneffizienz der CCD-Kamera eine bedeutende Rolle zukommt. Für diesen Verwendungszweck wird man versuchen, speziell das Leserauschen möglichst niedrig zu halten. Dadurch ist es möglich, mit kürzeren Belichtungszeiten zu arbeiten, was wiederum mit einer Reduktion des Dunkelstroms verbunden ist.

Das Signal/Rausch-Verhältnis kann mit Hilfe folgender Gleichung berechnet werden:

$$S / N = I \cdot Q \cdot t / \sqrt{(I \cdot Q \cdot t + N_d \cdot t + N_r^2)} \quad (2.1)$$

I	Photonenfluß (Photonen/Pixel/Sekunde)
Q	Quanteneffizienz
t	Integrationszeit (Sekunden)
N_d	Dunkelstrom (Elektronen/Pixel/Sekunde)
N_r	Leserauschen (Elektronen/Pixel)

Um das Signal/Rausch-Verhältnis zu verbessern, kann entweder mit längeren Belichtungszeiten gearbeitet werden, oder man vergrößert die Pixelfläche zum Beispiel durch Binning. Dies geht jedoch auf Kosten der Auflösung.

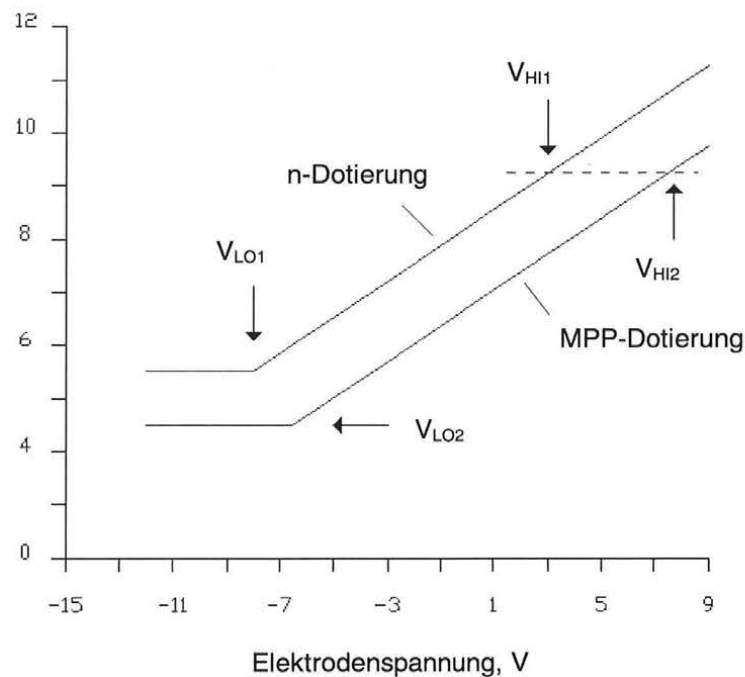
2.10 MPP-Mode

Wie im vorigen Kapitel bereits erwähnt, kann durch Verwendung des MPP-Modes (Multi-Phase-Pinning) der Dunkelstrom reduziert werden. Der größte Anteil des Dunkelstroms entsteht an der Grenzfläche zwischen der n-dotierten Siliziumschicht und der Isolationsschicht aus Siliziumdioxid. Der Anteil, der an der Sperrschicht zwischen p-dotiertem und n-dotiertem Silizium (Sperrstrom) bzw. im „neutralen“ Silizium (unterhalb des Potentialtopfs) entsteht, trägt nur unwesentlich zum Dunkelstrom bei.

2.10.1 Funktion

Betrachtet man das Channel-Potential in Abhängigkeit von der angelegten Spannung, so zeigen sich zwei bemerkenswerte Eigenschaften (Figur 2.10). Erstens ist das Potential direkt von der angelegten Spannung abhängig. Zweitens ändert sich ab einer gewissen negativen Spannung das Channel-Potential nicht mehr. Das Oberflächenpotential an der Si-SiO₂ Grenze unter jeder Phase wird sozusagen an das Potential des Siliziumsubstrats geheftet (engl. „pin“, daher der Name Multi-Pinned-Phase). Ab diesem Status, der Inversion genannt wird, erreicht die angelegte Spannung einen genügend hohen negativen Wert, so daß Elektronenlöcher an der Grenzschicht zwischen Silizium und Siliziumdioxid angezogen werden. Dadurch kommt es zu einer Invertierung des n-dotierten Substrats. Jede weitere Abnahme der Spannung bewirkt lediglich eine stärkere Attraktion von Löchern und beeinflusst nicht mehr das Potential in der Trennschicht. Durch die Invertierung des n-dotierten Siliziums an der Grenzschicht zum Siliziumdioxid wird die Entstehung des Dunkelstroms an dieser Grenzfläche fast vollständig unterbunden. Die exakte Form der Potentialkurve ist von der Stärke der Dotierung und von der Oxiddicke abhängig.

Channel-Potential, V



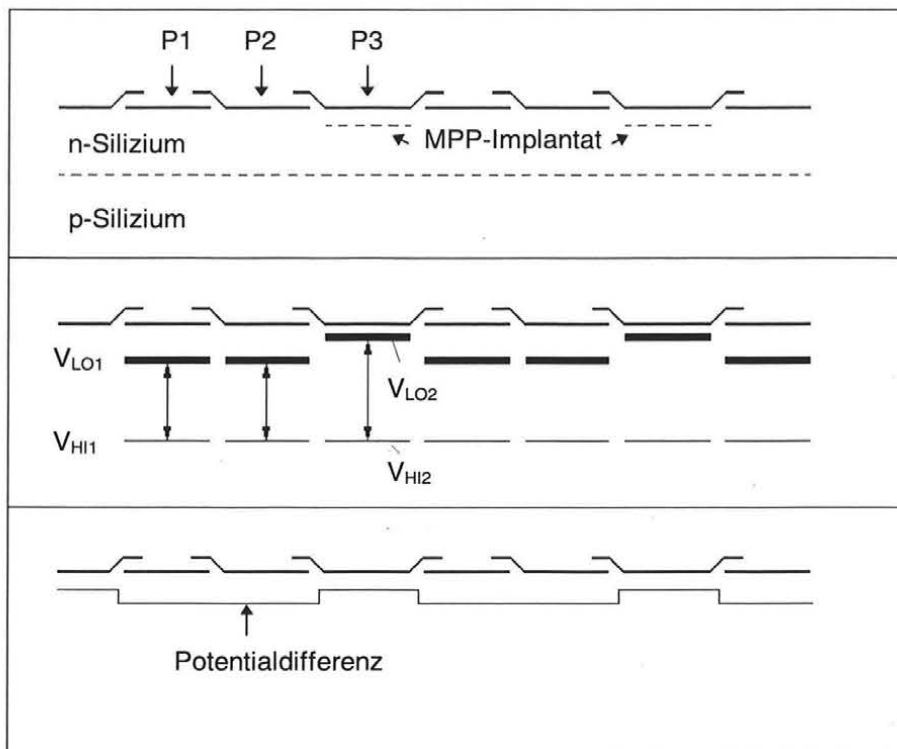
Figur 2.10: Potential in Abhängigkeit von der angelegten Spannung

Legt man während der Belichtung an alle Gateelektroden eine genügend hohe negative Spannung, so kommt es zwar zur Elimination des Dunkelstroms an der Si-SiO₂ Schicht, jedoch verschwinden die Barrieren zu den Nachbarpixeln. Um dies zu verhindern, wird zusätzlich ein schwach p-dotiertes Silizium unter eine Phase implantiert. Dieses MPP-Implantat führt zu einer teilweisen Kompensation der n-Dotierung. Die Grund für die Implantierung liegt darin, daß nun bei identer Spannung die Potentialkurven von normal dotiertem Silizium und MPP-dotiertem Silizium eine Verschiebung aufweisen (Figur 2.10). Der Offset beider Kurven bedeutet, daß es trotz identer Spannung aller Gateelektroden zur Ausbildung eines Potentialtopfs kommt.

In Figur 2.11 befindet sich das MPP-Implantat unter den Phase 3-Elektroden. Phase 3 wirkt daher als Barriere relativ zu den beiden anderen Phasen. Folglich kann Ladung unter Phase 1 und 2 gesammelt werden, ohne die Identität der Pixel zu verlieren, und der Oberflächenanteil am Dunkelstrom wird eliminiert. Dadurch kann der Dunkelstrom auf weniger als 10 pA/cm² reduziert werden.

Um während des Ladungstransports eine Diffusion der Elektronen zwischen Phase P2 und Phase P3 bzw. Phase P3 und Phase P1 zu ermöglichen, muß während einer Phase des Parallelverschiebens der Ladungspakete an P3 eine höhere Spannung (V_{HI2}) angelegt werden, um dasselbe Potential wie unter P1 bzw. P2 zu erhalten.

Da die Gesamtkapazität eines Pixels bei gleicher Größe durch den Potentialunterschied zwischen Barriere und Potentialtopf gegeben ist, weist ein CCD-Chip, der im MPP-Mode arbeitet, eine kleinere Gesamtkapazität auf als ein Chip ohne MPP.



Figur 2.11: 3-Phasen CCD mit MPP-Implantat

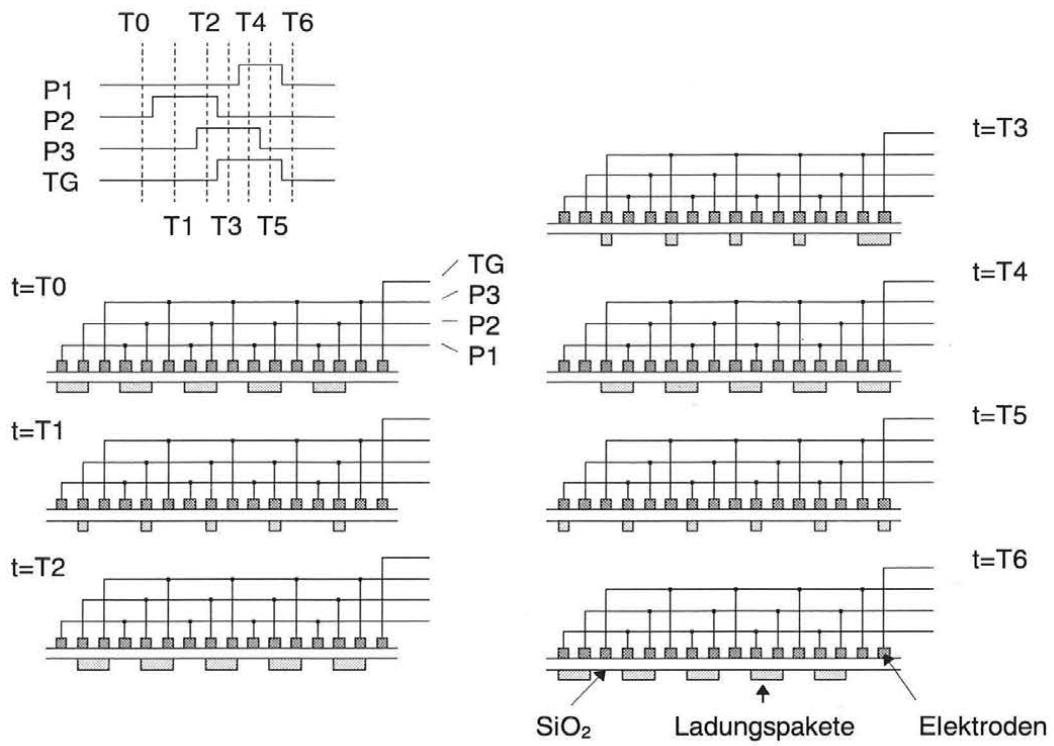
2.10.2 MPP-Timing

Für den Ladungstransport ist bei Verwendung des MPP-Modes ein anderer Zeitablauf („Timing“) der Taktimpulse („Clocksignale“) für die einzelnen Gates erforderlich. Jene Phase, die das MPP-Implantat enthält (in Figur 2.12 ist dies P3), darf nie als erste „steigen“ bzw. als letzte „fallen“. Durch Vertauschen der Taktimpulse der beiden Gates P1 und P2 kann die Richtung des Ladungstransports bestimmt werden. Dies ist insofern von Bedeutung, als manche CCD-Chips mehrere Auslesekanäle (maximal 4) besitzen. In Figur 2.12 beginnt das Verschieben der Ladung mit dem Clocksignal für die P2-Elektroden. Der Ladungstransport wird durch die fallende Flanke des Clocksignals P1 abgeschlossen. Zum selben Zeitpunkt endet auch der Transfer vom parallelen in das serielle Register durch das Fallen des Transfergates (TG).

2.10.3 Vor- und Nachteile des MPP-Modes

Neben der Reduktion des Dunkelstroms existieren noch eine Reihe weiterer Vorteile der MPP-Technologie. Der wichtigste ist die Eliminierung von Restbildern, die speziell bei Überbelichtung entstehen können. Unter diesen Umständen können Elektronen aus der Si-SiO₂ Grenzfläche während der Belichtung in die Potentialtöpfe wandern und damit zu Scheinbildern führen. Bei sehr niedrigen Temperaturen ($\approx 170^\circ\text{K}$) kann es sogar mehrere Stunden dauern, bis die Restladung unter das Niveau des Systemrauschens fällt. Eine Invertierung führt zu einer sofortigen Rekombination von Elektronenlöchern und freien Elektronen und damit zur Beseitigung von Restbildern. Außerdem ist für die meisten Anwendungen eine Kühlung mit flüssigem Stickstoff bei Verwendung eines MPP-CCDs nicht mehr notwendig.

Nachteilig erweist sich lediglich die Reduktion der Gesamtkapazität, die bis zu 50% betragen kann.



Figur 2.12: MPP-Timing

3 Reduktion der CCD-Bilder

Die „rohen“ CCD-Aufnahmen müssen vor der Auswertung zunächst wegen instrumenteller Effekte der CCD-Kamera korrigiert werden. Dazu ist es notwendig, einige zusätzliche Kalibrierenaufnahmen durchzuführen. Die Korrektur erfolgt im allgemeinen durch eine Subtraktion (Bias, Dunkelstrom) bzw. Division (Flatfield) eines entsprechenden Bildes. Da diese Bilder ebenfalls einen Rauschanteil enthalten, kommt es nach der Korrektur zu einer Zunahme des Rauschens in der Originalaufnahme. Dies kann sogar dazu führen, daß sich Objekte mit sehr schwachem Signal nach der Korrektur nicht mehr vom Hintergrundrauschen abheben. Da dieser Anstieg vom Rauschanteil des Korrekturbildes abhängig ist, wird man durch Mittelung aus mehreren Aufnahmen das Rauschen der Korrekturbilder zu vermindern versuchen. Bei n Aufnahmen kann der Rauschanteil um einen Faktor \sqrt{n} reduziert werden. Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung sogenannter Rauschfilter wie beispielsweise dem Medianfilter. Dabei werden alle unter einer Maske liegenden Pixelwerte in auf- oder absteigender Folge aneinandergereiht. Der Wert, welcher sich in der Mitte befindet, ergibt die Intensität des neuen Pixels. Meist wird man zunächst ein Korrekturbild aus der Summe mehrerer Einzelbilder berechnen und anschließend dieses einer Medianfilterung unterziehen.

Ist man wie bei einer astrometrischen Auswertung nur an Positionen interessiert, stellt sich die Frage über die Sinnhaftigkeit unten beschriebener Korrekturen. Anstelle dieser Reduktionen besteht genauso die Möglichkeit, lokale Intensitätsschwankung bei der Objekterkennung zu bestimmen und bei der Detektierung von Objektpixeln zu berücksichtigen (Kapitel 7). Eine allgemein gültige Aussage über die beste Vorgangsweise kann nicht getroffen werden, denn diese ist sehr stark von den Eigenschaften der verwendeten CCD-Kamera, der Optik und den vorherrschenden Aufnahmebedingungen (Belichtungszeit!) abhängig. Eventuell wird man sich auf einzelne Korrekturen der Rohaufnahmen beschränken.

3.1 Bias

Im Biasbild ist der Nullabgleich des Verstärkers (amplifier zero-point offset) und sein Ausleserauschen (random read-out noise) enthalten. Meistens wird diese Korrektur (das Biasbild wird von der CCD-Aufnahme subtrahiert) gleichzeitig mit der Dunkelstromkorrektur durchgeführt, da jedes Dunkelstrombild ebenfalls das Biasbild enthält.

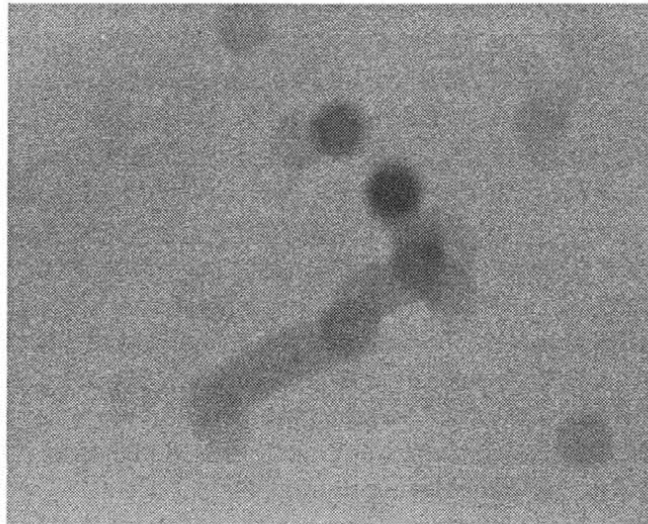
3.2 Dunkelstrom

Da der Dunkelstrom des CCD-Chips sowohl von der Temperatur als auch von der Belichtungszeit abhängig ist, sollte die Dunkelstromaufnahme bei gleicher Temperatur und Belichtungszeit wie die eigentliche CCD-Aufnahme durchgeführt werden. Verfügt die Kamera über eine von der Umgebungstemperatur unabhängige Kühlung, so ist es nicht notwendig, für jede Aufnahme ein neues Dunkelbild zu erstellen. Zielführender ist in diesem Fall die Skalierung eines einmal aus mehreren Aufnahmen erstellten Dunkelbildes auf die Belichtungszeit der jeweiligen Aufnahme. Um die Berechnung des Dunkelstromanteils durchführen zu können, bedarf es aber eines Biasbildes, welches vom Dunkelstrombild subtrahiert wird.

3.3 Flatfield

Nach der Dunkelstromkorrektur erfolgt die Division eines normalisierten Flatfieldbildes, welches zuvor wegen des Dunkelstromeffekts reduziert wurde. Das Flatfield stellt den Response des CCD-Detektors auf eine homogen ausgeleuchtete Fläche dar. Dadurch können die unter-

schiedliche Empfindlichkeit der Pixel, Staub auf dem CCD-Fenster (Figur 3.1), Vignettierungen und andere Effekte berücksichtigt werden.

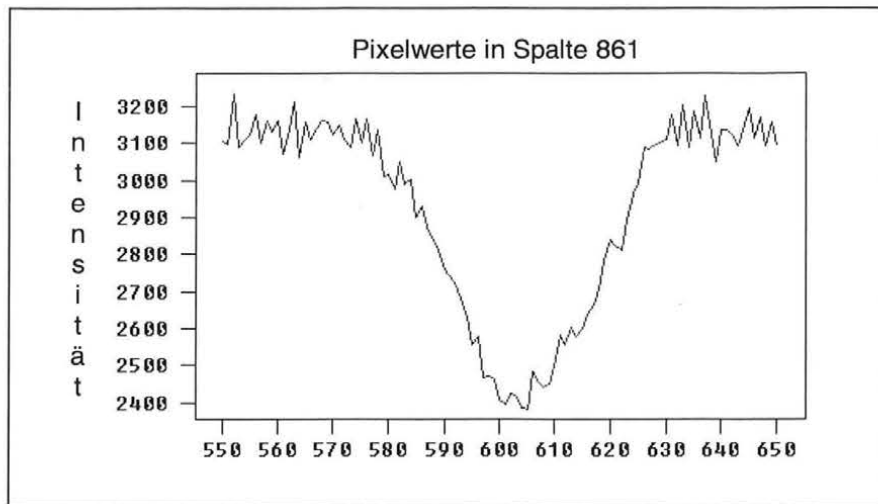


Figur 3.1: Ausschnitt eines Flatfieldbildes mit Intensitätsschwankungen durch Staub auf dem CCD-Fenster

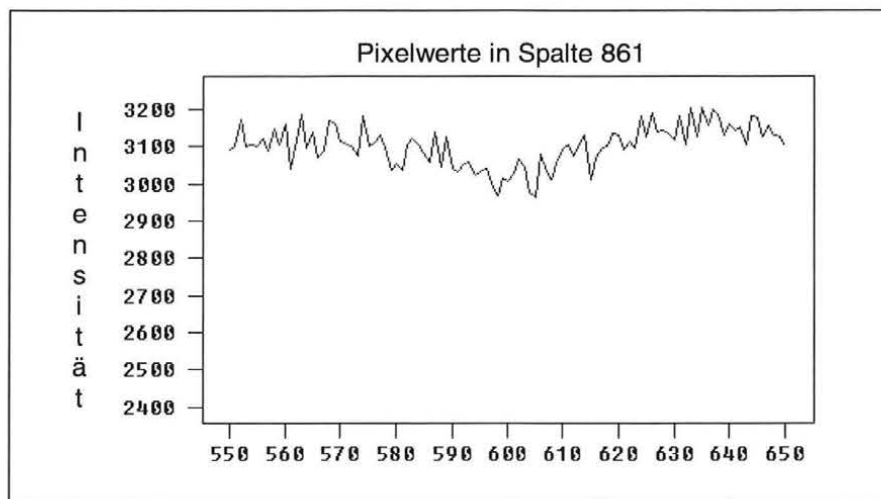
Die Belichtungszeit richtet sich nach der Helligkeit der gleichmäßig beschienenen Fläche und sollte so bemessen sein, daß der Chip etwa zu zwei Dritteln gesättigt wird. Wird zu lange belichtet, werden Empfindlichkeitsfehler vertuscht. Bei zu kurzer Belichtung liegt ein schlechtes Signal/Rausch-Verhältnis vor.

Die gleichmäßige Ausleuchtung einer Fläche stellt im allgemeinen eine äußerst heikle Aufgabe dar. Zusätzlich muß darauf geachtet werden, daß der Spektralbereich der Fläche mit dem der Aufnahme übereinstimmt. Dies ist meist nicht der Fall, wenn helle Flächen (zum Beispiel weiß gestrichene Kuppelsegmente) mit einer künstlichen Lichtquelle bestrahlt werden. Dies kann unter Umständen dazu führen, daß Staub auf dem CCD-Fenster nicht vollständig korrigiert werden kann (Figur 3.2b). Bei Verwendung des Dämmerungshimmels als Flatfieldfläche ist darauf zu achten, daß die Flatfieldaufnahme nicht in jenem Bereich des Himmels durchgeführt wird, wo eine auffallende Rotverfärbung durch die untergehende bzw. aufgehende Sonne gegeben ist. Wird dies berücksichtigt, erhält man sehr gute Ergebnisse für die Flatfieldkorrektur (Figur 3.2c). Als sehr günstig hat sich auch die Verwendung einer Diffusionsplatte aus Opalglas erwiesen, die vor der ersten Linse der Optik angebracht werden kann. Für die Flatfieldaufnahme wird nun derselbe Bildausschnitt wie bei der CCD-Aufnahme gewählt, wodurch eine annähernd gleiche Spektralverteilung gegeben ist. Wie in Figur 3.2d zu erkennen ist, werden Intensitätsschwankungen durch Staub vollständig eliminiert. Auffallend ist in Figur 3.2d die geringere Korrelation des ursprünglichen Signals (Figur 3.2a) zum korrigierten, die durch ein höheres Rauschniveau der Flatfieldaufnahme aufgrund von zu kurzer Belichtungszeit (dies bedingt ein schlechtes Signal/Rausch-Verhältnis) ausgelöst wurde.

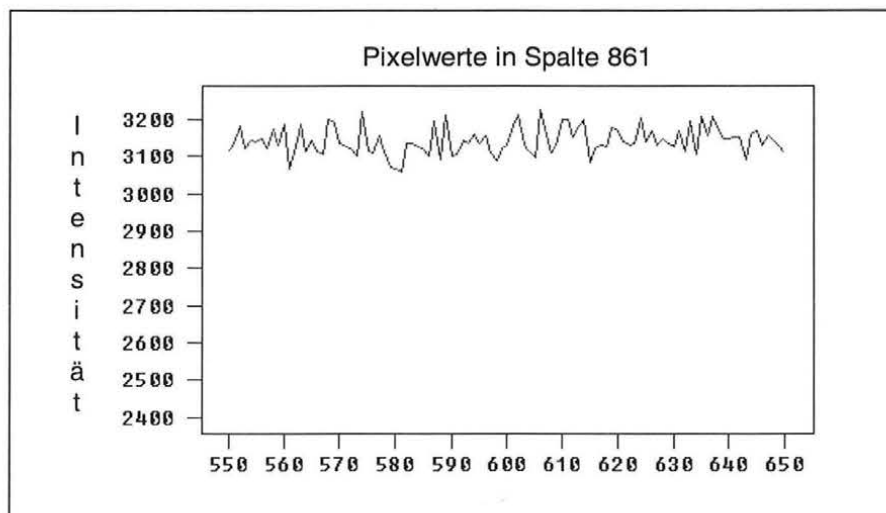
An dieser Stelle sei angemerkt, daß die Staubabbildung einerseits vom räumlichen Abstand des Fensters vom CCD-Chip, andererseits vom Öffnungsverhältnis der Optik abhängig ist. Je kleiner die Öffnung der Optik bzw. je kleiner der Abstand CCD-Chip - Fenster ist, desto schärfer werden Staubkörner oder andere Verunreinigungen des Fensters abgebildet.



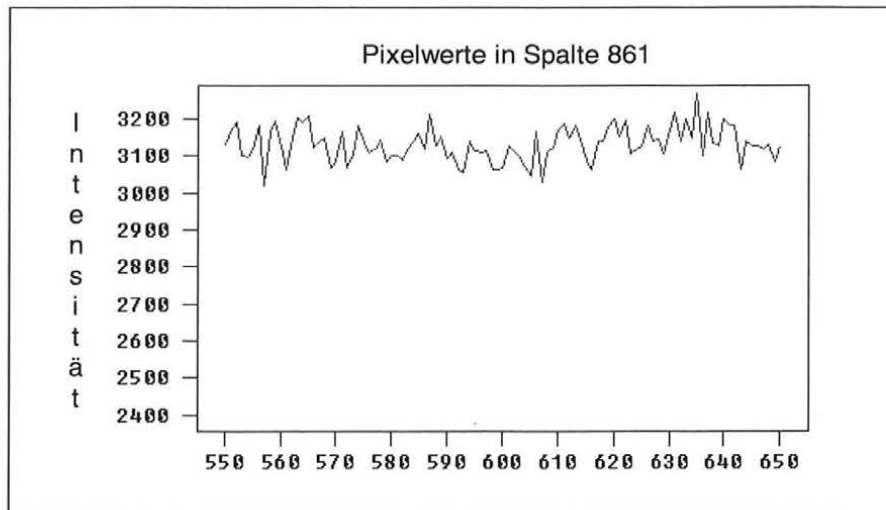
Figur 3.2a: Intensitätsverlauf zwischen Pixel 550 und 650 der nicht korrigierten Aufnahme



Figur 3.2b: Intensitätsverlauf nach Flatfieldkorrektur mit gleichmäßig beleuchteter weißer Fläche



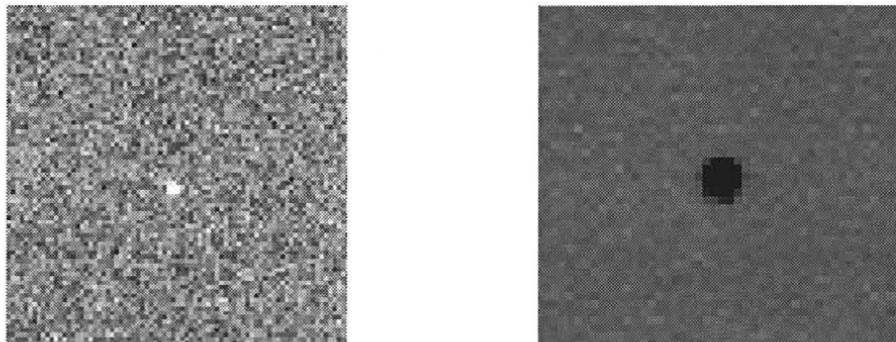
Figur 3.2c: Intensitätsverlauf nach Flatfieldkorrektur mit einem Dämmerungsflatfield



Figur 3.2d: Intensitätsverlauf nach Flatfieldkorrektur mit Opalglas vor der Optik

3.4 Irreguläre Pixel

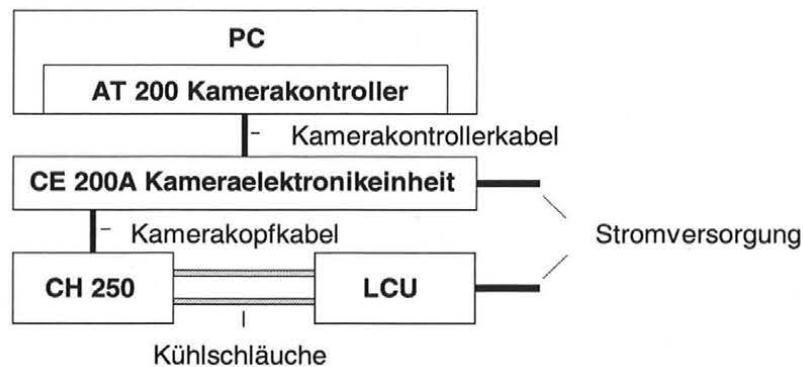
Eine Schwierigkeit stellt die Behandlung von „heißen“ bzw. „toden“ Pixeln dar (Figur 3.3), da hier keine lineare Abhängigkeit der Intensität von der Integrationszeit gegeben ist. Am zielführendsten scheint die Erstellung einer Tabelle, in der die Positionen dieser defekten Pixel verzeichnet sind.



Figur 3.3: Ausschnitt einer Dunkelstromaufnahme (links) mit heißen Pixeln (weißes „Objekt“) bzw. einer Flatfieldaufnahme (rechts) mit toten Pixeln (schwarzes „Objekt“)

4 CCD-Kamera SITE 1024B der Fa. Photometrics

Das AT200 CCD Kamerasystem der Firma Photometrics besteht aus einem AT200 Kameracontroller, der die Kommunikation zwischen einem PC und der Kameraelektronikeinheit CE200A herstellt, und dem Kamerakopf CH250 mit mechanischem Irisblendenverschluß der Firma Ilex (Figur 4.1). Der CCD-Chip wird mittels eines Peltierelements gekühlt, wobei für einen besseren Wärmeaustausch ein geschlossener Wasserkreislauf (LCU) vorhanden ist.



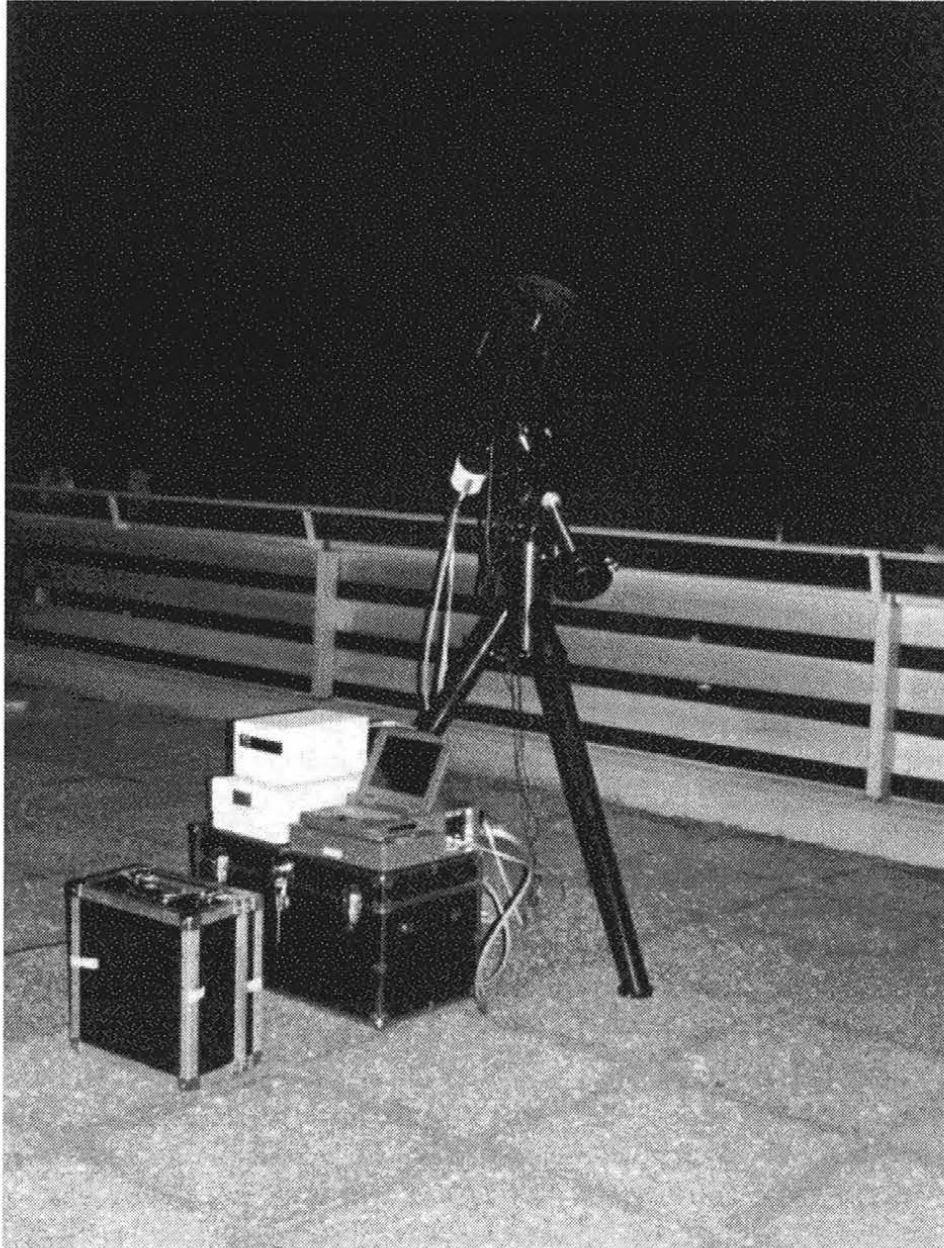
Figur 4.1: AT200 CCD Kamerasystem

4.1 CCD-Chip SITE 1024B

Das Bildfeld besteht aus einem quadratischen Feld mit 1024 Spalten, die wiederum 1024 CCD Pixel enthalten. Jedes Pixel weist eine Größe von $24 \times 24 \mu\text{m}$ auf, die einzelnen Spalten sind durch Channel Stops voneinander getrennt. Hiermit ergibt sich die Größe des CCD-Feldes von $24.6 \times 24.6 \text{ mm}$. Es handelt sich um einen backside illuminated Chip mit zusätzlicher Antireflexionsschicht, wodurch die hohe Quanteneffizienz von 85% bei 640 nm erreicht wird. Die spektrale Empfindlichkeit reicht von 260 bis 1080 nm. Der Chip ist als MPP-Chip ausgeführt und besitzt eine Gesamtkapazität von 249000 Elektronen. Der MPP-Mode kann jedoch nicht ausgeschaltet werden. Der Vorverstärker besitzt zwei Verstärkerstufen, eine einfache Verstärkung (Gain 1) und eine vierfache Verstärkung (Gain 4). Bei vierfacher Verstärkung entspricht 1 ADU (Analog-Digital-Unit) ungefähr 1 Elektron.

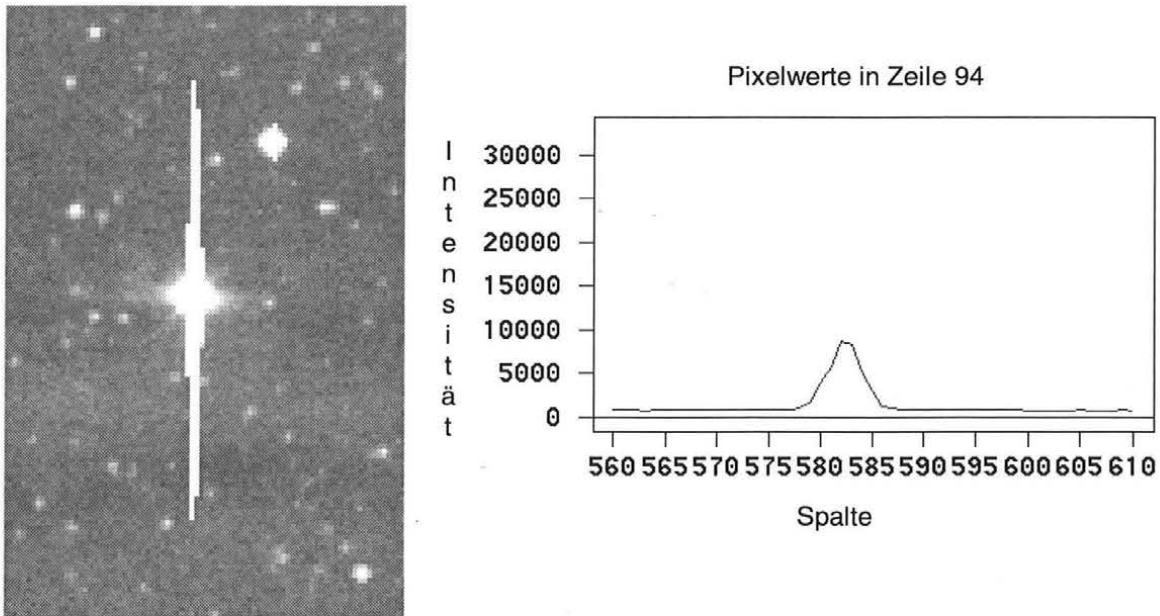
Drei Ebenen von polykristallinem Silizium formen die drei Gateelektroden. Die Clocksignale werden stets von zwei Seiten dem Chip zugeführt, wodurch die Taktrate gesteigert werden kann. Die minimale Dauer für das Verschieben zweier CCD-Zeilen in Richtung serielles Ausleseregister wird von der Steuerungssoftware standardmäßig auf $60 \mu\text{s}$ eingestellt. Bei diesem Wert kommt es aber ab einer gewissen Sättigung zu Problemen beim Ladungstransport, die zu einem frühzeitigen Auslaufen der Ladungen führen, ohne die Gesamtkapazität (32767 ADU bei 15 bit bzw. 65535 ADU bei 16 bit, siehe unten) erreicht zu haben (Figur 4.3a). Erst bei einer Transferzeit von $112 \mu\text{s}$ kann der volle Dynamikumfang genutzt werden. Wie aus Figur 4.3b ersichtlich, tritt das Auslaufen der Ladungen erst nach Erreichen der Gesamtkapazität ein. Die Software erlaubt die Einstellung jeder beliebigen Transferzeit im Bereich von $1 \mu\text{s}$ bis $65535 \mu\text{s}$.

Die Belichtungszeit in Figur 4.3a betrug 1 Sekunde, in Figur 4.3b 5 Sekunden. Dies führt zu scheinbar fast identen Abbildungen des hellsten Sterns, der Unterschied wird jedoch in den

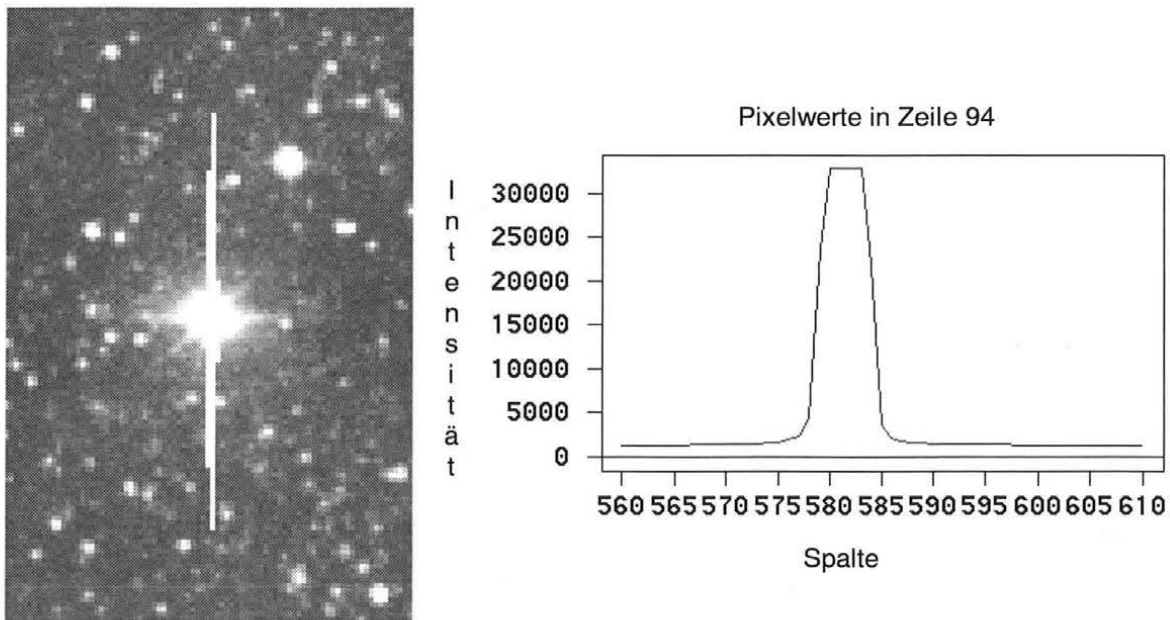


Figur 4.2: CCD-Kamera SITE 1024B, montiert auf dem Spiegelteleskop Celestron C11

Pixelintensitäten deutlich. Es sollte daher die parallele Transferzeit stets auf $112\ \mu\text{s}$ angehoben werden.



Figur 4.3a: Auslaufen der Ladungen bei einer Transferzeit von $60\ \mu\text{s}$



Figur 4.3b: Auslaufen der Ladungen bei einer Transferzeit von $112\ \mu\text{s}$

Die Konstruktion des Chips würde die Verwendung von bis zu 4 Auslesekanälen ermöglichen. Zu diesem Zweck wird zunächst das parallele Register in eine obere bzw. untere Hälfte geteilt. Wie in Kapitel 2.10.2 erklärt, kann die Richtung des Parallelverschiebens durch unterschiedliches Timing zweier bestimmter Gatephasen geändert werden. Nach dem gleichen Verfahren erfolgt eine Teilung des seriellen Registers in eine linke und rechte Hälfte, womit sich die

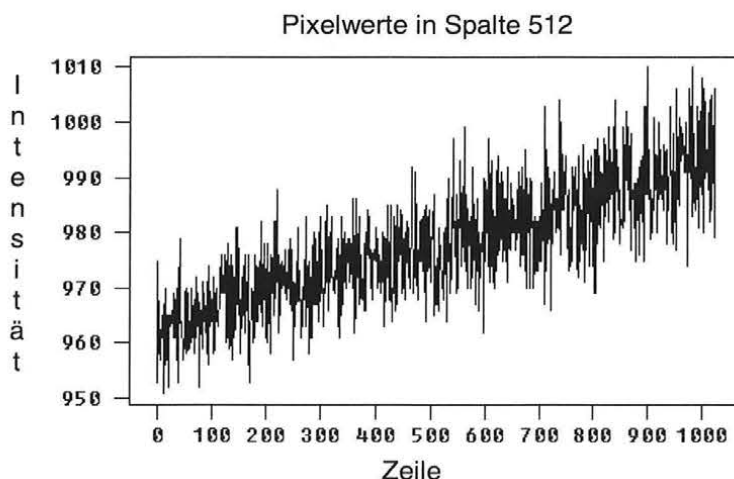
Möglichkeit ergibt, die Ladungspakete 4 verschiedenen Auslesekanälen zuzuführen. Obige CCD-Kamera besitzt jedoch nur einen Auslesekanal.

Der Analog-Digital Konverter arbeitet mit einer maximalen Auflösung von 16 bit (entspricht 65536 Graustufen), wobei das Auslesen des CCD-Bildes mit einer Taktrate von 40 kHz erfolgt. Die Auslesezeit des gesamten Chips beträgt bei einfacher Verstärkung 26.4 Sekunden, steigt jedoch bei vierfacher Verstärkung auf rund 52 Sekunden an. Der Analogprozessor kann entweder 16-bit Daten ohne Vorzeichen („unsigned integer“) oder 15-bit Daten mit Vorzeichen („signed integer“) liefern. Negative Pixelwerte können durch mathematische Bildoperationen wie Subtraktion eines Bildes von einem Referenzbild (Dunkelstromkorrektur) oder durch Filteroperationen entstehen. Bei der Interpretation von 16-bit Pixelwerten als signed integer Werte gehen jedoch Informationen über die Helligkeitsintensität eines Pixels verloren. Andererseits enthält das letzte Bit meist nur Hintergrundrauschen. Das bedeutet, daß der Datenverlust nicht den Umfang erreicht, den man zunächst vermutet. Diese Problematik könnte umgangen werden, wenn die Bildverarbeitung mit 4-byte integer (longinteger) Werten arbeiten würde. Dies geschieht auch bei allen im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Programmen zur Bildverarbeitung. Daher werden 16-bit Pixelwerte stets als unsigned integer Werte interpretiert. Damit kann der gesamte Dynamikumfang der CCD-Kamera genutzt werden.

4.2 Kühlung

Die Kühlung der Kamera erfolgt über eine dreistufige Peltierkühlung mit einem geschlossenen Wasserkreislauf (50% destilliertes Wasser, 50% herkömmliches Frostschutzmittel) für einen besseren Wärmeaustausch. Die Kamera kann hiermit auf -40°C unabhängig von der Umgebungstemperatur gekühlt werden. Der sehr geringe Dunkelstrom von lediglich 0.39 Elektronen pro Sekunde wird neben der Peltierkühlung durch die Verwendung des MPP-Modes erreicht.

4.3 Biasaufnahme



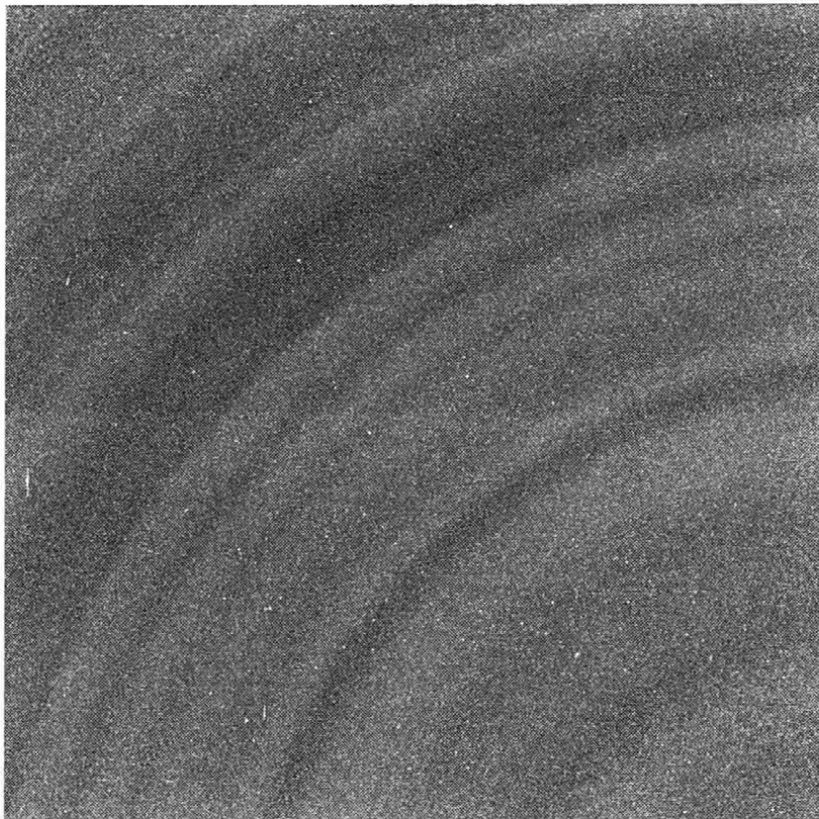
Figur 4.4: Lineare Zunahme des Biasniveaus in Abhängigkeit der Pixelposition bei einem Verstärkungsfaktor von 4

Das mittlere Biasniveau beträgt 1008 ADU (Firmenangabe) bei einfacher bzw. 960 ADU (Erfahrungswert) bei vierfacher Verstärkung und ist durch den Nullabgleich des Verstärkers bedingt. Da es jedoch während des Auslesens zu einer linearen Zunahme des Dunkelstroms kommt, ist ebenfalls eine lineare Zunahme des Biasniveaus innerhalb einer CCD-Spalte zu erwarten. Dieser Effekt ist in Figur 4.4 deutlich zu erkennen. Die Differenz zwischen Pixel 1 und

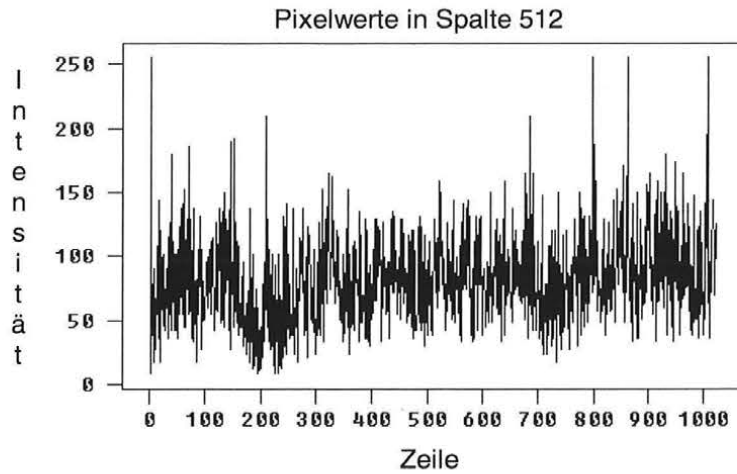
1024 erreicht etwa 35 ADU, welches bei vierfacher Verstärkung 32 Elektronen entspricht. Umgelegt auf die Auslesezeit von 52 Sekunden bedeutet dies eine Zunahme des Biasniveaus von 0.6 Elektronen pro Sekunde. Dieser Wert liegt etwas über der Dunkelstromangabe der Firma von 0.39 Elektronen/Pixel/Sekunde. Die Ursache dürfte darin zu suchen sein, daß unter „normalen“ Bedingungen keine absolut lichtdichte Abdeckung während des Auslesens zu erreichen ist. Dadurch gelangen einige Photonen während des Ausleseprozesses auf die Chipfläche und führen so zu einem scheinbar höheren Dunkelstrom. Weiters fällt das etwas stärkere Rauschen in den Spalten mit höherem Dunkelstromanteil auf.

4.4 Dunkelstromaufnahme

In Figur 4.5 ist ein Dunkelstrombild aus der Summe von 10 Einzelbildern berechnet worden. Die Belichtungszeit der Einzelaufnahmen betrug 60 Sekunden bei einem Verstärkungsfaktor von 4. Ein Biasbild wurde vom Dunkelstrombild bereits subtrahiert. Auf der Aufnahme stehen sofort die viertelkreisähnlichen Streifen hervor, deren Ursache vermutlich in der Wärmeabstrahlung des Vorverstärkers liegt (dieser befindet sich im unteren rechten Eck). Die maximalen Intensitätsschwankungen dieser eigenartigen Muster liegen bei etwa 15 ADU (Figur 4.6).



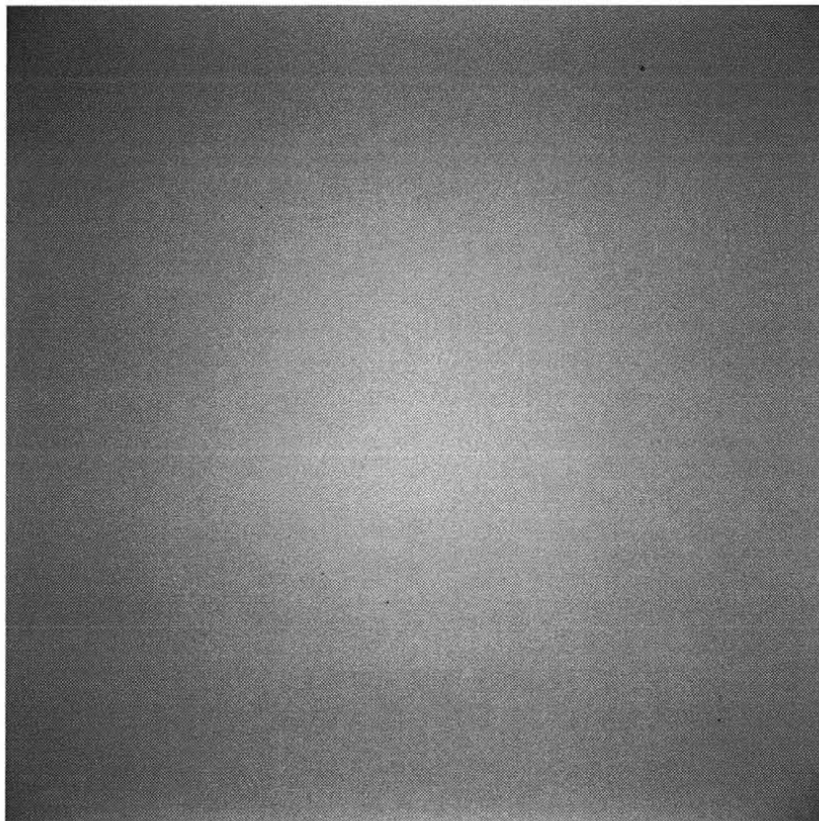
Figur 4.5: Dunkelstrombild
(Mittel aus 10 Einzelaufnahmen mit je 60 Sekunden Belichtungszeit, 4-fache Verstärkung)



Figur 4.6: Intensitätsschwankungen in CCD-Spalte 512

4.5 Flatfieldaufnahme

Die Vignettierung an den Bildecken (Figur 4.7) ist durch den Verschluß der CCD-Kamera bedingt. Auffällig sind weiters die Aufhellungen sowohl an den Bildrändern (die Ursache ist vermutlich in der Befestigung des Chips zu suchen) als auch in der Bildmitte. Es sind auch einige tote Pixel (schwarzer Punkt in der rechten oberen Hälfte) zu erkennen.



Figur 4.7: Flatfieldaufnahme

4.6 Timing der parallelen Taktimpulse

Die Taktimpulse (Clocksignale) für das Parallelverschieben der CCD-Zeilen können an den Widerständen R26 bis R31 der parallelen Uhrenkarte (diese befindet sich in der CE200A Elektronikeinheit) abgegriffen werden. Der Ladungstransport erfolgt wie in Kapitel 2.10.2 beschrieben, wobei eine Transferzeit (Periode) von 112 μs eingestellt wurde. Die Rasterweite in Figur 4.8 beträgt horizontal 50 μs , vertikal 20 V.



Figur 4.8: Clocksignale der CCD-Kamera SITE 1024B

Die exakten Daten der einzelnen Signale können untenstehender Tabelle entnommen werden. Die Zeitdifferenzen ΔT beziehen sich auf das am Widerstand R26 abgegriffene Signal.

Widerstand	Pulsdauer [μs]	Periode [μs]	V_{\min} [V]	V_{\max} [V]	ΔT [μs]
R26	56	112	-5.1	+5.3	0
R27, R28	37.5	112	-6.7	+5.1	+18.5
R29, R30	56	112	-6.5	+8.5	-18.5
R31	56	112	-6.5	+5.8	-56

Hinweis für die Einstellung der Transferzeit:

Die Transferzeit wird bei jedem Neustart der Software PMIS (dient zur Kamerasteuerung) auf den von der Firma Photometrics voreingestellten Wert von 60 μs zurückgestellt! Die Einstellung der Transferzeit erfolgt über den Befehl cxfer mit den Parametern Paralleldelay (entspricht der Transferzeit) und Parallelstates (Änderung des Verhältnisses von Periode zu Pulsdauer). Allerdings entspricht die Transferzeit nicht 1:1 dem Paralleldelay. Messungen mit einem Speicheroszilloskop haben folgende Werte ergeben:

Paralleldelay	Periode [μs]
94	60
180	112

Mit folgenden Kommandos wird eine Transferzeit von 112 μs eingestellt:

```
flag x on
cxfer 180 6
csetup
flag x off
```

4.7 Technische Daten

Format	1024*1024 Pixel
Pixelgröße	24*24 μm
Bildfeld	24.6*24.6 mm
Typ	backside illuminated
Gesamtkapazität	249000 Elektronen
Dynamikumfang	35500 : 1
Quanteneffizienz	85% bei 640 nm
Analog-Digital Konverter	16 bit / 40 kHz
Auslesezeit	26.4 Sekunden bei 1x Gain 52 Sekunden bei 4x Gain
Kühlung (3-stufige Peltierkühlung mit geschlossenem Wasserkreislauf)	-40 °C
Dunkelstrom (MPP-Mode)	0.39 Elektronen / Pixel / Sekunde
Verstärkung (Gain)	1x oder 4x
Leserauschen	7.07 Elektronen / Pixel bei 1x Gain 4.26 Elektronen / Pixel bei 4x Gain
Verhältnis Elektronen - ADU (Analog-Digital-Units)	3.87 Elektronen / ADU bei 1x Gain 0.92 Elektronen / ADU bei 4x Gain

5 Epochenregistrierung

5.1 bc627AT GPS-Empfänger

Die Epochenregistrierung erfolgt mit Hilfe des bc627AT GPS-Empfängers der Fa. Lange electronic. Die gesamte Einheit besteht aus dem bc627AT Zeit- und Frequenzmodul (für PC AT bus) und dem Trimble Acutime II GPS-Empfänger. Die Zeitsynchronisation wird mit Hilfe des Satellitennavigationssystems GPS durchgeführt. An Bord eines jeden Satelliten befinden sich hochgenaue Atomuhren. Die Satelliten senden ein hochfrequentes Meßsignal aus, welches einerseits zur präzisen Distanzmessung, andererseits auch zur Zeitbestimmung genutzt werden kann. Der GPS-Empfänger verwendet für die Positions- und Zeitbestimmung den C/A-Code von bis zu 6 Satelliten, wobei über zusätzliche Parameter (minimaler Elevationswinkel, Signalniveau, maximaler PDOP) noch eine Auswahl getroffen werden kann. Bei günstiger Konfiguration der Satelliten kann eine Lagegenauigkeit von etwa ± 25 Metern erzielt werden. Im statischen Mode wird nach einer gewissen Zeit die Position fixiert und für die Zeitsynchronisation nur noch jener Satellit mit dem höchsten Elevationswinkel verwendet. Es besteht jedoch auch die Möglichkeit, präzise Stationskoordinaten im WGS-84 System manuell einzugeben, wodurch die Positionsbestimmung entfällt. Weiters kann auch ein bestimmter Satellit über seine PRN-Nummer für die Zeitsynchronisation herangezogen werden.

Es kann wahlweise die GPS-Zeit oder die koordinierte Weltzeit UTC ausgegeben werden. Die Zeitsynchronisation erfolgt mit einer Genauigkeit von 2 μ s. Neben der Zeitsynchronisation mittels GPS bietet die Zeitkarte auch die Möglichkeit der Synchronisation mittels externem 1 PPS-Signal (1 Puls pro Sekunde) oder mittels IRIG-Zeitcodes (Inter Range Instrumentation Group).

Für die Epochenregistrierung ist vor allem der externe „Event Time Capture Input“ von Bedeutung. Hiermit ist es möglich, ankommende Triggersignale mit einer Genauigkeit von 100 ns zu erfassen. Es kann dabei sowohl auf die steigende wie auch auf die fallende Flanke des externen Signals getriggert werden. Die Zeitkarte verfügt über einen Sperrmechanismus, der das Überschreiben von Zeitdaten verhindert, solange diese noch nicht ausgelesen wurden.

Eine weitere Besonderheit dieser Zeitkarte besteht in der Möglichkeit, ein Triggersignal mit hoher Genauigkeit (etwa 2 μ s) zu einem vorher eingestellten Zeitpunkt auszusenden. Dieses Signal kann zum Beispiel für eine Belichtungsauslösung herangezogen werden. Dies ist insofern von großer Bedeutung, als bei der Beobachtung von Satelliten mit geringer Höhe die Belichtung infolge der hohen Bahngeschwindigkeit eines solchen Objekts zu einem exakten Zeitpunkt erfolgen muß.

5.2 Belichtungssteuerung

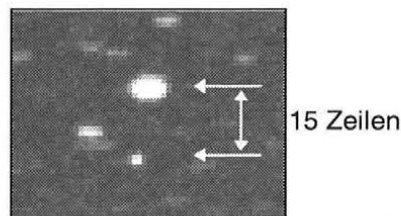
Da die CCD-Kamera für Satellitenbeobachtungen eingesetzt wird, ist die Epochenregistrierung der Aufnahmen von großer Bedeutung. Bei einer angestrebten Genauigkeit der Richtungsbeobachtung von 0.1" muß bei geostationären Satelliten die Zeitregistrierung mit einer Genauigkeit von 7 ms erfolgen, bei GPS-Satelliten etwa 3 ms. Da die Öffnungs- bzw. Schließzeit des Verschlusses 30-50 ms beträgt (Delayzeiten sind stark temperaturabhängig!), kann der Impuls für das Öffnen (Schließen) des Verschlusses nicht für eine Zeitregistrierung der Aufnahme herangezogen werden. Ein am astronomischen Institut der Universität Bern entwickeltes spezielles Beobachtungsverfahren (Schildknecht, 1994) erlaubt jedoch die Zeitregistrierung mit der geforderten Genauigkeit und konnte für obige CCD-Kamera mit leichten Modifikationen übernommen werden.

Nach dem Öffnen des Verschlusses wird zunächst das gesamte CCD-Bild durch Parallelverschieben um 1024 Zeilen gelöscht. Streng genommen handelt es sich dabei um kein vollständiges Löschen des Chips, da der Verschluß ja bereits geöffnet ist. Sehr helle Sterne bilden sich bereits als dünne Linien ab, die sich über das gesamte CCD-Bild erstrecken (Figur 5.1). Bei schwächeren Sternen bzw. Objekten tritt dieser Effekt ebenfalls auf, allerdings ist die Intensität der Linien im Vergleich zum Rauschen des Himmelshintergrundes zu gering, um zu einer Abbildung zu führen. Helle Sterne neigen bei der folgenden Belichtung im allgemeinen zu einer Überbelichtung, die sich bei obigem CCD-Chip in einem „Auslaufen“ des Sternbildes äußert (Figur 5.1). Daher können diese bei einer späteren astrometrischen Auswertung nicht als Referenzsterne herangezogen werden. Der Effekt der „Vorabbildung“ stellt daher im allgemeinen lediglich ein „visuelles Problem“ dar.



Figur 5.1: Vorabbildung und Auslaufen eines hellen Objekts

Nach der folgenden normalen Belichtung wird das CCD-Bild abermals um 15 Zeilen parallelverschoben und anschließend der Verschluß geschlossen. Da der Verschluß etwa 50 ms für das Schließen benötigt, werden helle Objekte ein zweites Mal abgebildet (Figur 5.2). Beide Abbildungen können im Extremfall natürlich wieder durch schwache Linien verbunden sein. Bei der Auswertung muß nun das Hintergrundrauschen so gewählt werden, daß nur jene Pixel für die Positionsbestimmung des Objekts herangezogen werden, die durch die „normale“ Belichtung (Zeit zwischen Ende bzw. neuerlichem Beginn des Schiebens) erfaßt wurden.



Figur 5.2: Zweifache Abbildung heller Objekte

Die Clocksignale, die für die Steuerung des Parallelverschiebens zuständig sind, können für eine exakte Epochenregistrierung herangezogen werden. Der Belichtungsanfang entspricht dem Ende des ersten Parallelverschiebens der CCD-Zeilen, das Belichtungsende wird durch das Starten des zweiten Schiebevorgangs festgelegt.

Wie aus dem Timing-Diagramm (Figur 4.8) ersichtlich, stellt sich zunächst die Frage, welches Clocksignal für die Zeitregistrierung herangezogen werden soll. Zunächst werden die La-

dingungspakete nur innerhalb des Pixels verschoben. Erst wenn die Barriere zwischen Phase 3 und Phase 1 verschwindet, beginnt das Parallelverschieben zwischen benachbarten Pixeln. Dieser Zeitpunkt ist durch die ansteigende Flanke des Clocksignals P1 gegeben. Das Ende des Ladungstransports ist gleich dem Fallen der Flanke der Phase P3 zu setzen. Allerdings benötigen die Elektronen noch eine gewisse Zeit, bis sie vollständig unter das Gate P1 diffundiert sind (etwa 10 μs). Die Genauigkeit der Erfassung des Belichtungszeitpunkts wird durch die Dauer des Parallelverschiebens zwischen Phase 3 und Phase 1 bestimmt und beträgt etwa 30 μs .

Da obige Zeitkarte nur einen einzigen event time capture-Triggereingang besitzt, kann immer nur das Clocksignal desselben Gates auf die Zeitkarte gelegt werden. Dieses ist das Clocksignal P1 (kann am Widerstand R27 bzw. R28 der parallelen Uhrenkarte abgegriffen werden). Es muß daher bei der Berechnung des tatsächlichen Belichtungsanfangs noch die Differenz zwischen den Phasen P1 (steigende Flanke) und P3 (fallende Flanke) addiert werden. Die Differenz beträgt 18.5 μs (bei einer Transferzeit von 112 μs).

Zusammenfassend liegt jeder Aufnahme folgender Ablauf zu Grunde:

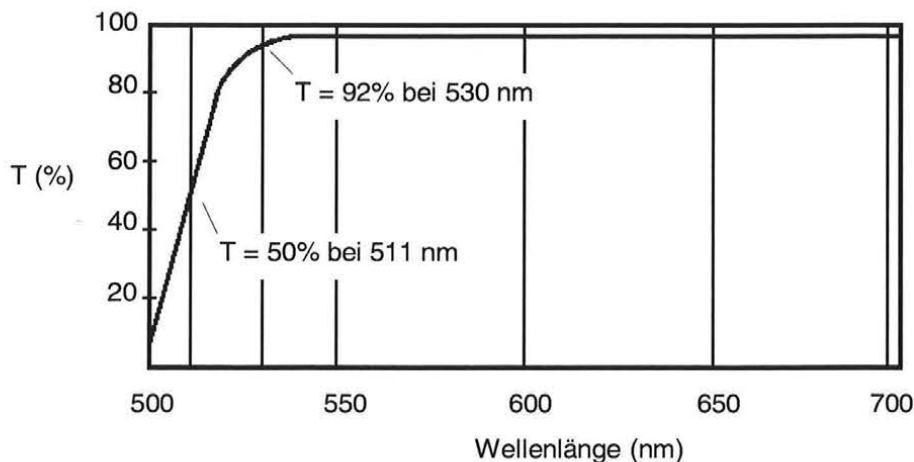
1. Öffnen des Verschlusses
2. Parallelverschieben des CCD-Bildes um 1024 Zeilen
Zeitkarte registriert die letzte steigende Flanke der P1 Elektroden ($=T_1$)
3. Auslesen der Zeit T_1 (Zeitkarte besitzt keinen Speicher)
4. Normale Belichtung (= ruhendes CCD-Bild)
5. Parallelverschieben des CCD-Bildes um 15 Zeilen
Zeitkarte registriert die erste steigende Flanke der P1 Elektroden ($=T_2$)
6. Schließen des Verschlusses
7. Auslesen des CCD-Bildes
8. Auslesen der Zeit T_2
Belichtungsanfang = $T_1 + 18.5 \mu\text{s}$
Belichtungsende = T_2

Eine genaue Programmbeschreibung der Aufnahmesteuerung sowie der Programmierung der Zeitkarte ist im Anhang zu finden.

6 Zeiss BMK

Das ballistische Meßkamarasystem BMK 75/18/1:2.5 der Satellitenbeobachtungsstation Graz-Lustbühel wurde von der Firma Carl Zeiss, Oberkochen, für die fotografische Richtungsmessung nach passiven, aktiven und laserbestrahlten Satelliten Anfang der 70-iger Jahre entwickelt.

Das optische System besteht aus dem 10-linsigen Objektiv ASTRO-TOPAR 2.5/750 mit einer Brennweite von 750 mm und einem maximalen Öffnungsverhältnis von 1:2.5. Die größte Öffnung der Blende ist 300 mm, der Durchmesser der Frontlinse beträgt 338 mm. Die eingebaute Irisblende ermöglicht eine stufenlose Abblendung bis 1:22. Die optische Baulänge des Systems (Abstand der Bildebene vom vorderen Scheitel der Frontlinse) beträgt 984 mm. Der Optik können Lichtfilter vorgesetzt werden. Standardmäßig ist ein Gelbfilter (Filter C) mit einer Filterkante von 511 nm bei einer Transparenz von 50% montiert.



Figur 6.1: Spektrale Transmission des Filters C

Laut Firmenangabe beträgt die Nennverzeichnung der Optik 5 μm . Eine möglichst exakte Verzeichnungsbestimmung kann aus einer größeren Zahl von Aufnahmen eines offenen Sternhaufens mit hochgenauen Sternpositionen erfolgen. Besonders gut eignet sich für diese Zwecke der offene Sternhaufen M67 (Girard et al., 1989).

Die Zeiss BMK besitzt zwei Verschlüsse, einen Rotationslamellenverschluß mit 8 Lamellen und einen Fangverschluß. Beide werden jedoch bei CCD-Aufnahmen nicht verwendet.

Die CCD-Kamera SITE 1024B wurde anstelle der automatischen Plattenwechseleinrichtung montiert. Das Bildfeld reduziert sich von $13.6^\circ \times 13.6^\circ$ bei Verwendung von Fotoplatten mit einer Dimension von 189×214 mm auf $1^\circ 53' \times 1^\circ 53'$ bei obiger CCD-Kamera, wobei 1 Pixel 6.6" entspricht.

Die Zeiss BMK besitzt eine parallaktische Montierung vom System „Zeiss-Coudé-Refraktor“. Die siderische Nachführung erfolgt mittels Synchronmotor mit einer Genauigkeit von $2 \cdot 10^{-6}$, die mittlere radiale Komponente des Taumelfehlers für 5 min Nachführdauer beträgt 0.5". Die Positionierung in Stundenwinkel und Deklination erfolgt mit Handrädern. Die Einstellbereiche betragen für den Stundenwinkel 0^{h} bis 24^{h} mit einer Teilungseinheit von 10^{min} bzw. für den Deklinationskreis -90° bis $+90^\circ$ mit einer Teilungseinheit von 1° .

7 Objekterkennung

7.1 Näherung für Hintergrundrauschen

Zunächst muß eine Schwellgrenze festgelegt werden, ab der Pixel als Objektpixel erkannt werden. Von großer Bedeutung ist hierbei die Berechnung des Hintergrundrauschens („background noise“). Abhängig von der Homogenität des Rauschens kann ein gemeinsamer Wert für das gesamte Bild berechnet werden, oder es wird für jedes Objekt ein lokaler Schätzwert für den background noise aus den umliegenden Pixeln festgelegt. Durch Neubestimmung dieses Werts für jedes Objekt können lokale Intensitätsschwankungen berücksichtigt werden. Daher ist eine Flatfieldkorrektur nicht unbedingt erforderlich. Die Bestimmung der Schwellgrenze ist für beide Berechnungsarten ident und erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst errechnet man einen Intensitätsmittelwert oder sucht den Median der Intensitäten (gesamtes CCD-Bildes oder Objektumgebung) unter Berücksichtigung aller Pixelwerte. Im folgenden werden für die Berechnung des Rauschens (R) und der Standardabweichung (σ) nur jene Pixel herangezogen, die unter dem Intensitätsmittelwert bzw. dem Median liegen. Dadurch können Objektpixel weitgehend eliminiert werden. Die neue Schwellgrenze (G) errechnet sich nun aus:

$$G = R + k \times \sigma \quad (7.1)$$

Der Faktor k kann im allgemeinen Werte zwischen 1 und 3 annehmen und hängt in erster Linie von der Genauigkeit der Hintergrundschwelle ab. Aber auch die Verwendung verschiedener Filter (Kreuzfilter, 3×3 Filter) hat einen Einfluß auf diesen Multiplikationsfaktor.

7.2 Objektdetektion - Verbesserung des Hintergrundrauschens

Die nun folgende Objektdetektion läuft in einem iterativen Prozeß ab, in dessen Folge auch das Rauschen des Hintergrunds genauer bestimmt wird.

Zunächst werden alle zusammenhängenden Pixel detektiert, wobei folgende zwei Bedingungen erfüllt sein müssen:

- Pixelintensität liegt über der Schwellgrenze (bei Verwendung von Filtern wie Kreuzfilter oder 3×3 Filter muß der „gefilterte“ Wert diese Bedingung erfüllen)
- Es muß eine Verbindung zum hellsten Pixel bestehen, die als „four connected“ bezeichnet wird; d.h. man kann ausgehend vom hellsten Pixel zu jedem Objektpixel gelangen, wobei nur nach links, rechts, unten und oben geschritten werden darf, nicht jedoch diagonal;

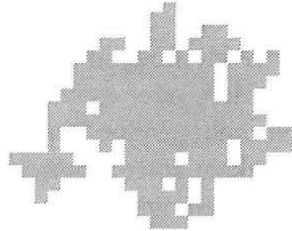
Nun kann das Hintergrundrauschen neu bestimmt werden. Es werden jetzt nur noch jene Pixel für die Berechnung herangezogen, die nicht in der vorhergehenden Objektdetektion als Objekt-



Figur 7.1: Objektdetektion

pixel erkannt wurden. Mit diesem verbesserten Wert für das Hintergrundrauschen wird die Objekterkennung neuerlich durchgeführt. Der iterative Prozeß wird beendet, wenn die

Änderungen des Hintergrundrauschens bzw. der Anzahl der Objektpixel gegen Null konvergiert. In Figur 7.1 sind die Ergebnisse einer solchen Objektdetektion für ein punktförmiges (geostationärer Satellit bei ausgeschalteter Sternnachführung) bzw. linienförmiges Objekt (Sternstrichspur) dargestellt. Wird die Schwellgrenze zu niedrig gewählt, kommt es zu „ausgefranst“ Objekten (Figur 7.2).



Figur 7.2: Objektdetektion bei zu niedriger Schwellgrenze

7.3 Berechnung der Objektkoordinaten

Die Objektkoordinaten können entweder durch einfache Lichtschwerpunktbildung oder mittels einer sogenannten „Pointspreadfunction (PSF)“ berechnet werden. PSF stellen nichts anderes als Fitalgorithmen dar, wobei die Pixelintensitätskurve durch eine kalibrierte Funktion nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angenähert wird. Die wichtigste Funktion ist die Gaußverteilung, aber auch Cauchyverteilung, Laplaceverteilung bzw. Kombinationen aus diesen können als PSF verwendet werden. Die Kalibrierung einer PSF erfolgt immer mit Objekten, die ein sehr gutes Signal/Rausch-Verhältnis (S/N) aufweisen.

Die Genauigkeit der Objektkoordinaten ist in erster Linie vom S/N ab. Bei gutem S/N und Lichtschwerpunktbildung erreicht man bereits eine Genauigkeit bis zu einem Zwanzigstel der Pixelgröße, bei schlechtem S/N verschlechtert sich diese jedoch dramatisch (auf etwa ein Drittel). Der Einsatz von PSF scheint gerade in diesem Fall eine große Steigerung zu bringen. Besonders kritisch ist die Lichtschwerpunktbildung bei linienförmigen Abbildungen (Sternstrichspuren bei abgeschalteter Nachführung, Satellitenspuren). In diesem Fall wirken sich Seeingeffekte bzw. Inhomogenitäten des CCD-Chips auf die erzielbare Genauigkeit in besonderem Maß aus. Daher ist die Verwendung von speziellen Fitalgorithmen bei höheren Ansprüchen unbedingt erforderlich.

Die Ergebnisse unten durchgeführter Fitalgorithmen beziehen sich alle auf Aufnahmen, die mit der ballistischen Meßkamera in Graz-Lustbühel und der CCD-Kamera SITE 1024B gemacht wurden. Eine Übertragung der Ergebnisse auf eine andere Kombination Teleskop/CCD-Kamera ist nur bedingt möglich.

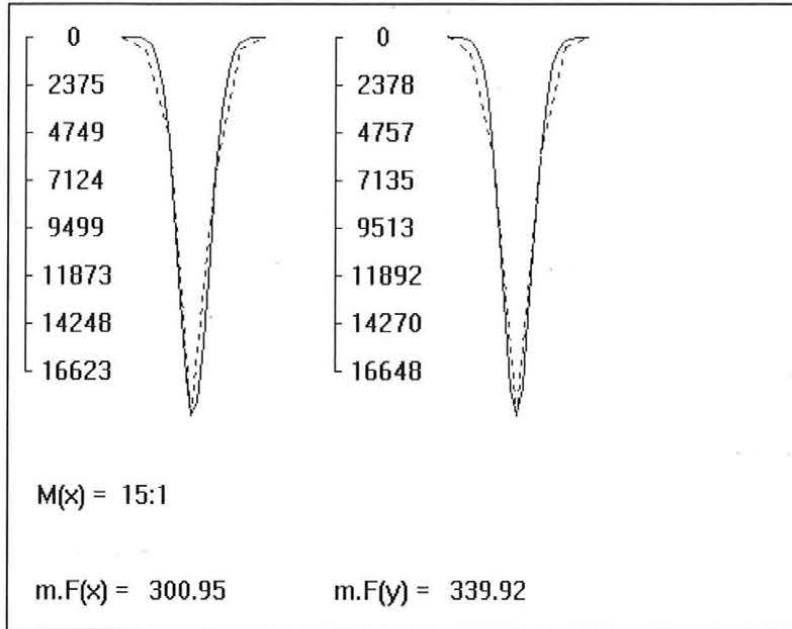
7.3.1 Eindimensionale Verteilungen

Es werden zwei in x- bzw. y-Richtung unabhängige Funktionen als PSF verwendet, um das zweidimensionale Sternbild zu erfassen. Das bedeutet, daß durch Summation der Pixelintensitäten in zwei orthogonale Richtungen (i.a. in Richtung der Koordinatenachsen, die durch die Zeilen und Spalten des CCD-Chips vorgegeben sind) zunächst zwei Intensitätsverteilungen in Form diskreter Stützstellenwerte berechnet werden. Man könnte jedoch auch zwei orthogonale Schnitte durch die detektierte Objektfläche legen. Als Schnittpunkt käme dabei in erster Linie das Pixel mit der höchsten Intensität in Frage. Diesen Lichtkurven können anschließend verschiedene Funktionen so angepaßt werden, daß an den Stützstellen die Differenzen zwischen Intensitätskurve (in Figur 7.3 als Strichlinie dargestellt) und PSF nach der Methode der kleinsten Quadrate minimiert werden. Die Objektkoordinate ist dann durch die Position des

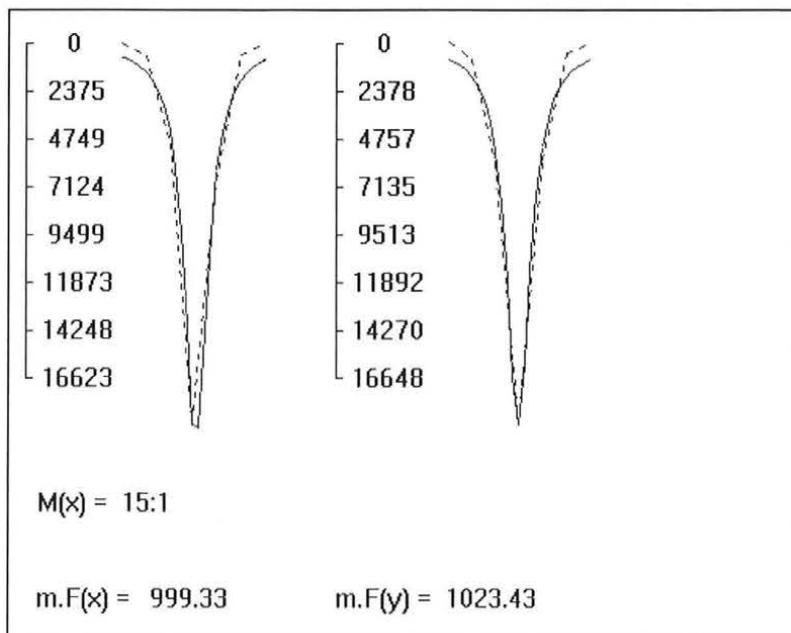
höchsten Punkts der PSF gegeben und entspricht bei den folgenden symmetrischen Verteilungen dem Parameter b .

Die Beispiele beziehen sich alle auf *punktförmige* Abbildungen. Die Intensitätseinheit bzw. die Einheit der mittleren Fehler ($m.F(x)$, $m.F(y)$) ist 1 ADU. Die Maßstabsangabe ($M(x)$) ist ein Zoomfaktor in x -Richtung, der in den folgenden Figuren keinerlei Bedeutung hat. Die Signalbreite beträgt 9 Pixel.

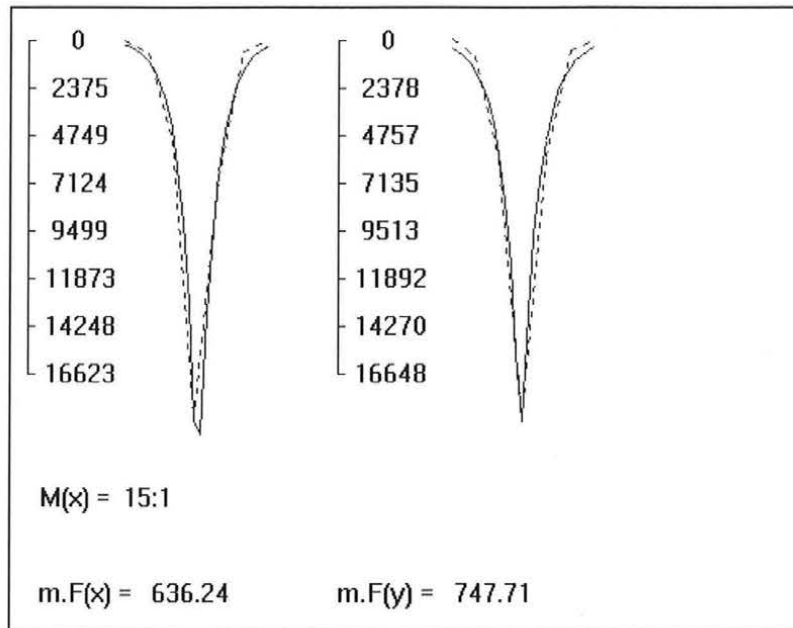
$$\text{Gaußverteilung: } f(x; a, b, c) = a \cdot \exp\left[-\left(\frac{2(x-b)}{c}\right)^2 \cdot \ln 2\right] \quad (7.2)$$



$$\text{Cauchyverteilung: } f(x; a, b, c) = a \cdot \left[1 + \left(\frac{2(x-b)}{c}\right)^2\right]^{-1} \quad (7.3)$$

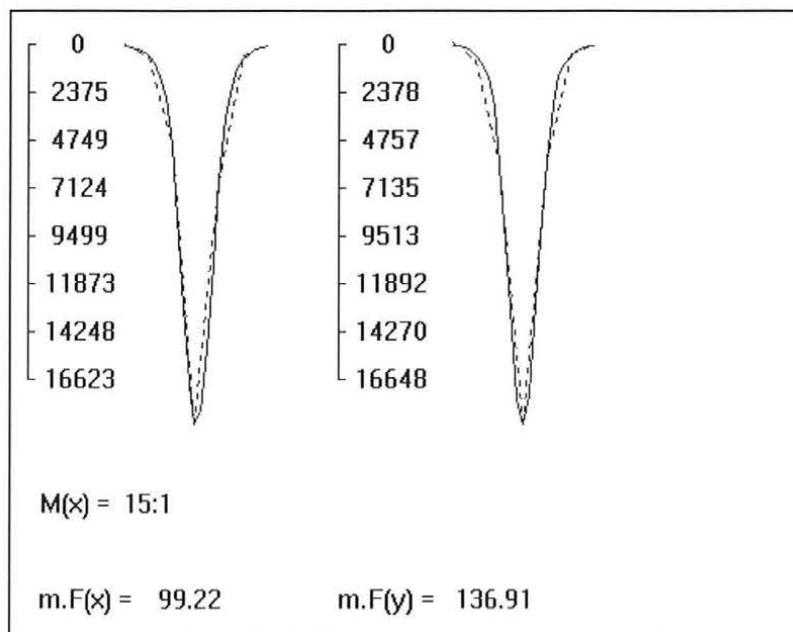


$$\text{Laplaceverteilung: } f(x; a, b, c) = a \cdot \exp\left[-\left(\frac{2|x-b|}{c}\right) \cdot \ln 2\right] \quad (7.4)$$



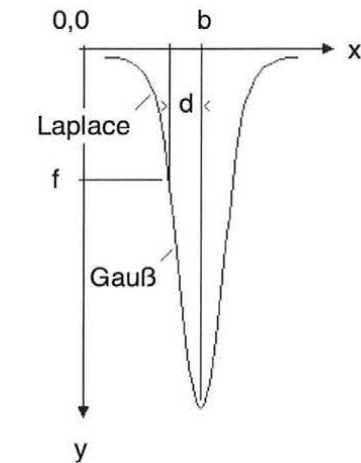
Figur 7.3: Verschiedene Pointspreadfunctions (PSF)

Bei Verwendung einer Gaußverteilung als PSF fällt sofort die Abweichung beim Übergang des Signals in das Hintergrundrauschen auf, während im restlichen Bereich eine sehr gute Übereinstimmung gegeben ist. Auch bei anderen Verteilungen erweist sich der untere Signalbereich als kritische Zone. Bei der Cauchy- sowie bei der Laplaceverteilung tritt jedoch der gegenteilige Effekt auf, das Niveau der berechneten Funktion liegt über der Intensitätskurve. Daher liegt es nahe, eine Kombination aus verschiedenen Verteilungen zu verwenden.



Figur 7.4: Gauß/Laplace-Verteilung

Wie obige Abbildungen zeigen, führt die Kombination aus Gauß- und Laplaceverteilung zum besten Ergebnis. Hierbei wird beim Übergang der Intensitätskurve in das Hintergrundrauschen eine Laplaceverteilung (Index L) angepaßt. Erst bei größeren Pixelintensitäten kommt eine Gaußverteilung (Index G) zum Einsatz. Um einen „glatten“ Übergang beider Verteilungen zu gewährleisten, müssen die Parameter der Verteilungen so bestimmt werden, daß beim Übergang an der Stelle $x = b - d$ sowohl die Funktionswerte (f_G, f_L) als auch die ersten Ableitungen ($\partial f_G / \partial x, \partial f_L / \partial x$) übereinstimmen:



$$f_G = a_G \cdot e^{-\ln 2 \cdot \left(\frac{2(x-b)}{c_G}\right)^2}$$

$$\frac{\partial f_G}{\partial x} = -f_G \cdot \ln 2 \cdot \frac{8(x-b)}{c_G^2}$$

$$f = f_G|_{x=b-d} = f_L|_{x=b-d}$$

$$\frac{\partial f_G}{\partial x}|_{x=b-d} = \frac{\partial f_L}{\partial x}|_{x=b-d}$$

$$f_L = a_L \cdot e^{-\ln 2 \cdot \frac{|x-b|}{c_L}}$$

$$\frac{\partial f_L}{\partial x} = \begin{cases} -f_L \cdot \ln 2 \cdot \frac{2}{c_L} \Rightarrow x - b > 0 \\ +f_L \cdot \ln 2 \cdot \frac{2}{c_L} \Rightarrow x - b < 0 \end{cases}$$

(7.5)

Die Parameter der Laplaceverteilung (a_L, c_L) können somit aus denen der Gaußverteilung (a_G, c_G) nach folgenden Formeln berechnet werden:

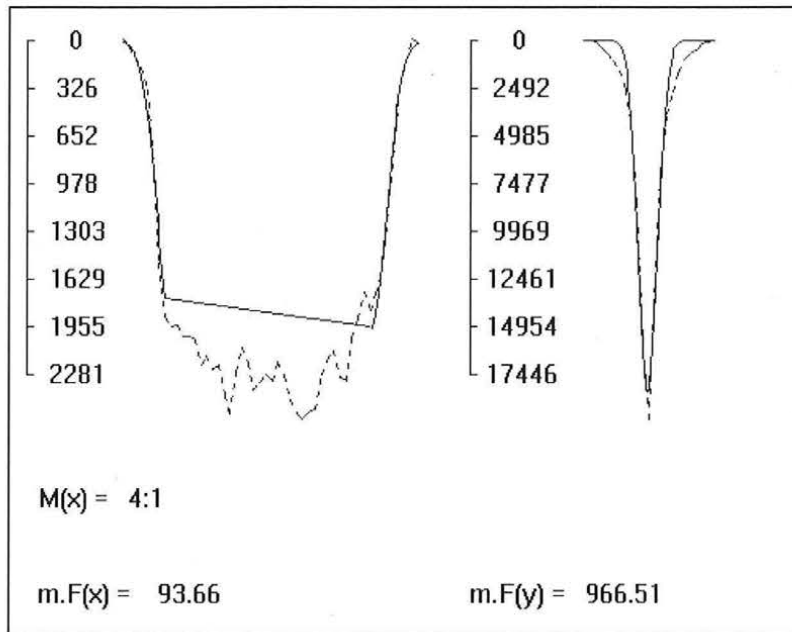
$$c_L = \frac{c_G}{2\sqrt{d}} \quad a_L = f \cdot e^{\frac{+\ln 2 \sqrt{d^3}}{c_G}} \quad (7.6)$$

Als besonders problematisch erweist sich die Berechnung des Maßstabsfaktors, der in den obigen Verteilungen als Parameter a auftritt. Ein Lösungsansatz bei Konvergenzproblemen des Ausgleichsalgorithmus könnte darin bestehen, eine zusätzliche Bedingungsgleichung einzuführen. So bietet sich beispielsweise an, den Maßstabsfaktor so zu bestimmen, daß die Fläche unter der PSF gleich derjenigen unter der Intensitätskurve ist.

Bei *linienförmigen* Objekten wie Sternstrichspuren werden für die Berechnung einer PSF nur die beiden Flanken der Intensitätskurve herangezogen (Figur 7.5). Es muß zunächst die Frage nach der oberen Grenze der Flanke geklärt werden. Die Grenze wird dann erreicht, wenn der Anstieg unter einen vorgegebenen Wert fällt und kann natürlich, wie aus Figur 7.5 ersichtlich, für ansteigende und abfallende Flanke verschiedene Werte annehmen. Die starken Intensitätsschwankungen zwischen den beiden Flanken werden durch das Photonenrauschen der Lichtquelle sowie durch Inhomogenitäten des CCD-Chips, ausgelöst durch eine nicht durchgeführte Flatfieldkorrektur, verursacht. Während das Photonenrauschen zufälligen Charakter aufweist, tragen Inhomogenitäten des Chips zu einer systematischen Änderung des Hintergrundes bei.

Insbesondere Staubkörner können zu sprunghaften Änderungen der Intensitätskurve führen. Da jedoch nur die beiden Flanken für die Positionsbestimmung herangezogen werden, beeinflußt dieses Rauschen das Meßergebnis nicht. Dies ist auch der Grund, warum eine Flatfieldkorrektur bei Verwendung dieses Fitalgorithmus nicht unbedingt erforderlich ist. Würde man allerdings die Objektposition durch die Berechnung des Lichtschwerpunkts bestimmen, käme es zu einer deutlichen Abnahme der Genauigkeit bei fehlender Korrektur.

Gaußverteilung:

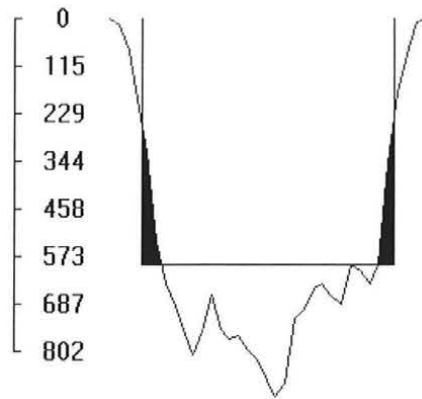


Figur 7.5: Pointsreadfunktion (PSF) für ein linienförmiges Objekt

Es wird für den Fitalgorithmus die gleiche Verteilungsfunktion für die ansteigende wie für die abfallende Flanke angenommen, wobei zusätzlich die Parameter a (Maßstab) und c (Form der Verteilung) übereinstimmen. Die Position errechnet sich aus dem arithmetischen Mittel der Parameter b (Symmetriepunkt). Als Funktionen kommen wie bei den Punktabbildungen Gauß-, Cauchy- und Laplaceverteilungen oder eine Kombination aus diesen in Frage. Die Annahme einer identen Verteilungsfunktion für beide Flanken kann jedoch nicht aufrecht erhalten werden, wenn die Belichtung nicht durch das Schieben von CCD-Zeilen, sondern durch Öffnen und Schließen des Verschlusses begrenzt wird. Der Grund liegt darin, daß mechanische Verschlüsse oft unterschiedliche Delayzeiten für das Öffnen und Schließen aufweisen.

Die Ausrichtung der CCD-Kamera erfolgt i.a. derart, daß Strichspuren parallel zu einer der beiden Koordinatenachsen auftreten. Daher ist der Verlauf der rechten Intensitätskurve in Figur 7.5 jenem einer punktförmigen Abbildung sehr ähnlich.

Aber auch das Anpassen von *Rechtecksignalen* führt zu guten Ergebnissen, wenn darauf geachtet wird, daß Strichspuren parallel zu den CCD-Zeilen verlaufen. Die Länge des Rechtecksignals ist durch die Belichtungszeit vorgegeben. Die Höhe ergibt sich aus dem niedrigeren Wert der Intensitätsgrenze von steigender bzw. fallender Flanke. Im Gegensatz zu den bisher besprochenen PSF erfolgt keine Minimierung der Differenzen in den Stützwerten, sondern es wird die Flächendifferenz zwischen Rechtecksignal und Intensitätsverlauf (Figur 7.6) minimiert. Die Objektkoordinate ist durch die halbe Länge des Signals gegeben.



$$M(x) = 6:1$$

Figur 7.6: Berechnung eines Rechtecksignals

Die Berechnung der zweiten Objektcoordinate kann entweder mittels Lichtschwerpunkt oder wiederum durch Verwendung einer der bisher besprochenen PSF ermittelt werden.

7.3.2 Zweidimensionale Verteilungen

Der Einsatz zweidimensionaler Verteilungen als PSF bietet den Vorteil, daß das Verhältnis Parameter der Funktion zu Pixelanzahl wesentlich günstiger ist und damit aufgrund der größeren Überbestimmung die Parameter mit höherer Genauigkeit bestimmt werden können. Außerdem entspricht eine zweidimensionale Verteilung natürlich eher der tatsächlichen Abbildung.

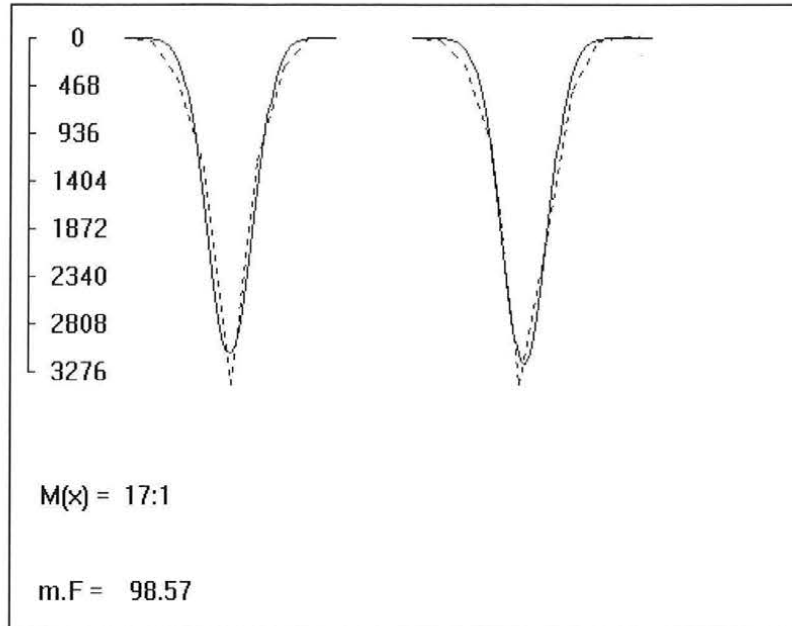
Schnitte parallel zur xy -Ebene (die Koordinatenachsen sind durch die CCD-Zeilen und CCD-Spalten gegeben) werden i.a. Kreisform annehmen. Fehler im optischen System können zu mehr oder weniger starken Verzerrungen und zum Auftreten ellipsenähnlicher Figuren führen.

Die wichtigste Verteilung ist wiederum eine *Gaußverteilung*. Cauchy- bzw. Laplaceverteilungen führen zu deutlich schlechteren Ergebnissen. Setzt man in Formel (7.7) den Parameter f der Verteilung gleich Null und fordert, daß die Parameter d und e gleiche Werte annehmen, so treten als Schnittfiguren nur Kreise mit den Mittelpunktskoordinaten b und c auf. Der Parameter a der Verteilung, der nichts anderes als ein Maßstabsfaktor ist, kann analog zu den eindimensionalen Verteilungen so bestimmt werden, daß die Differenz der Rauminhalte unter der Verteilungsfunktion und der Intensitätsverteilung minimiert wird.

In Figur 7.7 ist links ein Schnitt parallel zu den CCD-Zeilen bzw. rechts parallel zu den CCD-Spalten an der Stelle der größten Pixelintensität dargestellt. Wie bei den eindimensionalen Verteilungen zeigen sich beim Übergang des Signals in das Hintergrundrauschen die größten Differenzen. Eine Kombination verschiedener Verteilungen könnte Abhilfe schaffen. Allerdings steigt der Rechenaufwand enorm an, da nun entlang einer Ellipse die Funktionswerte und deren Ableitungen übereinstimmen müssen.

Gaußverteilung:

$$f(x, y; a, b, c, d, e, f) = a \cdot \exp \left[- \left(\frac{(x-b)^2}{d^2} + \frac{(y-c)^2}{e^2} - \frac{2f(x-b)(y-c)}{de} \right) \cdot \ln 2 \right] \quad (7.7)$$



Figur 7.7: Zweidimensionale Gaußverteilung

Interessante Ergebnisse zeigen sich, wenn man die einzelnen Pixelwerte als Stützpunkte einer Fläche betrachtet, die mit Hilfe der **multiquadratischen Interpolation nach Hardy** berechnet wird. Zunächst wird eine Funktionsmatrix C der detektierten Objektpixel (x_i, y_i) mit Anzahl n definiert als:

$$C = [s_{ij}]_{n,n} \quad s_{ij} = \left\{ (x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + G \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (7.8)$$

Mit Hilfe des Glättungsfaktors G kann die Interpolationsfläche, die durch Überlagerung von Hyperboloiden entsteht, beliebig geglättet werden. Für $G \rightarrow 0$ gehen die Hyperboloide in Kreiskegel über und es entstehen an den Stützstellen Spitzen. Bezeichnet man den Mittelwert aller Pixelintensitäten I_i mit I_m , dann gilt für den Stützstellenvektor \mathbf{z} :

$$\mathbf{z} = [\delta I_i]_{n,1} \quad \delta I_i = I_i - I_m \quad (7.9)$$

Die unbekanntenen Interpolationskoeffizienten k_i werden aus dem symmetrischen Gleichungssystem

$$C \cdot \mathbf{k} = \mathbf{z} \quad \mathbf{k} = [k_i]_{n,1} \quad (7.10)$$

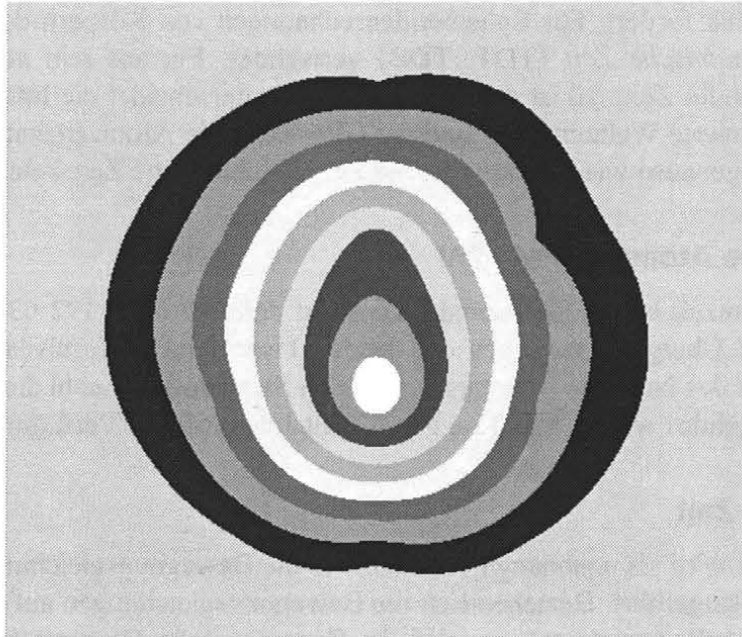
berechnet. Die Interpolation eines Punkts innerhalb des Punktmengenbereichs mit den Koordinaten x, y erfolgt durch Berechnung von:

$$I = I_m + \mathbf{d}^T \cdot \mathbf{k} \quad (7.11)$$

Der Interpolationsvektor $\mathbf{d} = [s_i]_{n,1}$ wird aus den Distanzen des Interpolationspunkts zu allen Stützpunkten unter Berücksichtigung von G gebildet.

In der Praxis hat sich der empirisch bestimmte Gättungsfaktor $G = 0.6 \cdot s_{\min}^2$ bewährt. s_{\min} ist die minimale Distanz zwischen den Stützwerten.

In Figur 7.8 wurde die Interpolationsfläche in 9 Teilflächen verschiedener Intensitätsbereiche unterteilt (ähnlich einem Höhenmodell) und anschließend farbig dargestellt.



Figur 7.8: Interpolation nach Hardy (Bretterbauer, 1996)

Auffallend ist die unterschiedliche Abnahme der Intensitäten in vertikaler Richtung, ausgehend vom höchsten Interpolationspunkt (gelber Bereich). Da die Richtung mit der Zenitrichtung zusammenfällt, könnte die Ursache in der Farbrefraktion liegen (Kapitel 11.1.3).

8 Zeitsysteme

Man kann drei Gruppen von Zeitskalen unterscheiden, deren Definition auf verschiedenen physikalischen Phänomenen beruhen. Die *Weltzeit* (UT0, UT1, UT2) sowie die *Sternzeit* (wahre und mittlere Sternzeit) sind von der Erdrotation abhängig und beschreiben die Orientierung der Erde im Raum. Diese Zeitskalen definieren jedoch kein gleichförmiges Zeitmaß, wie es die Newtonsche Mechanik fordert. Für Ephemeridenrechnungen von Körpern des Sonnensystems wird daher die *Dynamische Zeit* (TDT, TDB) verwendet. Ein auf rein atomphysikalischen Phänomenen beruhendes Zeitmaß ist die *Atomzeit*. Man unterscheidet die Internationale Atomzeit TAI, die koordinierte Weltzeit UTC und die GPS-Zeit. Die Atomzeitskalen mit Ausnahme der UTC definieren genauso wie die Dynamische Zeit gleichförmige Zeitskalen.

8.1 Internationale Atomzeitskala TAI

Die Einheit der Atomzeit ist die SI-Sekunde. Diese ist definiert als 9 192 631 770-fache Periodendauer der dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstrukturniveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids ^{133}Cs entsprechenden Strahlung. Obwohl die TAI offiziell erst im Jänner 1972 eingeführt wurde, stand sie bereits seit Juli 1955 zur Verfügung.

8.2 Dynamische Zeit

Die dynamische Zeit wird als unabhängige Variable in die Bewegungsgleichungen von Körpern des Sonnensystems eingeführt. Beziehen sich die Bewegungsgleichungen auf den Schwerpunkt des Sonnensystems (=Baryzentrum), so wird die Baryzentrische Dynamische Zeit (TDB) als Zeitreferenz verwendet. Die unabhängige Variable von scheinbaren geozentrischen Ephemeriden (Satellitenbahnen) ist die Terrestrische Dynamische Zeit (TDT). Beide Zeitskalen unterscheiden sich durch periodische relativistische Terme, die zu Unterschieden von maximal 1.6 Millisekunden führen können. Die exakte Transformation ist von der verwendeten Relativitätstheorie abhängig.

8.2.1 Terrestrische Dynamische Zeit (TDT)

Auf der Generalversammlung der Internationalen Astronomischen Union (IAU) in Grenoble 1976 wurde folgende Beziehung zwischen TDT und TAI festgelegt und damit die früher verwendete Ephemeridenzeit (ET) abgeschafft:

$$\text{TDT} = \text{TAI} + 32^{\text{s}}.184 \quad (8.1)$$

Die Differenz zwischen TDT und TAI entspricht der Differenz zwischen ET und TAI am 1.1.1977.

8.2.2 Baryzentrische Dynamische Zeit (TDB)

Die TDB wird meist aus der TDT bestimmt. Die exakte Beziehung wird einerseits von astronomischen Konstanten beeinflusst, hängt aber andererseits auch von der verwendeten Relativitätstheorie ab. Für die meisten Anwendungen ist die Genauigkeit folgender Formel jedoch ausreichend:

$$\begin{aligned} \text{TDB} &= \text{TDT} + 0^{\text{s}}.001658 \cdot \sin g + 0^{\text{s}}.000014 \cdot \sin 2g \\ g &= 357^{\circ}.53 + 0.9856003 \cdot (\text{JD} - 2451545.0) \end{aligned} \quad (8.2)$$

JD Julianisches Datum
g mittlere Anomalie der Erde in ihrer Bahn um die Sonne

Die exakten Beziehungen können in (Explanatory Supplement, 1992) nachgelesen werden.

In der Resolution der IAU-Generalversammlung 1991 wurden zwei neue Zeitskalen eingeführt, die geozentrische Koordinatenzeit (TCG) und die baryzentrische Koordinatenzeit (TCB). Diese entsprechen der TDT und TDB, unterscheiden sich jedoch um einen Maßstabsfaktor. Die Beziehungen lauten:

$$\begin{aligned}
 \text{TCB} - \text{TDB} &= L_B \cdot (\text{JD} - 2443144.5) \cdot 86400\text{s} \\
 L_B &= 1.550505 \cdot 10^{-8} \\
 \text{TCG} - \text{TDT} &= L_G \cdot (\text{JD} - 2443144.5) \cdot 86400\text{s} \\
 L_G &= 6.969291 \cdot 10^{-10}
 \end{aligned}
 \tag{8.3}$$

Weiters wird das Wort „dynamisch“ bei der TDT weggelassen und man spricht nur noch von Terrestrischer Zeit (TT).

8.3 Sternzeit

Unter Sternzeit versteht man den Stundenwinkel des Frühlingspunkts, der als jener Schnittpunkt von Himmelsäquator und Ekliptikebene definiert ist, in welchem die Sonne zu Frühlingsbeginn steht. Da jedoch aufgrund der Nutation der Erdachse dieser Schnittpunkt periodischen Schwankungen unterworfen ist, unterscheidet man zwischen *wahrer Sternzeit* (apparent sidereal time) und *mittlerer Sternzeit* (mean sidereal time).

Die wahre Sternzeit bezieht sich stets auf die momentane Lage der Fundamentebenen Äquator und Ekliptik. Sie stellt aufgrund der Nutation und der ungleichförmigen Rotationsgeschwindigkeit der Erde kein gleichförmiges Zeitmaß dar. Eliminiert man die Nutationseffekte, so spricht man von mittlerer Sternzeit. Die Differenz beider Sternzeiten wird als Gleichung der Äquinoktien bezeichnet und stellt nichts anderes als die Nutation in Rektaszension dar.

$$\text{wahrer Sterntag} = \text{mittlerer Sterntag} + \Delta\psi \cdot \cos(\epsilon)
 \tag{8.4}$$

$\Delta\psi \cdot \cos(\epsilon)$	Gleichung der Äquinoktien
$\Delta\psi$	Nutation in Länge (Komponente parallel zur Ekliptik)
ϵ	wahre Schiefe der Ekliptik

Die Formeln für die Berechnung von $\Delta\psi$ und ϵ sind in Kapitel (10.5.2) angegeben (Formeln 10.23 - 10.25).

8.4 Weltzeit (UT)

Die Sternzeit ist für das bürgerliche Leben, dessen Rhythmus nicht vom Stand der Fixsterne, sondern vom Sonnenstand abhängig ist, nicht verwendbar. Deshalb wird die Weltzeit an die scheinbare Bewegung der Sonne gebunden. Der Stundenwinkel der wahren Sonne ändert sich jedoch nicht gleichmäßig. Die bedeutendsten Effekte der Ungleichförmigkeit werden einerseits durch die Elliptizität der Erdbahn (2. Keplergesetz), andererseits durch die Neigung der Ekliptik gegen den Himmelsäquator verursacht (Projektion einer Kreisbahn in der Ekliptikebene auf die Äquatorebene ergibt eine Ellipse). Die Abweichung von der Gleichförmigkeit besteht deshalb im wesentlichen aus zwei überlagerten Sinusschwingungen und wird durch die Zeitgleichung beschrieben. Aber auch Schwankungen der Erdrotation beeinflussen die Weltzeit. Weil die Ursachen dieser Rotationsschwankungen noch nicht vollständig geklärt sind und auch nicht genau genug modelliert werden können, muß die Weltzeit aus Beobachtungen abgeleitet werden.

Die direkt aus Beobachtungen abgeleitete Weltzeit wird als **UT0** bezeichnet. UT0 ist vom Beobachtungsort abhängig und beinhaltet die Polbewegung. Korrigiert man diese Zeit wegen Längenverschiebungen aufgrund der Polschwankungen, so erhält man **UT1**. Diese Zeit steht in direktem Zusammenhang zur mittleren Sternzeit in Greenwich (GMST):

$$\text{GMST} = \text{UT1} + \alpha + 12^{\text{h}} \quad (8.5)$$

$$\alpha = 24110^{\text{s}} \cdot 54841 + 8640184^{\text{s}} \cdot 812866 \cdot T + 0^{\text{s}} \cdot 093104 \cdot T^2 - 0^{\text{s}} \cdot 0000062 \cdot T^3$$

T Zeitintervall in Julianischen Jahrhunderten, das seit 1.1.2000 12^h UT1 vergangen ist
 UT1 ist aber noch immer kein gleichförmiges Zeitmaß. Jahreszeitliche Schwankungen, irreguläre Fluktuationen und säkulare Verlangsamung führen zu Unregelmäßigkeiten der Erdrotation, die sich in der UT1 widerspiegeln. Die wegen jahreszeitlicher Schwankungen korrigierte UT1 nennt man **UT2**. Diese enthält nur noch irreguläre Effekte und die säkulare Verlangsamung der Erdrotation.

Die Wissenschaft benötigt jedoch ein gleichförmiges Zeitmaß. Es wurde deshalb die koordinierte Weltzeit UTC auf Basis der Atomzeit (TAI) definiert, welche sich von der TAI um ein ganzzahliges Vielfaches einer Sekunde unterscheidet. Weil die koordinierte Weltzeit UTC und die Weltzeit UT1 aufgrund der oben erwähnten Einflüsse auseinanderdriften, erfolgt eine regelmäßige Anpassung der UTC an die UT1 mittels Schaltsekunden, sodaß der Betrag der Differenz UT1 – UTC immer kleiner als 0.9 s ist. Das angestrebte Ziel ist die Bereitstellung einer gleichförmigen Zeitskala, die weitgehend an UT1 angepaßt ist.

8.5 GPS-Zeit

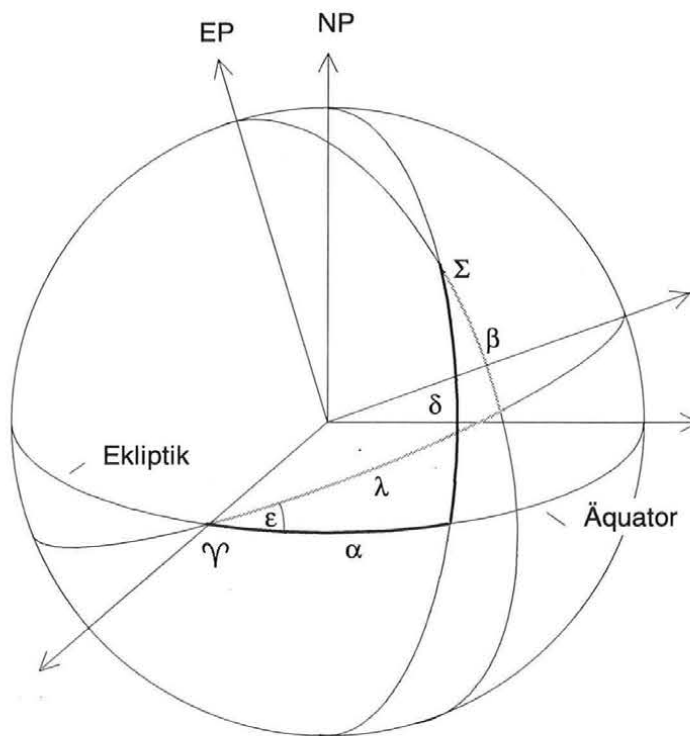
Für das Global Positioning System wurde eine eigene Systemzeit eingeführt. Diese sogenannte GPS-Zeit beruht auf der Definition der SI-Sekunde und wurde der UTC am 5. Jänner 1980 gleichgesetzt. Da jedoch keine Schaltsekunden eingeführt werden, driften beide Zeitskalen auseinander. Zur Zeit beträgt die Differenz GPS – UTC 11 Sekunden (Juli 1996).

9 Koordinatensysteme

9.1 Äquator- und Ekliptiksystem

Diese Himmelskoordinatensysteme sind durch die Lage der beiden Fundamentebenen Äquator und Ekliptik vollständig bestimmt. Beide Ebenen sind gegeneinander um den Winkel der Schiefe der Ekliptik von rund 23.5° geneigt und schneiden sich in zwei Punkten, dem Frühlingspunkt (γ) und dem Herbstpunkt. Die Richtung der x-Achsen beider Koordinatensysteme ist durch die Richtung des Frühlingspunkts bestimmt. Die positiven z-Achsen stehen senkrecht auf die Äquator- bzw. Ekliptikebene und durchstoßen die Himmelskugel im nördlichen Himmelspol (NP) bzw. Ekliptikpol (EP), die y-Achsen ergänzen ein mathematisch positives orthogonales Koordinatensystem.

Die Rektaszension α eines Objekts wird in der Äquatorebene gemessen, die Deklination δ beschreibt den Winkel zwischen Äquatorebene und Objekt und wird positiv nach Norden gezählt. Die entsprechenden Koordinaten im Ekliptiksystem sind die ekliptikale Länge λ bzw. Breite β .



Figur 9.1: Äquator- und Ekliptiksystem

Die Transformation zwischen beiden Koordinatensystemen ist durch folgende Beziehungen gegeben:

$$\lambda = \arctan\left(\frac{\sin \delta \sin \epsilon + \cos \delta \cos \epsilon \sin \alpha}{\cos \delta \cos \alpha}\right)$$

$$\beta = \arcsin(\sin \delta \cos \epsilon - \cos \delta \sin \epsilon \sin \alpha) \quad (9.1)$$

bzw.

$$\alpha = \arctan\left(\frac{-\sin\beta \sin\varepsilon + \cos\beta \cos\varepsilon \sin\lambda}{\cos\beta \cos\lambda}\right)$$

$$\delta = \arcsin(\sin\beta \cos\varepsilon + \cos\beta \sin\varepsilon \sin\lambda) \quad (9.2)$$

Aufgrund von Störkräften von Sonne, Mond und Planeten kommt es zu einer kontinuierlichen Verlagerung der Fundamentebenen mit der Zeit. Der Himmelspol führt dadurch eine komplizierte Bewegung um den Pol der Ekliptik aus, die in eine Präzessions- und eine Nutationsbewegung aufgespalten werden kann. Die Angabe von Koordinaten ist daher nur unter Angabe eines Zeitpunkts, der sogenannten Epoche, sinnvoll. Beziehen sie sich auf die mittlere Lage der Fundamentebenen, die nur Änderungen durch den Effekt der Präzession unterworfen sind, so sagt man auch, daß sie sich auf das mittlere Äquinoktium des Datums beziehen. Im Gegensatz dazu steht das wahre Äquinoktium des Datums, d.h. die Koordinaten beziehen sich auf die wahre Lage der Fundamentebenen. Die den Sternkatalogen entnommenen Koordinaten beziehen sich meist auf ein mittleres Äquinoktium einer bestimmten Epoche, wobei als neue Standard epoche seit 1976 gilt:

$$J2000.0 = 1.1.2000, 12^{\text{H}} \text{TDB} = \text{JD } 2451545.0 \text{ TDB} \quad (9.3)$$

Oben genanntes Äquatorsystem wird auch *bewegliches Äquatorsystem* genannt, da sich der Null-Längengrad relativ zum Beobachter bewegt. Man kann nun ein *festes Äquatorsystem* definieren, dessen Richtung der x-Achse durch den Meridian des Beobachters definiert wird. Die z-Achse bleibt natürlich unverändert, die y-Achse vervollständigt ein mathematisch negatives System. Der Stundenwinkel t wird analog zur Rektaszension in der Äquatorebene gemessen und beschreibt den Abstand des Längengrades des Objekts vom Meridian. Die Beziehung zum beweglichen Äquatorsystem ist durch die Ortssternzeit Θ (=Stundenwinkel des Frühlingspunkts) gegeben und lautet:

$$\Theta = \alpha + t \quad (9.4)$$

Das bewegliche Äquatorsystem stellt in guter Näherung ein Inertialsystem dar. Dieses ist ein System, in dem das Newton'sche Trägheitsaxiom gilt. Realisiert wird dieses vereinbarte Inertialsystem CIS (Conventional Inertial System) durch den fünften Fundamentalkatalog (FK5) und durch das System der IAU 1976-Konstanten. Die mittlere Lage der Fundamentebenen kann hiermit mit einer Genauigkeit von $\pm 0.05''$ festgelegt werden. Ein genaueres System beruht auf der Interferometrie über lange Basen (VLBI) und lagert in extragalaktischen Radioquellen.

9.2 Internationales Terrestrisches Koordinatensystem (ITRS)

Wie der Name schon sagt, handelt es sich hierbei um ein vereinbartes erdfestes System CTS (Conventional Terrestrial System), das vom International Earth Rotation Service (IERS) herausgegeben wird. Realisiert wird dieses System durch den Koordinatenrahmen ITRF (International Terrestrial Reference Frame), der die kartesischen Koordinaten eines globalen Netzes von Fundamentalstationen sowie deren Geschwindigkeitsfeld enthält. Der Ursprung des mathematisch positiven Koordinatensystems liegt im Geozentrum. Die z-Achse ist durch eine vereinbarte Richtung zu einer mittleren Lage des Rotationspoles CTP (Conventional Terrestrial Pole) festgelegt, die x-Achse geht durch den Meridian von Greenwich.

Die Beziehung zwischen Äquatorsystem und ITRF wird durch mehrere Rotationsmatrizen beschrieben, welche die Effekte der Präzession, Nutation, Erdrotation und Polbewegung beinhalten. Erdrotation und Polbewegung sind unregelmäßige Größen und müssen daher durch Beobachtungen bestimmt werden. Sie beschreiben den Übergang vom momentanen wahren

Äquatorsystem auf das ITRF-System. Die Erdrotation wird durch die wahre Sternzeit in Greenwich θ_{Gr} beschrieben, die Polbewegung wird durch die Koordinaten des momentanen Himmelspols (CEP = Celestial Ephemeris Pole) x_p und y_p relativ zum CTP angegeben. Die aktuellen Werte der Erdrotationsparameter (x_p , y_p und $dUT_1 = UT1 - UTC$) können dem IERS Bulletin A bzw. B entnommen werden. Durch Berücksichtigung der Präzession und Nutation erfolgt der Übergang vom mittleren Äquinoktium einer bestimmten Epoche (meist J2000.0) auf das wahre Äquinoktium des Datums. Damit ergibt sich für die Transformation vom System J2000.0 in das ITRF-System:

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_{ITRF} &= \mathbf{P}_m \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{N} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{x}_{J2000.0} \\ \mathbf{P}_m \cdot \mathbf{E} &= \mathbf{R}_2(-x_p) \cdot \mathbf{R}_1(-y_p) \cdot \mathbf{R}_3(\theta_{Gr}) \end{aligned} \quad (9.5)$$

- \mathbf{P}_m Polbewegungsmatrix
- \mathbf{E} Erdrotationsmatrix
- \mathbf{N} Nutationsmatrix (siehe Formel 10.21)
- \mathbf{P} Präzessionsmatrix (siehe Formel 10.18)

Die Formel für die Transformation vom ITRF-System in das System J2000.0 lautet:

$$\mathbf{x}_{J2000.0} = \mathbf{P}^T \cdot \mathbf{N}^T \cdot \mathbf{E}^T \cdot \mathbf{P}_m^T \cdot \mathbf{x}_{ITRF} \quad (9.6)$$

10 Reduktion der Himmelskoordinaten

Es wird hier eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Reduktionsschritte gebracht, da nach den Formeln dieses Kapitels die Berechnung scheinbarer Sternkoordinaten im Programm „CCD“ (siehe Kapitel 13) programmiert wurde. Neben Näherungsformeln werden auch die exakten Beziehungen angegeben. Bei Sternen, die dem PPM- oder GSC-Katalog entnommen wurden, liegt die Genauigkeit der Näherungsformeln deutlich unter der Genauigkeit der im Katalog angegebenen Sternpositionen. Anders ist die Situation beim Hipparcos-Katalog, der voraussichtlich ab Sommer 1997 zur Verfügung steht. Hier ist die Verwendung der exakten Reduktionsformeln angebracht.

Die vollständige Reduktion von mittleren Sternörtern einer Katalogeпоche (meist J2000.0) auf scheinbare geozentrische Sternkoordinaten einer Beobachtungseпоche kann wie folgt dargestellt werden:

$$\mathbf{r}_s(t') = \mathbf{N}(t) \cdot \mathbf{P}(t) \cdot f \cdot \left\{ \mathbf{g} \cdot \left[\mathbf{r}_B(t_0) + (t - t_0) \cdot \dot{\mathbf{r}}(t_0) - \mathbf{E}_B(t) \right] \right\} \quad (10.1)$$

mit

- t' Epoche der Beobachtung in der TT-Zeitskala
- t Epoche der Beobachtung in der TDB-Zeitskala
- t_0 Referenzepoche in der TDB-Zeitskala (i. a. J2000.0)
- $\mathbf{r}_B(t_0)$ mittlerer Sternort zur Referenzepoche t_0 , dargestellt als dreidimensionaler Positionsvektor in Astronomischen Einheiten (AU). Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Baryzentrum des Sonnensystems, die Koordinaten beziehen sich auf das mittlere Äquinoktium zum Zeitpunkt t_0
- $\dot{\mathbf{r}}(t_0)$ Vektor der Eigenbewegung in AU/Tag, gültig für die Referenzepoche t_0
- $\mathbf{E}_B(t)$ baryzentrische Position der Erde zur Epoche der Beobachtung t , bezogen auf das mittlere Äquinoktium zum Zeitpunkt t_0
- $f\{..\}$ Funktion, welche die Aberration des Lichts beschreibt
- $g[..]$ Funktion, welche die relativistische Ablenkung des Lichts beschreibt
- $\mathbf{P}(t)$ Präzessionsmatrix, beschreibt die Rotation vom mittleren Äquinoktium der Epoche t_0 auf das mittlere Äquinoktium des Datums t
- $\mathbf{N}(t)$ Nutationsmatrix, beschreibt die Rotation vom mittleren Äquator des Datums t auf den wahren Äquator des Datums
- $\mathbf{r}_s(t')$ scheinbarer geozentrischer Ort des Sterns zum Zeitpunkt der Beobachtung t' , bezogen auf das wahre Äquinoktium der Beobachtung

In den nächsten Kapiteln wird die Reduktion schrittweise erklärt. Zunächst noch eine kurze Beschreibung der Vektoren, die in den folgenden Formeln auftreten.

- $\dot{\mathbf{E}}_B(t)$ baryzentrische Geschwindigkeit der Erde zum Zeitpunkt t
- $\mathbf{S}_B(t)$ baryzentrische Position der Sonne zum Zeitpunkt t
- $\mathbf{E}_H(t) = \mathbf{E}_B(t) - \mathbf{S}_B(t)$ heliozentrische Position der Erde zum Zeitpunkt t
- $\mathbf{r}_B(t)$ baryzentrischer mittlerer Ort des Sterns zum Zeitpunkt t
- $\mathbf{r}_G(t)$ geozentrischer mittlerer Ort des Sterns zum Zeitpunkt t
- μ heliozentrische Gravitationskonstante ($= 1.32712438 \cdot 10^{20} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2}$)
- c Lichtgeschwindigkeit in AU/Tag ($= 173.144633$)
- E Distanz Erde - Sonne

Die Werte für die Positionen von Erde und Sonne können dem *Astronomical Almanac* entnommen werden. Alle Positionsvektoren sind in AU, die Geschwindigkeitsvektoren in AU/Tag

einzuführen. Für die Sternreduktion kann die TDB der Beobachtung gleich der TT gesetzt werden. Normalerweise wird UTC die Zeitskala der Beobachtung sein. Die Differenz zur TAI beträgt ein ganzzahliges Vielfaches einer Sekunde und kann dem IERS Bulletin B entnommen werden. Die Differenz TT – TAI beträgt 32.184s.

Für die Reduktion von Objekten des Sonnensystems (Planeten und Satelliten) kann eine analoge Formel angegeben werden:

$$\mathbf{r}_s(t') = \mathbf{N}(t) \cdot \mathbf{P}(t) \cdot f \cdot \left\{ \mathbf{g} \cdot [\mathbf{r}_B(t - \tau) - \mathbf{E}_B(t)] \right\} \quad (10.2)$$

mit

- τ Lichtzeit Erde - Objekt in der TDB Zeitskala für Licht, das zur Epoche der Beobachtung t' auf der Erde eintrifft
- $\mathbf{r}_B(t - \tau)$ baryzentrische Position des Objekts zur Epoche $t - \tau$, bezogen auf das mittlere Äquinoktium zum Zeitpunkt t_0

Der Unterschied liegt lediglich in der zusätzlichen Berücksichtigung der Lichtzeit τ (siehe Kapitel 10.4) und im Wegfall der Korrektur wegen Eigenbewegung. Da Satelliten dem Schwerfeld der Erde unterliegen und daher durch ihre Zugehörigkeit zum irdischen Schwerfeld die jährliche Bewegung der Erde um die Sonne mitmachen, darf für Satelliten keine Korrektur wegen jährlicher Aberration erfolgen. Weiters kann im Falle der Satelliten die relativistische Ablenkung des Lichts vernachlässigt werden.

Wird in (10.1) und (10.2) anstelle der baryzentrischen Position der Erde $\mathbf{E}_B(t)$ die baryzentrische Position des Beobachters $\mathbf{O}_B(t)$ verwendet, so erfolgt die Reduktion auf scheinbare topozentrische Koordinaten. Diese unterscheiden sich von den beobachteten Koordinaten (Richtungen) nur noch um Effekte der Refraktion.

10.1 Eigenbewegung

Die Bewegung der Fixsterne im Raum kann in zwei Komponenten aufgespalten werden. Die radiale Komponente \dot{r} liegt in der scheinbaren Richtung Erde - Stern und hat daher keinen Einfluß auf den scheinbaren Sternort, die zweite Komponente ist rechtwinkelig zur ersten angeordnet und wird in eine Eigenbewegung in Rektaszension μ_α bzw. Deklination μ_δ zerlegt. Die baryzentrische Position eines Sterns \mathbf{r}_B zur Epoche t errechnet sich aus:

$$\mathbf{r}_B(t) = \mathbf{r}_B(t_0) + (t - t_0) \cdot \dot{\mathbf{r}}(t_0)$$

$$\mathbf{r}_B(t_0) = \begin{bmatrix} r \cos \delta \cos \alpha \\ r \cos \delta \sin \alpha \\ r \sin \delta \end{bmatrix} \quad \text{mit } r = \frac{1}{\sin p} \quad (10.3)$$

- r baryzentrische Distanz des Sterns in AU
- p Parallaxe
- δ Deklination
- α Rektaszension

Ist die Parallaxe des Sterns unbekannt, wird willkürlich eine Parallaxe von $1''$ angenommen. In diesem Fall wird die radiale Komponente der Eigenbewegung \dot{r} gleich Null gesetzt. Ist \dot{r} unbekannt, wird nur eine bezüglich der Himmelssphäre tangentielle Eigenbewegung berücksichtigt.

Die Ableitung des Positionsvektors \mathbf{r} nach der Zeit lautet:

$$\dot{\mathbf{r}}(t_0) = \begin{bmatrix} -\cos \delta \sin \alpha & -\sin \delta \cos \alpha & \cos \delta \cos \alpha \\ \cos \delta \cos \alpha & -\sin \delta \sin \alpha & \cos \delta \sin \alpha \\ 0 & \cos \delta & \sin \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mu_\alpha \\ \mu_\delta \\ \dot{r} \end{bmatrix} \quad (10.4)$$

Für kleine Zeitdifferenzen $\tau = t - t_0$ kann der Einfluß der Eigenbewegung näherungsweise berechnet werden nach:

$$\begin{aligned} \alpha_B &= \alpha + \tau \cdot \mu_\alpha \\ \delta_B &= \delta + \tau \cdot \mu_\delta \end{aligned} \quad (10.5)$$

10.2 Parallaxe

Dieser Term beschreibt die Koordinatenänderung bei Verschiebung des Koordinatenursprungs. Umgelegt auf die Bewegung der Erde kann zwischen einer täglichen Parallaxe (Übergang Topozentrum \rightarrow Geozentrum) und einer jährlichen Parallaxe (Geozentrum \rightarrow Baryzentrum) unterschieden werden. Während die jährliche Parallaxe bei nahen Sternen berücksichtigt werden muß, spielt die tägliche Parallaxe bei der Sternreduktion keine Rolle. Die jährliche Parallaxe ist durch folgende Gleichung gegeben:

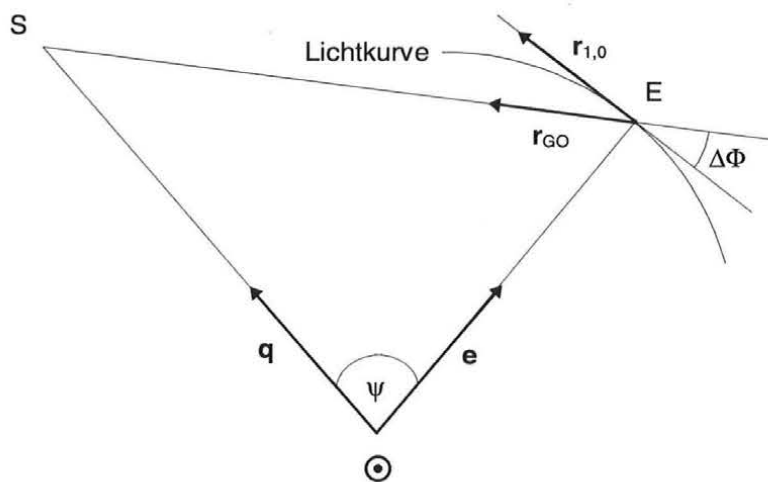
$$\mathbf{r}_G(t) = \mathbf{r}_B(t) - \mathbf{E}_B(t) \quad (10.6)$$

Der Einfluß der jährlichen Parallaxe beim Übergang von baryzentrischen Koordinaten (α, δ) auf geozentrische Koordinaten (α_G, δ_G) kann näherungsweise berechnet werden mit:

$$\begin{aligned} \alpha_G &= \alpha + \pi \cdot (X \cdot \sin \alpha - Y \cdot \cos \alpha) / (15 \cdot \cos \delta) \\ \delta_G &= \delta + \pi \cdot (X \cdot \cos \alpha \cdot \sin \delta + Y \cdot \sin \alpha \cdot \sin \delta - Z \cdot \cos \delta) \end{aligned} \quad (10.7)$$

π Parallaxe in Bogensekunden
 X, Y, Z baryzentrische Koordinaten der Erde in Astronomischen Einheiten (AU)

10.3 Relativistische Ablenkung des Lichts



Figur 10.1: Ablenkung des Lichts

Die Ablenkung des Lichtstrahls $\Delta\Phi$ wird hauptsächlich durch die Gravitationswirkung der Sonne \odot verursacht. Die Ablenkung verringert sich daher mit zunehmender Entfernung des Strahls von der Sonne und beträgt zum Beispiel bei einem Elongationswinkel ψ von neunzig Grad $0.004''$. Alle Planeten leisten ebenfalls einen Beitrag, allerdings ist der Einfluß vernachlässigbar. Das Gravitationsfeld der Erde kann eine Ablenkung in der Größenordnung von einigen Tausendstel Bogensekunden verursachen. Es seien \mathbf{r}_{G0} , \mathbf{q} und \mathbf{e} die Einheitsvektoren der geozentrischen Richtung \mathbf{r}_G bzw. der heliozentrischen Richtung des Sterns \mathbf{Q} sowie der heliozentrischen Richtung der Erde \mathbf{E}_H (Figur 10.1).

Dann berechnet sich die geozentrische Position des Sterns \mathbf{r}_1 unter Berücksichtigung der Ablenkung des Lichts aus:

$$\mathbf{r}_1 = |\mathbf{r}_G| \cdot \left(\mathbf{r}_{G0} + \frac{g_1}{g_2} [(\mathbf{r}_{G0} \cdot \mathbf{q})\mathbf{e} - (\mathbf{e} \cdot \mathbf{r}_{G0})\mathbf{q}] \right) \quad (10.8)$$

mit

$$\begin{aligned} \mathbf{q} &= \frac{\mathbf{Q}}{|\mathbf{Q}|} & \mathbf{r}_{G0} &= \frac{\mathbf{r}_G}{|\mathbf{r}_G|} \\ \mathbf{Q} &= \mathbf{r}_B(t) - \mathbf{S}_B(t) & g_1 &= \frac{2\mu}{c^2 E} \\ \mathbf{e} &= \frac{\mathbf{E}_H}{|\mathbf{E}_H|} & g_2 &= 1 + \mathbf{q} \cdot \mathbf{e} \end{aligned} \quad (10.9)$$

Für praktische Anwendungen und bei unbekannter Parallaxe (bzw. \mathbf{r}_G) ist die Genauigkeit folgender Formel ausreichend:

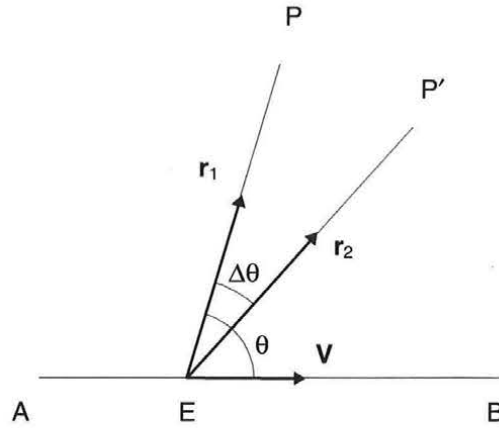
$$\begin{aligned} \cos D &= \sin \delta \sin \delta_s + \cos \delta \cos \delta_s \cos(\alpha - \alpha_s) \\ \alpha_1 &= \alpha + 0^s.000271 \frac{\cos \delta_s \sin(\alpha - \alpha_s)}{(1 - \cos D) \cos \delta} \\ \delta_1 &= \delta + 0'' .00407 \frac{\sin \delta \cos \delta_s \cos(\alpha - \alpha_s) - \cos \delta \sin \delta_s}{1 - \cos D} \end{aligned} \quad (10.10)$$

- D geozentrische Elongation Sonne - Stern
- α_s, δ_s geozentrische Koordinaten der Sonne
- α, δ geozentrische Koordinaten des Sterns

10.4 Aberration

Aufgrund der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts fällt die geradlinige Verbindungslinie von einem bewegten Himmelsobjekt zu einem bewegten Beobachter nicht mit der beobachteten Richtung zusammen. Die Bewegung des Beobachters ist das Resultat der täglichen Rotation der Erde, der Bewegung der Erde um das Massenzentrum des Sonnensystems und der Bewegung des Sonnensystems selbst. Daher kann die Aberration in drei Komponenten aufgespalten werden, in einen täglichen, jährlichen und säkularen Anteil. Letztere ist der Beobachtung jedoch nicht zugänglich.

Der Beobachter bewege sich mit einer Geschwindigkeit V von A nach B (Figur 10.2). Zum Zeitpunkt t der Beobachtung befinde er sich in E und sieht das Himmelsobjekt in P' . Der Winkel $\Delta\theta$ beschreibt die scheinbare Richtungsänderung aufgrund des Aberrationseffekts.



Figur 10.2: Aberrationseffekt

Die scheinbare Richtung \mathbf{r}_2 kann aus der geradlinigen Verbindung \mathbf{r}_1 mit folgender Formel berechnet werden, wobei auch relativistische Effekte (erreichen eine Größenordnung von 1 Millibogensekunde) berücksichtigt werden:

$$\mathbf{r}_2 = \frac{\beta^{-1} \mathbf{r}_1 + f_2 |\mathbf{r}_1| \mathbf{V}}{1 + f_1} \quad f_1 = \frac{\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{V}}{|\mathbf{r}_1|} \quad (10.11)$$

$$\beta^{-1} = \sqrt{1 - V^2} \quad f_2 = 1 + \frac{f_1}{1 + \beta^{-1}}$$

Der Geschwindigkeitsvektor \mathbf{V} wird in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c eingeführt. Möchte man nur die jährliche Aberration berücksichtigen, so gilt:

$$\mathbf{V} = \frac{\dot{\mathbf{E}}_B(t)}{c} \quad (10.12)$$

Bei Berücksichtigung der jährlichen und der täglichen Aberration wird anstelle des baryzentrischen Positionsvektors des Schwerpunkts der Erde jener des Beobachtungsorts $\mathbf{O}_B(t)$ in obiger Formel verwendet. Die säkulare Aberration ist eine zeitlich konstante Größe und daher der Beobachtung nicht zugänglich. Für Objekte des Sonnensystems muß weiters die *Planetenaberration* berücksichtigt werden. Diese äußert sich in einer Korrektur des Beobachtungszeitpunkts um die *Lichtzeit* τ , d.h. um jene Zeit, die das Licht für das Durchlaufen der Strecke Objekt - Beobachtungsort benötigt. Unter Einbeziehung relativistischer Effekte kann die Lichtzeit mit folgendem iterativen Prozeß gewonnen werden.

Die 1. Näherung für τ wird mit Hilfe der geometrischen Distanz der baryzentrischen Positionen des Planeten $\mathbf{u}_B(t)$ und der Erde $\mathbf{E}_B(t)$ sowie der Lichtgeschwindigkeit c berechnet:

$$\tau = \frac{|\mathbf{u}_B(t) - \mathbf{E}_B(t)|}{c} \quad (10.13)$$

Für die 2. Näherung der Lichtzeit τ' gilt:

$$\mathbf{U} = \mathbf{u}_B(t - \tau) - \mathbf{E}_B(t)$$

$$\mathbf{Q} = \mathbf{u}_B(t - \tau) - \mathbf{S}_B(t - \tau) \quad (10.14)$$

$$c\tau' = |\mathbf{U}| + \left(\frac{2\mu}{c^2} \right) \ln \frac{|\mathbf{E}_H| + |\mathbf{U}| + |\mathbf{Q}|}{|\mathbf{E}_H| - |\mathbf{U}| + |\mathbf{Q}|}$$

Hierin bedeuten:

- U geozentrische Koordinaten des Massenzentrums des Planeten
- Q heliozentrischen Koordinaten des Massenzentrums des Planeten

Mit τ' können nun verbesserte baryzentrische Positionen des Planeten und der Sonne berechnet werden. Diese neuen Werte werden für die Berechnung der nächsten Näherung für τ' herangezogen. Der Term zweiter Ordnung in Gleichung (10.14) ist die relativistische Verzögerung, die durch das Gravitationsfeld der Sonne verursacht wird.

Es existieren aber auch Näherungsformeln für die Aberrationskorrektur, deren Genauigkeit in den meisten Fällen vollauf genügt.

10.4.1 Jährliche Aberration

$$\begin{aligned}\alpha_2 - \alpha &= -(K \sin \lambda + K e \sin \pi) \sin \alpha \sec \delta - (K \cos \lambda \cos \varepsilon_0 + K e \cos \pi \cos \varepsilon_0) \cos \alpha \sec \delta \\ \delta_2 - \delta &= -(K \sin \lambda + K e \sin \pi) \cos \alpha \sec \delta - (K \cos \lambda \cos \varepsilon_0 + K e \cos \pi \cos \varepsilon_0) (\tan \varepsilon_0 \cos \delta - \sin \alpha \sin \delta) \\ K &= 20''.49552\end{aligned}\tag{10.15}$$

- α_2, δ_2 korrigierte Werte
- λ wahre geometrische Länge der Sonne, bezogen auf das mittlere Äquinoktium des Datums t
- e Exzentrizität der Erdbahn
- π Länge des Sonnenperigäums
- ε_0 mittlere Schiefe der Ekliptik
- K Aberrationskonstante

Die Parameter e, ε_0 , π , und λ können mit genügend hoher Genauigkeit nach folgenden Formeln berechnet werden:

$$\begin{aligned}\varepsilon_0 &= 23^\circ 26' 21''.448 - 46''.8150T - 0''.00059T^2 + 0''.001813T^3 \\ e &= 0.016708617 - 0.000042037T - 0.0000001236T^2 \\ \pi &= 102^\circ.93735 + 1^\circ.71953T + 0^\circ.00046T^2 \\ \lambda &= L + C \\ L &= 280^\circ.46645 + 36000^\circ.76983T + 0^\circ.0003032T^2 \\ C &= (1^\circ.914600 - 0^\circ.004817T - 0^\circ.000014T^2) \sin M \\ &\quad + (0^\circ.019993 - 0^\circ.000101T) \sin 2M + 0^\circ.000290 \sin 3M \\ M &= 357^\circ.52910 + 35999^\circ.05030T - 0^\circ.0001559T^2 - 0.00000048T^3 \\ T &= (t - 2451545.0) / 36525\end{aligned}\tag{10.16}$$

- L mittlere geometrische Länge der Sonne
- M mittlere Anomalie der Sonne
- C Mittelpunktsgleichung der Sonne (= Differenz zwischen wahrer und mittlerer Anomalie der Sonne)
- t Julianisches Datum der Beobachtung

10.4.2 Tägliche Aberration

$$\begin{aligned}\alpha_2 - \alpha &= 0^s .02133 \frac{\rho}{a} \cos \Phi \cos t \sec \delta \\ \delta_2 - \delta &= 0'' .3200 \frac{\delta}{a} \cos \Phi \sin t \sin \delta\end{aligned}\tag{10.17}$$

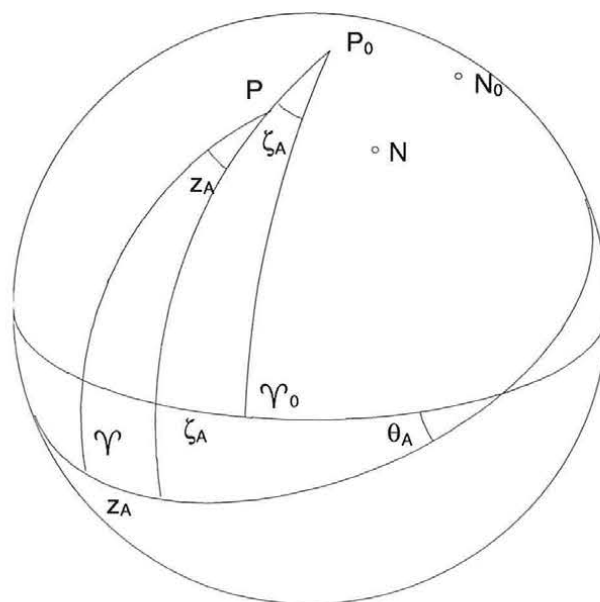
mit

- a Äquatorradius
- ρ geozentrische Distanz des Beobachters
- Φ geographische Breite des Beobachters
- t Stundenwinkel

10.5 Präzession und Nutation

Das astronomische Äquatorsystem wird durch den fünften Fundamentalkatalog FK5, durch das IAU 1976-System der astronomischen Konstanten und durch die IAU 1980-Theorie der Nutation festgelegt. Die Attraktionswirkung der Planeten bewirkt einerseits eine Änderung der Neigung der Ekliptik, andererseits führt sie zu einer Präzessionsbewegung, die als *planetarische Präzession* bezeichnet wird. Die Drehmomente von Sonne und Mond, die auf die Rotationsachse der Erde wirken, sind für die Bewegung der Äquatorebene verantwortlich. Diese Bewegung kann in zwei Teile aufgespalten werden, in die *lunisolare Präzession* und in die *Nutation*. Bei der lunisolaren Präzession handelt es sich um den langperiodischen Anteil der Bewegung, die sich in einer Präzessionsbewegung der Rotationsachse der Erde um den Ekliptikpol mit einer Periode von ca. 26000 Jahren äußert. Der periodische Anteil wird als Nutation bezeichnet. Die längste Periode ist durch den Umlauf des Mondknotens gegeben. Diese äußert sich in Schwankungen des Celestial Ephemeris Pole (CEP) um eine mittlere Lage mit einer Amplitude von 9'' und einer Periode von 18.6 Jahren. Lunisolare Präzession und planetarische Präzession werden unter dem Begriff *allgemeine Präzession* zusammengefaßt.

10.5.1 Allgemeine Präzession



Figur 10.3: Die Präzessionswinkel ζ_A , θ_A und z_A

Die Berechnung der allgemeinen Präzession erfolgt über die drei Rotationswinkel ζ_A , z_A und θ_A (Figur 10.3), die sich auf die Referenzeпоche ϵ_0 (= J2000.0) beziehen. Die Präzessionswinkel sind Funktionen der Zeit und beschreiben die Präzession des Pols von einer festen Epoche ϵ_F (= J2000.0) zu einer Epoche des Datums ϵ_D (= JD). Dabei wird der Pol des Äquators von P_0 nach P verlagert, ebenso der Pol der Ekliptik von N_0 nach N . Die x-Achse eines kartesischen Koordinatensystems weist zum Frühlingspunkt Υ_0 , die z-Achse geht durch den Pol der Äquatorebene P_0 , und die y-Achse vervollständigt das mathematisch positive System. Zunächst erfolgt eine Rotation um die z-Achse mit dem Drehwinkel $-\zeta_A$, gefolgt von einer Drehung um die neue y-Achse mit dem Winkel $+\theta_A$. Abgeschlossen wird die Transformation durch eine Rotation um die neue z-Achse mit $-z_A$.

Diese drei Rotationen können durch folgende Präzessionsmatrix \mathbf{P} beschrieben werden:

$$\mathbf{P}[\epsilon_F, \epsilon_D] = \mathbf{R}_3(-z_A) \cdot \mathbf{R}_2(+\theta_A) \cdot \mathbf{R}_3(-\zeta_A) \quad (10.18)$$

Ausgedrückt in sphärischen Koordinaten lautet die Präzessionsmatrix:

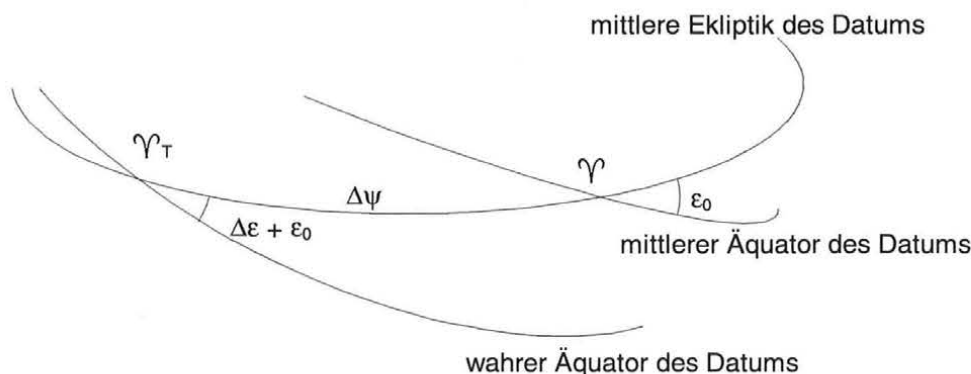
$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} \cos z_A \cos \theta_A \cos \zeta_A - \sin z_A \sin \zeta_A & -\cos z_A \cos \theta_A \sin \zeta_A - \sin z_A \cos \zeta_A & -\cos z_A \sin \theta_A \\ \sin z_A \cos \theta_A \cos \zeta_A + \cos z_A \sin \zeta_A & -\sin z_A \cos \theta_A \sin \zeta_A + \cos z_A \cos \zeta_A & -\sin z_A \sin \theta_A \\ \sin \theta_A \cos \zeta_A & -\sin \theta_A \sin \zeta_A & \cos \theta_A \end{bmatrix} \quad (10.19)$$

Die Drehwinkel können mit folgenden Formeln berechnet werden:

$$\begin{aligned} \zeta_A &= (2306''.2181 + 1''.39656 \cdot T - 0.000139 \cdot T^2) \cdot t + (0''.30188 - 0''.000344 \cdot T) \cdot t^2 + 0''.017998 \cdot t^3 \\ z_A &= (2306''.2181 + 1''.39656 \cdot T - 0.000139 \cdot T^2) \cdot t + (1''.09468 + 0''.000066 \cdot T) \cdot t^2 + 0''.018203 \cdot t^3 \\ \theta_A &= (2004''.3109 - 0''.85330 \cdot T - 0.000217 \cdot T^2) \cdot t + (-0''.42665 - 0''.000217 \cdot T) \cdot t^2 - 0''.041833 \cdot t^3 \\ T &= (\text{JD}(\epsilon_F) - \text{JD}(\epsilon_0)) / 36525 = 0 \\ t &= (\text{JD}(\epsilon_D) - \text{JD}(\epsilon_F)) / 36525 = (\text{JD} - 2451545.0) / 36525 \end{aligned} \quad (10.20)$$

10.5.2 Nutation

Die Nutationsbewegung kann im Ekliptiksystem in zwei Komponenten aufgespalten werden, in eine Bewegung in Länge $\Delta\psi$ und in Schiefe $\Delta\epsilon$.



Figur 10.4: Mittlerer und wahrer Äquator des Datums

Die Transformation äquatorialer Koordinaten vom mittleren Äquator des Datums auf den wahren Äquator erfolgt wiederum durch drei Rotationen mit den Drehwinkeln $\Delta\psi$, $\Delta\epsilon$ und der mittleren Schiefe der Ekliptik ϵ_0 , die in der folgenden Nutationsmatrix zusammengefaßt werden können:

$$\mathbf{N} = \mathbf{R}_1(-\epsilon) \cdot \mathbf{R}_3(-\Delta\psi) \cdot \mathbf{R}_1(+\epsilon_0) \quad (10.21)$$

Ausgeschrieben lautet diese:

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} \cos \Delta\psi & -\sin \Delta\psi \cos \epsilon_0 & -\sin \Delta\psi \sin \epsilon_0 \\ \sin \Delta\psi \cos \epsilon & \cos \Delta\psi \cos \epsilon \cos \epsilon_0 + \sin \epsilon \sin \epsilon_0 & \cos \Delta\psi \cos \epsilon \sin \epsilon_0 - \sin \epsilon \cos \epsilon_0 \\ \sin \Delta\psi \sin \epsilon & \cos \Delta\psi \sin \epsilon \cos \epsilon_0 - \cos \epsilon \sin \epsilon_0 & \cos \Delta\psi \sin \epsilon \sin \epsilon_0 + \cos \epsilon \cos \epsilon_0 \end{bmatrix} \quad (10.22)$$

Die Drehwinkel werden mit folgenden Formeln berechnet (ϵ_0 = mittlere Schiefe der Ekliptik, ϵ = wahre Schiefe der Ekliptik):

$$\epsilon_0 = 23^\circ 26' 21''.448 - 46''.8150 \cdot T - 0''.00059 \cdot T^2 + 0''.001813 \cdot T^3$$

$$T = (\text{JD} - 2451545.0) / 36525$$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon$$

$$\Delta\psi = \sum_{i=1}^n S_i \sin A_i \quad (10.23)$$

$$\Delta\epsilon = \sum_{i=1}^n C_i \cos A_i$$

$$A_i = a_i \cdot l + b_i \cdot l' + c_i \cdot F + d_i \cdot D + e_i \cdot \Omega$$

Die Multiplikatoren a_i , b_i , c_i , d_i , e_i und die Koeffizienten S_i , C_i werden durch die 106 Terme der IAU Nutationstheorie 1980 definiert (Expl. Suppl., 1992). Die Fundamentalargumente l , l' , F , D und Ω im FK5 Referenzsystem basieren auf der Bewegung von Sonne und Mond und sind folgendermaßen definiert:

$$l = 134^\circ 57' 46''.733 + (1325 \cdot 360^\circ + 198^\circ 52' 02''.633) \cdot T + 31''.310 \cdot T^2 + 0''.064 \cdot T^3$$

$$l' = 357^\circ 31' 39''.804 + (99 \cdot 360^\circ + 359^\circ 03' 01''.224) \cdot T - 0''.577 \cdot T^2 - 0''.012 \cdot T^3$$

$$F = 93^\circ 16' 18''.877 + (1342 \cdot 360^\circ + 82^\circ 01' 03''.137) \cdot T - 13''.257 \cdot T^2 + 0''.011 \cdot T^3 \quad (10.24)$$

$$D = 297^\circ 51' 01''.307 + (1236 \cdot 360^\circ + 307^\circ 06' 41''.328) \cdot T - 6''.891 \cdot T^2 + 0''.019 \cdot T^3$$

$$\Omega = 125^\circ 02' 40''.280 - (5 \cdot 360^\circ + 134^\circ 08' 10''.539) \cdot T + 7''.455 \cdot T^2 + 0''.008 \cdot T^3$$

l mittlere Länge des Mondes minus mittlerer Länge des Mondperigäums

l' mittlere Länge der Sonne minus mittlerer Länge des Sonnenperigäums

F mittlere Länge des Mondes minus mittlerer Länge des Mondknotens

D mittlere Elongation des Mondes von der Sonne

Ω mittlere Länge des aufsteigenden Mondknotens auf der Ekliptik

Eine Analyse hochgenauer Messungen mittels VLBI brachte systematische Abweichungen der Nutationsbewegung von der Nutationstheorie IAU 1980 zum Vorschein. Dies führte zu Korrekturen der Nutation in Länge $\Delta\psi_C$ und in Schiefe $\Delta\epsilon_C$, die zu den Werten von $\Delta\psi$ und $\Delta\epsilon$ addiert werden:

$$\Delta\psi_c = \sum_{i=1}^n (LS_i \cdot \sin A_i + LC_i \cdot \cos A_i) \quad (10.25)$$

$$\Delta\varepsilon_c = \sum_{i=1}^n (OC_i \cdot \cos A_i + OS_i \cdot \sin A_i)$$

Die Koeffizienten LS_i , LC_i , OC_i und OS_i können in (IERS Conventions, 1996) nachgelesen werden. A_i ist analog zu Formel (10.23) definiert.

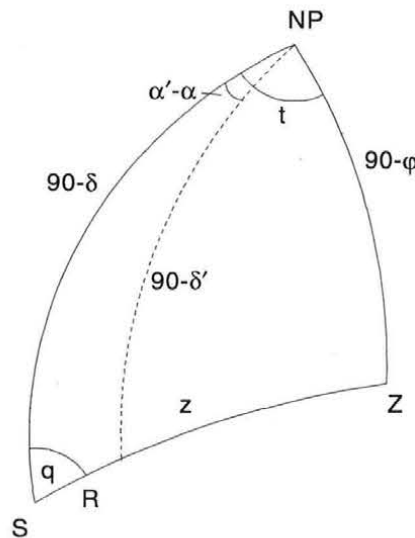
Die Effekte der Nutation und Präzession auf den Positionsvektor des Sterns \mathbf{r}_2 können mit Hilfe der Matrix \mathbf{R} berücksichtigt werden,

$$\mathbf{r}_s(t') = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \mathbf{R} \cdot \mathbf{r}_2(t) \quad \text{wobei gilt:} \quad \mathbf{R} = \mathbf{N} \cdot \mathbf{P} \quad (10.26)$$

Die Berechnung der scheinbaren geozentrischen bzw. topozentrischen Rektaszension α und Deklination δ für den Zeitpunkt der Beobachtung t' erfolgt nach den bekannten Formeln:

$$\alpha(t') = \arctan \frac{y}{x} \quad \delta(t') = \arcsin \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \quad (10.27)$$

10.6 Einfluß der Refraktion auf scheinbare topozentrische Koordinaten



Figur 10.5: Positionsänderung durch Refraktion

Das nautische Dreieck in Figur 10.5 ist durch Zenit Z , Nordpol NP und Stern S festgelegt. Durch die Refraktion R wird der Stern jedoch scheinbar gehoben, er wird entlang des Vertikals von S (α , δ) nach S' (α' , δ') verschoben. Es gilt:

$$\sin \delta' = \sin \delta \cos R + \cos \delta \sin R \cos q$$

$$\sin(\alpha - \alpha') = \frac{-\sin q \sin R}{\cos \delta'} \quad (10.28)$$

Der parallaktische Winkel q kann mit Hilfe der geographischen Breite des Beobachters ϕ und der wahren Zenitdistanz z des Sterns nach folgender Formel berechnet werden:

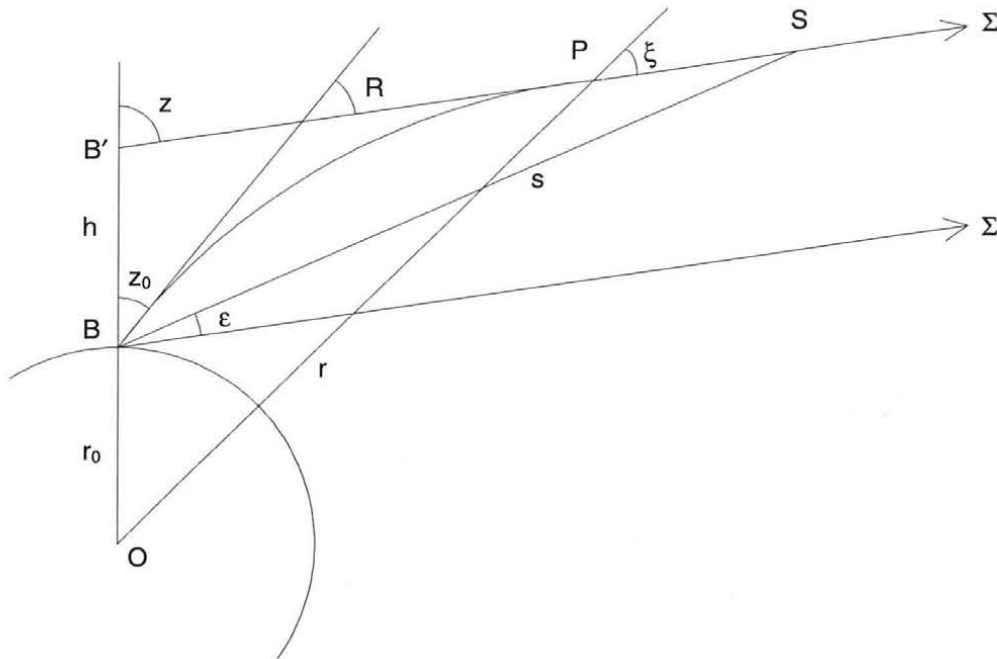
$$\cos q = \frac{\sin \varphi - \sin \delta \cos z}{\cos \delta \sin z} \quad (10.29)$$

mit (Θ = wahre Ortssternzeit)

$$\cos z = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos(\Theta - \alpha) \quad (10.30)$$

Bei der Berechnung der Refraktion von Satellitenbeobachtungen ist die Entfernung vom Beobachter zu berücksichtigen, die zu einer Verminderung des Refraktionswinkels um den Betrag der parallaktischen Refraktion (auch Satellitenrefraktion genannt) führt. Die Berechnung der Refraktion R wird im folgenden Kapitel behandelt.

11 Refraktion



Figur 11.1: Refraktion

In obiger Figur bedeuten:

- B Beobachtungsort
- B' hypothetischer Beobachtungsort bei fehlender Atmosphäre
- h Distanz BB'
- S Satellit
- P Eintritt des Lichtstrahls in die Atmosphäre
- Σ Stern
- z_0 beobachtete Zenitdistanz
- z wahre Zenitdistanz
- R astronomische Refraktion
- ε Satellitenrefraktion
- r_0 geozentrische Distanz des Beobachtungsorts
- r geozentrische Distanz des Lichtstrahls
- ξ Zenitdistanz entlang des Lichtstrahls
- s topozentrische Distanz des Satelliten

Die beobachtete Richtung eines Sterns fällt aufgrund der Strahlenbrechung nicht mit der geradlinigen Verbindung Beobachter - Stern zusammen. Unter der Annahme, daß sich die Atmosphäre aus konzentrischen sphärischen Schichten konstanter Dichte zusammensetzt, kann die *astronomische Refraktion* R jedoch berechnet werden. Abweichungen von dieser Normalrefraktion bezeichnet man als Refraktionsanomalien, die nur sehr schwer zu erfassen sind. Sie können jedoch durch sorgfältige Planung der Beobachtung auf ein Minimum reduziert werden. Bei endlich entfernten Objekten wie Satelliten muß bei der Berechnung der Refraktion die *parallaktische Refraktion* ϵ (Satellitenrefraktion) berücksichtigt werden.

Die Korrektur der beobachteten Zenitdistanz z_0 auf die wahre Zenitdistanz z erfolgt nach:

$$z = z_0 + R - \epsilon \quad (11.1)$$

11.1 Astronomische Refraktion

11.1.1 Theorie

Der Gesamteffekt der Strahlenbrechung R kann durch folgendes Integral beschrieben werden (Bretterbauer, 1969):

$$R = \int_{n=1}^{n=n_0} \left[\left(\frac{r \cdot n(r)}{r_0 \cdot n_0 \cdot \sin z_0} \right)^2 - 1 \right]^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{dn}{n(r)} \quad (11.2)$$

n_0 Brechungsindex der Luft am Beobachtungsort

$n(r)$ Brechungsindex der Luft bei geozentrischer Distanz r

Für die Auswertung des obigen Integrals wurden verschiedene Theorien entwickelt, die für Zenitdistanzen $< 70^\circ$ nur geringe Differenzen aufweisen. Das Problem ist die nicht in aller Strenge bekannte Funktion $n(r)$.

In guter Näherung kann die Refraktion mit Hilfe folgender Gleichung berechnet werden (Murray, 1983):

$$R = A \cdot \tan(z_0) + B \cdot \tan^3(z_0) \quad (11.3)$$

mit

$$\begin{aligned} A &= n_0 - 1 - I \\ B &= - \left[I - \frac{1}{2} (n_0 - 1)^2 \right] \\ I &= \int_{r_0}^r \frac{1}{r} \log n(r) dr \end{aligned} \quad (11.4)$$

Durch das Integral I wird die Differenz zwischen einer sphärisch geschichteten und einer „parallelen“ Atmosphäre berücksichtigt.

Für praktische Anwendungen ersetzt man nun die gesamte wirksame Atmosphäre durch eine homogene Gasmasse mit der Dichte gleich jener am Boden. Bezeichnet man mit H die Mächtigkeit dieser Schicht ($H \approx 8$ km), so berechnen sich die Faktoren A und B der Formel (11.3) mit:

$$\begin{aligned} A'' &= (n_0 - 1) \cdot \left(1 - \frac{H}{r_0} \right) \cdot 206265 \\ B'' &= -A'' \cdot \frac{H}{r_0} \end{aligned} \quad (11.5)$$

$$H = 7.979 \cdot (1 + 0.003671 \cdot t) \cdot \left(1 + \frac{3e}{8p} \right)$$

t Temperatur in $^\circ\text{C}$

e Dampfdruck in hPa

- p Luftdruck in hPa
 r₀ Erdradius (= 6371km)

Für die Berechnung des Brechungsindex n₀ werden im folgenden zwei Formeln angegeben - die erste beruht auf der Theorie von Gladstone-Dale, die zweite geht auf Owens zurück.

Brechungsindex nach Gladstone-Dale

Nach der Theorie von Gladstone-Dale ist der Brechungsindex n proportional zur Dichte ρ der Luft:

$$n - 1 = \mu \cdot \rho = \mu_{tr} \cdot \rho_{tr} + \mu_e \cdot \rho_e = \frac{1}{R \cdot T} \cdot (\mu_{tr} \cdot M_{tr} \cdot p_{tr} + \mu_e \cdot M_e \cdot e) \quad (11.6)$$

- μ spezifisches Brechungsvermögen der feuchten Luft
 μ_{tr} spezifisches Brechungsvermögen der trockenen Luft
 μ_e spezifisches Brechungsvermögen des Wasserdampfes
 ρ_{tr} Dichte der trockenen Luft
 ρ_e Dichte des Wasserdampfes
 M_{tr} Molekulargewicht der trockenen Luft (= 28.9644 kg kmol⁻¹)
 M_e Molekulargewicht des Wasserdampfes (= 18.0152 kg kmol⁻¹)
 R universelle Gaskonstante (= 8314.32 J K⁻¹ kmol⁻¹)
 p_{tr} Partialdruck der trockenen Luft
 e Partialdruck des Wasserdampfes
 T Temperatur

Der Brechungsindex n₀ am Beobachtungsort ist eine Funktion der aktuellen atmosphärischen Verhältnisse (Temperatur T, Totaldruck p und Dampfdruck e) und des Phasenbrechungsindex n_{ph} der trockenen Luft bei 273.15°C, 1013.25 hPa und 0.03% CO₂. Für die Berechnung dieses von der Wellenlänge des Lichts (λ) abhängigen Parameters stehen verschiedene Formeln zur Verfügung. Angeführt sei an dieser Stelle nur die Formel von Edlen in der Form nach Cauchy, da diese in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde (λ in μm):

$$(n_{ph} - 1) \cdot 10^7 = 2875.69 + \frac{16.206}{\lambda^2} + \frac{0.139}{\lambda^4} \quad (11.7)$$

Daher gilt auch, wenn man mit ρ_{0tr} die Dichte der trockenen Luft unter Normbedingungen (T₀ = 273.15°K, p₀ = 1013.25 hPa und 0.03% CO₂) bezeichnet:

$$\mu_{tr} = (n_{ph} - 1) \cdot \frac{R \cdot T_0}{M_{tr} \cdot p_0} \quad (11.8)$$

Gleichung (11.6) läßt sich umformen, da folgende Beziehung zwischen Totaldruck p der Luft und den beiden Partialdrücken p_{tr} und e besteht:

$$p = p_{tr} + e \quad (11.9)$$

Unter Berücksichtigung dieser Beziehung kann Gleichung (11.6) nun wie folgt geschrieben werden:

$$n - 1 = \mu_{tr} \cdot \frac{M_{tr} \cdot p}{R \cdot T} \cdot \left(1 - \frac{e}{p} \cdot \beta\right) \quad (11.10)$$

$$\beta = \frac{\mu_{tr} \cdot M_{tr} - \mu_e \cdot M_e}{\mu_{tr} \cdot M_{tr}}$$

und mit Gleichung (11.8)

$$n - 1 = (n_{\text{ph}} - 1) \cdot \frac{T_0 \cdot p}{T \cdot p_0} \cdot \left(1 - \frac{e}{p} \cdot \beta\right) \quad (11.11)$$

bzw.

$$n - 1 = (n_{\text{ph}} - 1) \cdot \frac{T_0 \cdot p}{T \cdot p_0} - \gamma \cdot \frac{e}{T} \quad (11.12)$$

$$\gamma = (n_{\text{ph}} - 1) \cdot \frac{T_0}{p_0} \cdot \beta$$

Bretterbauer (1969) gibt den Wert von β mit 1/8 an, der auf zahlreichen Messungen verschiedener Forscher beruht. Da der Einfluß des Dampfdrucks sehr klein ist, kann für die Berechnung des Faktors γ eine mittlere Wellenlänge $\lambda = 0.578 \mu\text{m}$ verwendet werden. Der Fehler $\Delta(n-1)$ erreicht selbst bei extremen Unterschieden in der Wellenlänge lediglich einige Tausendstel Bogensekunden. Die Gesamtreduktion vom Brechungsindex der trockenen Luft unter Normbedingungen auf den tatsächlich am Beobachtungsort herrschenden Brechungsindex n_0 erfolgt daher mit (T [°K], p und e [hPa]):

$$n_0 - 1 = (n_{\text{ph}} - 1) \cdot \frac{273.15 \cdot p}{1013.25 \cdot T} - 9.9 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{e}{T} \quad (11.13)$$

Der Dampfdruck wird meist in der Form der relativen Luftfeuchtigkeit h (in %) gemessen, dem Verhältnis von Dampfdruck e und gesättigtem Dampfdruck e_s :

$$h = \frac{e}{e_s} \quad (11.14)$$

In Murray (1983) ist eine Formel für die Berechnung des Dampfdrucks in Abhängigkeit von der Temperatur T und der relativen Luftfeuchtigkeit h angegeben (T [°K], e [Pa]):

$$e = \frac{R \cdot T}{M_e} \cdot h \cdot \exp[W(T)] \quad (11.15)$$

mit

$$W(T) = -5.32917 + 0.0688825 \cdot (T - 273.15) - 2.9815 \cdot 10^{-4} \cdot (T - 273.15)^2 + 1.39 \cdot 10^{-6} \cdot (T - 273.15)^3 \quad (11.16)$$

Brechungsindex nach Owens

Von der IAU wird für die Berechnung des Brechungsindex der feuchten Luft die Formel von Owens empfohlen, die im folgenden angegeben ist (T [°K], p_{tr} [Pa], e [Pa], λ [μm]):

$$(n - 1) \cdot 10^6 = \left(0.237134 + \frac{68.39397}{130 - \lambda^{-2}} + \frac{0.45473}{38.9 - \lambda^{-2}}\right) \cdot \frac{p_{\text{tr}}}{T} f_{\text{tr}} +$$

$$\left(0.648731 + 0.58058 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda^{-2} - 0.71150 \cdot 10^{-4} \cdot \lambda^{-4} + 8.851 \cdot 10^{-6} \cdot \lambda^{-6}\right) \cdot \frac{e}{T} f_e$$

$$f_{\text{tr}} = 1 + p_{\text{tr}} \cdot \left(5.790 \cdot 10^{-9} - \frac{9.3250 \cdot 10^{-6}}{T} + \frac{2.5844 \cdot 10^{-3}}{T^2}\right)$$

$$f_e = 1 + e \cdot \left(1 + 3.7 \cdot 10^{-6} \cdot e\right) \cdot \left(-0.237321 \cdot 10^{-4} + \frac{2.23366 \cdot 10^{-2}}{T} - \frac{7.10792}{T^2} + \frac{7.75141 \cdot 10^2}{T^3}\right) \quad (11.17)$$

Bei der Reduktion der baryzentrischen mittleren Himmelskoordinaten auf scheinbare topozen-trische Koordinaten ist an Stelle der beobachteten Zenitdistanz z_0 die wahre Zenitdistanz z be-kannt. Die Formel für die Berechnung der Refraktion bei bekannter wahrer Zenitdistanz z lau-tet:

$$R = A \cdot \tan(z + R) + B \cdot \tan^3(z + R) \quad (11.18)$$

Aus dieser Gleichung kann R iterativ mit der Newton'schen Rekursionsformel berechnet wer-den aus:

$$R_{i+1} = R_i - \frac{A \cdot \tan(z + R) + B \cdot \tan^3(z + R) - R}{\frac{A}{\cos^2(z + R)} + \frac{3B \cdot \sin^2(z + R)}{\cos^4(z + R)}} \quad (11.19)$$

11.1.2 Einfluß der Atmosphäre

Im folgenden soll nun der Einfluß von Änderungen der atmosphärischen Verhältnisse auf die Refraktion genauer betrachtet werden, wobei für die Untersuchungen mittlere Werte für Druck ($p = 970$ hPa) und Temperatur ($T = 283^\circ\text{K}$) angenommen wurden, die auf eigenen Erfahrungen von Beobachtungen auf der Satellitenstation Graz-Lustbühel beruhen. Die Wellenlänge für die Berechnung des Phasenbrechungsindex des Lichts wurde mit $0.578 \mu\text{m}$ festgelegt, was der mittleren Wellenlänge des Sternlichts entspricht. Durch Differentiation von Gleichung (11.13) erhält man:

Temperaturänderung

$$\frac{\partial(n_0 - 1)}{\partial T} = -(n_{\text{ph}} - 1) \cdot \frac{273.15 \cdot p}{1013.25 \cdot T^2} + 9.9 \cdot 10^{-6} \frac{e}{T^2} \quad (11.20)$$

Eine Temperaturzunahme von 1°K verursacht eine Abnahme des Brechungsindex von $0.20''$.

Druckänderung

$$\frac{\partial(n_0 - 1)}{\partial p} = (n_{\text{ph}} - 1) \frac{273.15}{1013.25 \cdot T} \quad (11.21)$$

Eine Druckzunahme von 1 hPa verursacht daher eine Zunahme des Brechungsindex von $0.06''$.

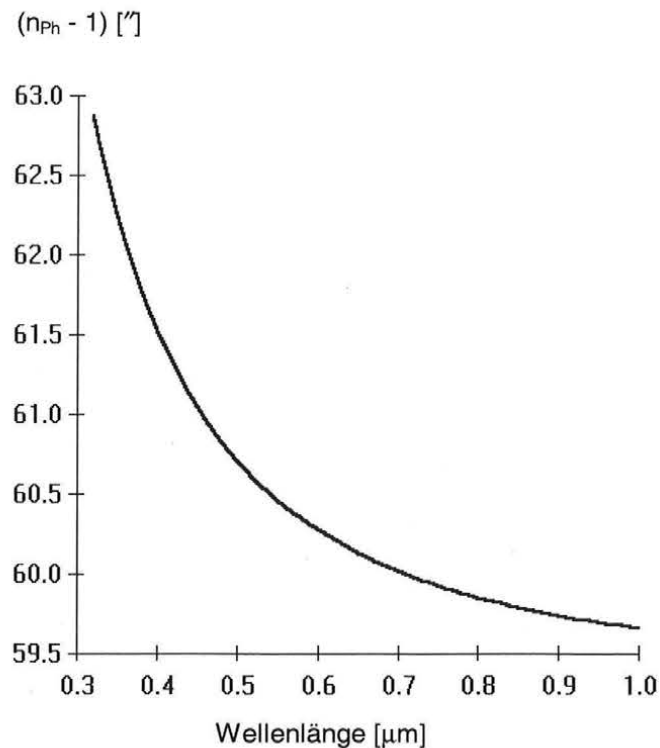
Wasserdampfdruckänderung

$$\frac{\partial(n_0 - 1)}{\partial e} = -\frac{9.9 \cdot 10^{-6}}{T} \quad (11.22)$$

Eine Druckzunahme von 1 hPa verursacht eine Abnahme des Brechungsindex von $0.007''$. (Der Wasserdampfdruck beträgt bei 283°K und 50% Luftfeuchte 6 hPa!)

Obige Abschätzungen zeigen, daß bei der Berechnung des Refraktionsindex in Abhängigkeit der aktuellen atmosphärischen Verhältnisse der Einfluß der Temperatur wesentlich größer als jener des Totaldrucks bzw. Wasserdampfdrucks ist.

11.1.3 Atmosphärische Dispersion



Figur 11.2: Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge

Der Effekt der Abhängigkeit des Brechungsindex der Luft von der Wellenlänge (Figur 11.2) wird als atmosphärische Dispersion oder Farbrefraktion bezeichnet und berechnet sich durch Differentiation von Gleichung (11.7) aus:

$$\frac{\partial(n_0 - 1)}{\partial\lambda} = \frac{\partial}{\partial\lambda}(n_{\text{ph}} - 1) \cdot \frac{273.15 \cdot p}{1013.25 \cdot T} \quad (11.23)$$

$$\frac{\partial}{\partial\lambda}(n_{\text{ph}} - 1) = -2 \cdot \frac{16.206}{\lambda^3} - 4 \cdot \frac{0.139}{\lambda^5}$$

Eine Erhöhung der Wellenlänge des Lichts von lediglich $0.1 \mu\text{m}$ verursacht bereits eine Abnahme des Brechungsindex um $0.34''$.

Die Berücksichtigung der Farbrefraktion kann auf verschiedene Art erfolgen:

- Verwendung von Filtern
- Berechnung aus Aufnahmen in verschiedenen Zenitdistanzen
- Berechnung aus der Spektralklasse des Sterns: als Richtwerte für die Farbrefraktion in Abhängigkeit von der Spektralklasse der Sterne können die in (Schildknecht, 1994) berechneten Angaben herangezogen werden (berechnet für eine Zenitdistanz von 60° und Normatmosphäre bezüglich der Spektralklasse G0):

Spektraltyp	dR
B0	0.32''
A0	0.18''
F0	0.08''
G0	0.00''
K0	-0.09''
M0	-0.19''

11.2 Satellitenrefraktion

Kommt es zur Überdeckung eines Sterns durch einen Satelliten, so bedeutet dies jedoch nicht, daß die von der Refraktion befreiten Richtungen beider Objekte übereinstimmen. Der Grund liegt in der endlichen Entfernung des Satelliten. Der Winkel zwischen den beiden Sehnenrichtungen Satellit - Beobachter und Stern - Beobachter wird als Satellitenrefraktion oder auch parallaktische Refraktion bezeichnet. Da das Licht von beiden Objekten denselben Weg durch die Atmosphäre zurücklegt, müßte die Satellitenrefraktion unabhängig von den atmosphärischen Verhältnissen und der verwendeten Refraktionstheorie sein. Tatsächlich geben aber verschiedene Autoren sehr stark divergierende Ergebnisse an. In dieser Arbeit wird die in (Bretterbauer, 1969) entwickelte Formel verwendet. Aus den Beziehungen im Dreieck OPB' bzw. BSB' (Figur 11.1) können folgende Beziehungen abgeleitet werden:

$$h = r \cdot \frac{\sin \xi}{\sin(z_0 + R)} - r_0 \quad (11.24)$$

$$h = s \cdot \frac{\sin \varepsilon}{\sin(z_0 + R)} \quad (11.25)$$

Durch Einsetzen von (11.25) in (11.24) erhält man:

$$\sin \varepsilon = \frac{r_0}{s} \cdot \left(\frac{r \cdot \sin \xi}{r_0 \cdot \sin(z_0 + R)} - \sin(z_0 + R) \right) \quad (11.26)$$

Aus dem Brechungsgesetz folgt in P:

$$r \cdot \sin \xi = n_0 \cdot r_0 \cdot \sin z_0 \quad (11.27)$$

In (11.26) eingesetzt, ergibt dies:

$$\sin \varepsilon \approx \varepsilon = \frac{r_0}{s} \left[n_0 \cdot \sin z_0 - \sin(z_0 + R) \right] \quad (11.28)$$

Um dem numerischen Problem auszuweichen, die kleine Größe ε aus der Differenz zweier fast gleich großer Faktoren zu berechnen, entwickelt man $\sin(z_0+R)$ in eine Taylorreihe und vernachlässigt Glieder höher als 2. Ordnung. Zusammen mit Formel (11.3 und 11.5) für die Refraktion R erhält man dann folgende Formel:

$$\varepsilon = \frac{r_0}{s} \cdot \sin z_0 \cdot \frac{p}{1013.25} \cdot \frac{273.15}{T} \cdot \left\{ (n_0 - 1) \cdot \frac{H}{r_0} + \left[(n_0 - 1) \cdot \left(1 - \frac{H}{r_0} \right) \cdot \frac{H}{r_0} + \frac{1}{2} \cdot (n_0 - 1)^2 \cdot \left(1 - \frac{H}{r_0} \right)^2 \cdot \frac{p}{1013.25} \cdot \frac{273.15}{T} \right] \tan^2 z_0 \right\} \quad (11.29)$$

11.3 Differentielle Refraktion

Bei Himmelsaufnahmen, die nur einen kleinen Ausschnitt der Himmelskugel abbilden können (dies gilt insbesondere für CCD-Aufnahmen), ist der Großteil der Refraktion für alle Objekte des Feldes konstant. Der Restteil wird als differentielle Refraktion bezeichnet. Um die Größenordnung der differentiellen Refraktion abschätzen zu können, entwickelt man Gleichung (11.3) in eine Taylorreihe (mit $z = \bar{z}_0 + dz$), wobei nach dem quadratischen Glied abgebrochen wird:

$$R = A \cdot \tan \bar{z}_0 + B \cdot \tan^3 \bar{z}_0 + \left(A \cdot \frac{1}{\cos^2 \bar{z}_0} + 3B \cdot \frac{\sin^2 \bar{z}_0}{\cos^4 \bar{z}_0} \right) \cdot dz + \left(A \cdot \frac{\sin \bar{z}_0}{\cos^3 \bar{z}_0} + 3B \cdot \frac{\sin \bar{z}_0 \cos^2 \bar{z}_0 + 2 \sin^3 \bar{z}_0}{\cos^5 \bar{z}_0} \right) \cdot dz^2 \quad (11.30)$$

Zur Veranschaulichung der Größenordnung sind in untenstehender Tabelle die Werte für lineare und quadratische Terme der differentiellen Refraktion für verschiedene Zenitdistanzen z bei unterschiedlicher Distanz dz vom Projektionszentrum angegeben ($T=273.15^\circ\text{K}$, $p=1013.25$ hPa, $\lambda=0.578 \mu\text{m}$).

dz [Grad]	z [Grad]			
	10	30	60	70
0.1	0".11	0".14	0".42	0".87
0.5	0".54	0".70	2".08	4".37
1	1".09	1".40	4".17	8".75
2	2".17	2".80	8".33	17".49

Tabelle 11.1: Lineare Terme der differentiellen Refraktion

dz [Grad]	z [Grad]			
	10	30	60	70
0.1	0".00	0".00	0".00	0".00
0.5	0".00	0".00	0".03	0".10
1	0".00	0".01	0".12	0".41
2	0".01	0".06	0".50	1".62

Tabelle 11.2: Quadratische Terme der differentiellen Refraktion

11.4 Refraktionseinfluß bei CCD-Aufnahmen geostationärer Objekte mit der Zeiss BMK

Im diesem Kapitel werden Gebrauchsformeln für die Reduktion der Refraktion von Aufnahmen geostationärer Objekte mit der ballistischen Meßkamera Zeiss BMK 75 und der CCD-Kamera SITE 1024B auf der Satellitenstation Graz-Lustbühel angegeben. Weiters wird untersucht, mit welcher Genauigkeit atmosphärische Einflüsse erfaßt werden müssen, um die differentielle Refraktion auf 0.1" berechnen zu können. Die auf eigenen Erfahrungen von Beobachtungen auf der Satellitenstation Graz-Lustbühel beruhenden mittleren Werte für Druck und Temperatur betragen 970 hPa bzw. 283°K.

11.4.1 Astronomische Refraktion

Die Genauigkeit der Temperaturmessung kann im allgemeinen nicht unter 1°C gedrückt werden. Die Ursache liegt nicht im Meßgerät, sondern in lokalen Temperaturgradienten, die im Innenraum der Kuppel bzw. im Teleskop selbst auftreten. Da weiters nur die differentielle Refraktion von Interesse ist, kann eine vereinfachte Refraktionsformel ohne Berücksichtigung des Dampfdrucks verwendet werden:

$$n_0 - 1 = (n_{ph} - 1) \cdot \frac{273.15 \cdot p}{1013.25 \cdot T} \quad (11.31)$$

Beobachtungen geostationärer Satelliten in Zenitdistanzen über 70° wird man vermeiden, da der Refraktionseinfluß nicht mehr mit genügender Genauigkeit bestimmt werden könnte. Das lineare Glied der differentiellen Refraktion beträgt bei 70° Zenitdistanz und mittleren atmosphärischen Bedingungen 17".49, das quadratische Glied 1".62 (Tabelle 11.1 und 11.2). Anders ausgedrückt: Um den Fehler der differentiellen Refraktion unter 0".1 zu halten, müssen die aktuellen atmosphärischen Bedingungen mit folgender Genauigkeit erfaßt werden: dT = 1.5°C, dp = 5.5 hPa (Formel 11.20 und 11.21). Während die Messung des Drucks mit der geforderten Genauigkeit kein Problem darstellt, ist die Temperaturmessung auf dT = 1.5°C schon relativ heikel. Wie in Kapitel (12) gezeigt, kann jedoch das lineare Glied bei entsprechender Modellwahl fast vollständig eliminiert werden.

11.4.2 Atmosphärische Dispersion

Bei einer Bandbreite von 0.5 µm (Zeiss BMK + CCD SITE 1024B: 0.511 - 1080 µm) können Abweichungen im Refraktionsindex bis zu 1" auftreten. Umgelegt auf Aufnahmen in einer Zenitdistanz von 70° bedeutet dies bei Nichtberücksichtigung der Farbrefraktion einen Fehler von 2.0" in der scheinbaren topozentrischen Sternposition bei extremer Differenz zu einer angenommenen mittleren Wellenlänge von 0.578 µm. Es muß daher die Wellenlänge auf 10 nm genau bekannt sein, um den daraus resultierenden Fehler in der Farbrefraktion unter 0.1" halten zu können. Auch kann man nicht von einer zufälligen Verteilung der Fehler ausgehen, da sich gezeigt hat, daß der größere Anteil der dem PPM-Katalog entnommenen Referenzsterne der Spektralklasse K (also eher rötliche Sterne) zuzurechnen sind. Bei einer genügend großen Anzahl an Referenzsternen wird man natürlich auf eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Spektralklassen achten. Die Berücksichtigung der Spektralklasse kann näherungsweise mit den in (Schildknecht, 1994) angegebenen Werten erfolgen, die auf die entsprechende Zenitdistanz skaliert werden (siehe Kapitel 11.1.3).

11.4.3 Satellitenrefraktion

Formel (11.29) kann für die praktische Anwendung vereinfacht werden, wenn für die Berechnung des Phasenbrechungsindex eine mittlere Wellenlänge von 0.578 µm (am Satelliten reflektiertes Licht entspricht der Wellenlänge des Sonnenlichts) und mittlere atmosphärische Werte für Temperatur und Druck verwendet werden. Mit s in Einheiten von 10³ km ergibt sich:

$$\epsilon'' = \frac{\sin z_0}{s} [0''.483 + 0''.534 \tan^2 z_0] \cdot \frac{p}{1013.25} \cdot \frac{273.15}{T} \quad (11.32)$$

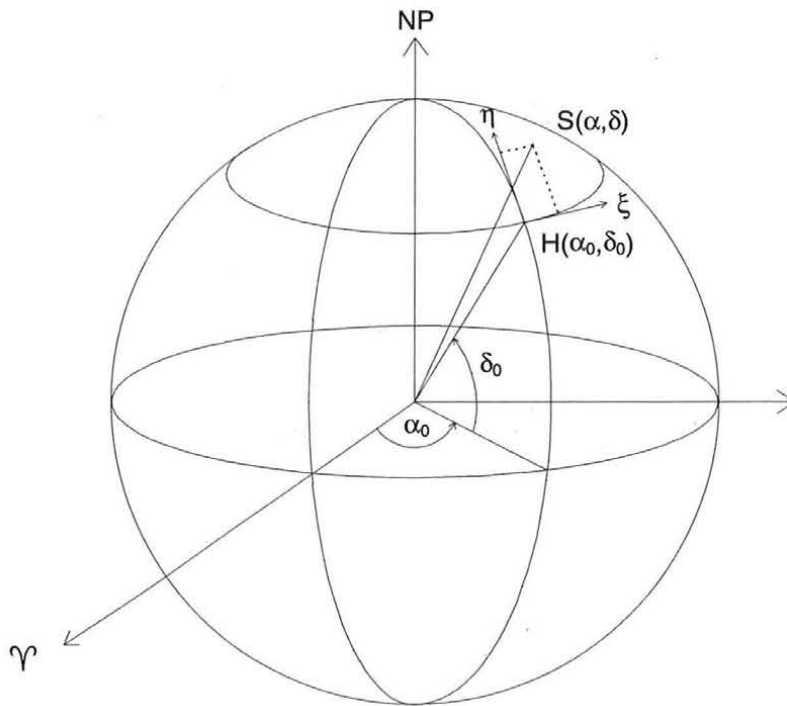
Aus obigen Überlegungen über den Genauigkeitseinfluß der Refraktion bei der astrometrischen Auswertung von CCD-Aufnahmen geostationärer Satelliten können folgende Schlußfolgerungen gezogen werden:

- der Einfluß der aktuellen atmosphärischen Verhältnisse ist verschwindend gering und kann bei Wahl eines geeigneten Modells unter $0.1''$ gehalten werden (siehe auch Kapitel 12);
- das eigentliche Problem stellt die atmosphärische Dispersion dar; hier sind weitere Untersuchungen unbedingt notwendig;

12 Astrometrische Auswertung

Nach der Sternidentifizierung werden die Referenzsterne und die zu bestimmenden Objekte zunächst in einem lokalen Koordinatensystem ausgemessen (Kapitel 7).

Nächster Schritt ist die Reduzierung der einem Sternkatalog entnommenen mittleren baryzentrischen Koordinaten der Referenzsterne auf scheinbare topozentrische Koordinaten unter Berücksichtigung von Refraktionseffekten (Kapitel 10 und 11).



Figur 12.1: Tangentialkoordinaten

Durch die fotografische Aufnahme (klassisch mit Filmmaterial oder heute mit CCD) wird ein Teil der Himmelskugel auf eine ebene Fläche projiziert. Unter der Annahme einer strengen Zentralprojektion (Figur 12.1) können nun aus den scheinbaren topozentrischen Sternkoordinaten (α, δ) in bezug auf die als bekannt vorausgesetzte Aufnahmerichtung (α_0, δ_0) ebene Tangentialkoordinaten (ξ, η) berechnet werden. Die ξ -Achse eines kartesischen Koordinatensystems mit Ursprung im Tangentialpunkt H weise nach Osten, die η -Achse nach Norden. Dann lauten die Beziehungen:

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{\sin(\alpha - \alpha_0)}{\tan \delta \sin \delta_0 + \cos \delta_0 \cos(\alpha - \alpha_0)} \\ \eta &= \frac{\tan \delta \cos \delta_0 - \sin \delta_0 \cos(\alpha - \alpha_0)}{\tan \delta \sin \delta_0 + \cos \delta_0 \cos(\alpha - \alpha_0)} \end{aligned} \quad (12.1)$$

Unter idealisierten Bedingungen würden sich die gemessenen Tangentialkoordinaten von den berechneten lediglich um Meßfehler unterscheiden. Aufgrund verschiedener Effekte ist die tatsächliche Beziehung wesentlich komplizierter. Im Gegensatz zum Filmmaterial kann jedoch bei der CCD-Technologie die Orthogonalität der Meßkoordinatenachsen und ein linearer Maßstabsfaktor für jede der beiden Meßachsen vorausgesetzt werden. Folgende Erscheinungen müssen trotzdem berücksichtigt werden:

- Verschiebung des Koordinatenursprungs um $d\alpha_0$ bzw. $d\delta_0$: meist ist die tatsächliche Aufnahmeorientierung nur näherungsweise bekannt. Die dadurch verursachten Zentrierfehler ($d\xi$, $d\eta$) in den Tangentialkoordinaten können mit Hilfe der 1. Ableitungen der Gleichungen (12.1) nach $d\alpha_0$ bzw. $d\delta_0$ wie folgt berechnet werden:

$$\begin{aligned}d\xi &= c + a \cdot \eta + b \cdot \xi \cdot \eta + c \cdot \xi^2 \\d\eta &= b - a \cdot \xi + c \cdot \xi \cdot \eta + b \cdot \eta^2\end{aligned}\tag{12.2}$$

mit

$$\begin{aligned}a &= \sin \delta_0 d\alpha_0 \\b &= -d\delta_0 \\c &= -\cos \delta_0 d\alpha_0\end{aligned}\tag{12.3}$$

- Neigung der Bildebene: die Auswirkungen einer Neigung des Bildsensors gegenüber der optischen Achse sind dieselben wie bei einem Zentrierfehler. Die quadratischen Terme in Gleichung (12.2) werden daher auch als Neigungs- oder „Tiltterme“ bezeichnet.
- Objektivverzeichnung: diese wird in Form eines Verzeichnungspolynoms dargestellt. Meist erfolgt eine Aufspaltung in eine radiale bzw. tangentiale Komponente. Nach Seeber (1989) gilt für die Auswirkung der radialen Verzeichnung auf die Meßwerte (x , y):

$$\begin{aligned}\Delta x_R &= x \cdot (K_0 + K_1 r^2 + K_2 r^4 + K_3 r^6) \\ \Delta y_R &= y \cdot (K_0 + K_1 r^2 + K_2 r^4 + K_3 r^6)\end{aligned}\tag{12.4}$$

für die tangentiale Verzeichnung:

$$\begin{aligned}\Delta x_T &= K_4 r^2 + 2K_4 x^2 + 2K_5 xy \\ \Delta y_T &= K_5 r^2 + 2K_5 y^2 + 2K_4 xy\end{aligned}\tag{12.5}$$

- Refraktionseinfluß: In (Schildknecht, 1994) ist der Einfluß der Refraktion auf die Tangentialkoordinaten angegeben, wobei für die Berechnung der Refraktion nur der Term $A \cdot \tan z_0$ berücksichtigt wurde (mit A nach Formel 11.5):

$$\begin{aligned}d\xi &= -A \cdot [\xi_0 - (1 + \xi_0^2)\xi - \xi_0 \eta_0 \eta + \xi_0 (2 + \xi_0^2)\xi^2 + \eta_0 (1 + 2\xi_0^2)\xi\eta + \xi_0 (1 + \eta_0^2)\eta^2] \\ d\eta &= -A \cdot [\eta_0 - \xi_0 \eta_0 \xi - (1 + \eta_0^2)\eta + \eta_0 (1 + \xi_0^2)\xi^2 + \xi_0 (1 + 2\eta_0^2)\xi\eta + \eta_0 (2 + \eta_0^2)\eta^2]\end{aligned}\tag{12.6}$$

mit den Koordinaten des Zenits

$$\begin{aligned}\xi_0 &= \frac{\cos \varphi \sin t}{\sin \delta_T \sin \varphi + \cos \delta_T \cos \varphi \cos t} \\ \eta_0 &= \frac{\cos \delta_T \sin \varphi - \sin \delta_T \cos \varphi \cos t}{\sin \delta_T \sin \varphi + \cos \delta_T \cos \varphi \cos t}\end{aligned}\tag{12.7}$$

- φ astronomische Breite des Beobachters
- t Stundenwinkel des Tangentialpunkts
- δ_T Deklination des Tangentialpunkts

Auch bei sorgfältiger Erfassung der atmosphärischen Verhältnisse wird ein Fehler dA im Parameter A auftreten. Die Auswirkung auf die Tangentialkoordinaten kann mit den Formeln (12.6 und 12.7) berechnet werden, wobei A durch dA zu ersetzen ist.

- Orientierung des Koordinatensystems: Das Meßkoordinatensystem ist gegenüber dem Tangentialkoordinatensystem im allgemeinen verdreht.
- Maßstabsfehler: Da die Brennweite eines Objektivs i.a. stark von der Umgebungstemperatur abhängig ist (auch eine Richtungsabhängigkeit wäre möglich), sollte für jede Aufnahme ein Maßstabsfaktor berechnet werden.

Aufgabe der Transformationsgleichungen zwischen den Tangentialkoordinaten (ξ, η) und den Meßkoordinaten (x, y) ist es nun, ein der Wirklichkeit möglichst nahe kommendes funktionales Modell zu beschreiben. Die Transformationsparameter werden nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt. Die Reduktionsverfahren werden in astrometrische und photogrammetrische Methoden unterteilt.

In der *photogrammetrischen Vorgehensweise* versucht man, die bei der fotografischen Abbildung wirksamen Parameter (Parameter der inneren und äußeren Orientierung, Verzeichnungskoeffizienten, Refraktionseinflüsse, ..) zu bestimmen.

In der *astrometrischen Vorgehensweise* verzichtet man darauf, die bei der Abbildung wirksamen Einflüsse explizit im Modell zu formulieren. Es werden die Tangentialkoordinaten und die Meßkoordinaten lediglich durch Transformationspolynome verknüpft, wobei verschiedene Ansätze verwendet werden können:

- Helmerttransformation: berücksichtigt wird eine Verschiebung, eine Drehung und ein Maßstabsfaktor zwischen den beiden Koordinatensystemen. Diese Transformation eignet sich nur bei sorgfältiger Korrektur aller optischen und atmosphärischen Einflüsse und bei genauer Kenntnis der Aufnahmeorientierung.

$$\begin{aligned}\xi &= a + b \cdot x + c \cdot y \\ \eta &= d + c \cdot x - b \cdot y\end{aligned}\tag{12.8}$$

- Affintransformation: Neben den oben genannten Faktoren werden zusätzlich eine Nicht-orthogonalität der Koordinatenachsen und zwei getrennte Maßstabsfaktoren für diese angenommen. Dadurch werden die linearen Terme der Refraktionsfehler fast vollständig eliminiert.

$$\begin{aligned}\xi &= a + b \cdot x + c \cdot y \\ \eta &= d + e \cdot x + f \cdot y\end{aligned}\tag{12.9}$$

- Bilineare Transformation (Erweiterung der Affintransformation um ein gemischtes Glied):

$$\begin{aligned}\xi &= a + b \cdot x + c \cdot y + g \cdot x \cdot y \\ \eta &= d + e \cdot x + f \cdot y + h \cdot x \cdot y\end{aligned}\tag{12.10}$$

- 8-Parameter-Transformation: Bei dieser wird eine eventuelle Kippung der Bildebene durch Einführung zusätzlicher Parameter (g, h) kompensiert:

$$\begin{aligned}\xi &= a + b \cdot x + c \cdot y + g \cdot x \cdot y + h \cdot x^2 \\ \eta &= d + e \cdot x + f \cdot y + h \cdot x \cdot y + g \cdot y^2\end{aligned}\tag{12.11}$$

- 12-Parameter-Transformation: Resteinflüsse von Refraktion (quadratische Terme) bzw. andere Faktoren, deren Ursache im optischen System liegen, werden berücksichtigt:

$$\begin{aligned}\xi &= a + b \cdot x + c \cdot y + d \cdot x^2 + e \cdot x \cdot y + f \cdot y^2 \\ \mu &= g + h \cdot x + i \cdot y + j \cdot x^2 + k \cdot x \cdot y + l \cdot y^2\end{aligned}\tag{12.12}$$

Aus den Tangentialkoordinaten des Objekts können nun scheinbare topozentrische Himmelskoordinaten (α, δ) mit folgender Transformation berechnet werden:

$$\begin{aligned}\tan(\alpha - \alpha_0) &= \frac{\xi}{\cos \delta_0 - \eta \sin \delta_0} \\ \tan \delta &= \frac{\sin \delta_0 + \eta \cos \delta_0}{\sqrt{\xi^2 + (\cos \delta_0 - \eta \sin \delta_0)^2}}\end{aligned}\tag{12.13}$$

Meist ist man jedoch an baryzentrischen Koordinaten bezüglich einer bestimmten Standard epoche (J2000.0) interessiert. Der Übergang vom wahren Äquatorsystem des Datums auf das mittlere Äquatorsystem einer bestimmten Epoche erfolgt nach Kapitel 10, jedoch sind die einzelnen Reduktionsschritte in umgekehrter Reihenfolge durchzuführen. Bei Satelliten müssen zwei Besonderheiten bedacht werden. Erstens ist bei der Berechnung der Refraktion die Satellitenrefraktion zu berücksichtigen, zweitens darf aufgrund der Zugehörigkeit zum irdischen Schwerfeld nur die tägliche Aberration, nicht jedoch die jährliche Aberration angebracht werden.

13 Programm „CCD“

Das Programm „CCD“ wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und dient der astrometrischen Auswertung von Aufnahmen mit der CCD-Kamera SITE 1024B. Diese in Borland Pascal 7.0 entwickelte Windowsanwendung erlaubt nicht nur die Verwendung verschiedener Transformationspolynome für die Berechnung der Tangentialkoordinaten aus den Meßkoordinaten, es können auch verschiedene Fitalgorithmen für die Bestimmung der Objektkoordinaten herangezogen werden. Die Koordinaten der vermessenen Objekte können entweder im wahren Äquatorsystem der Beobachtungsepoche oder im System J2000.0 berechnet werden. Als Sternkatalog steht entweder der PPM- oder der GSC-Katalog zur Verfügung. Eine genaue Beschreibung des Programms ist im Anhang zu finden.

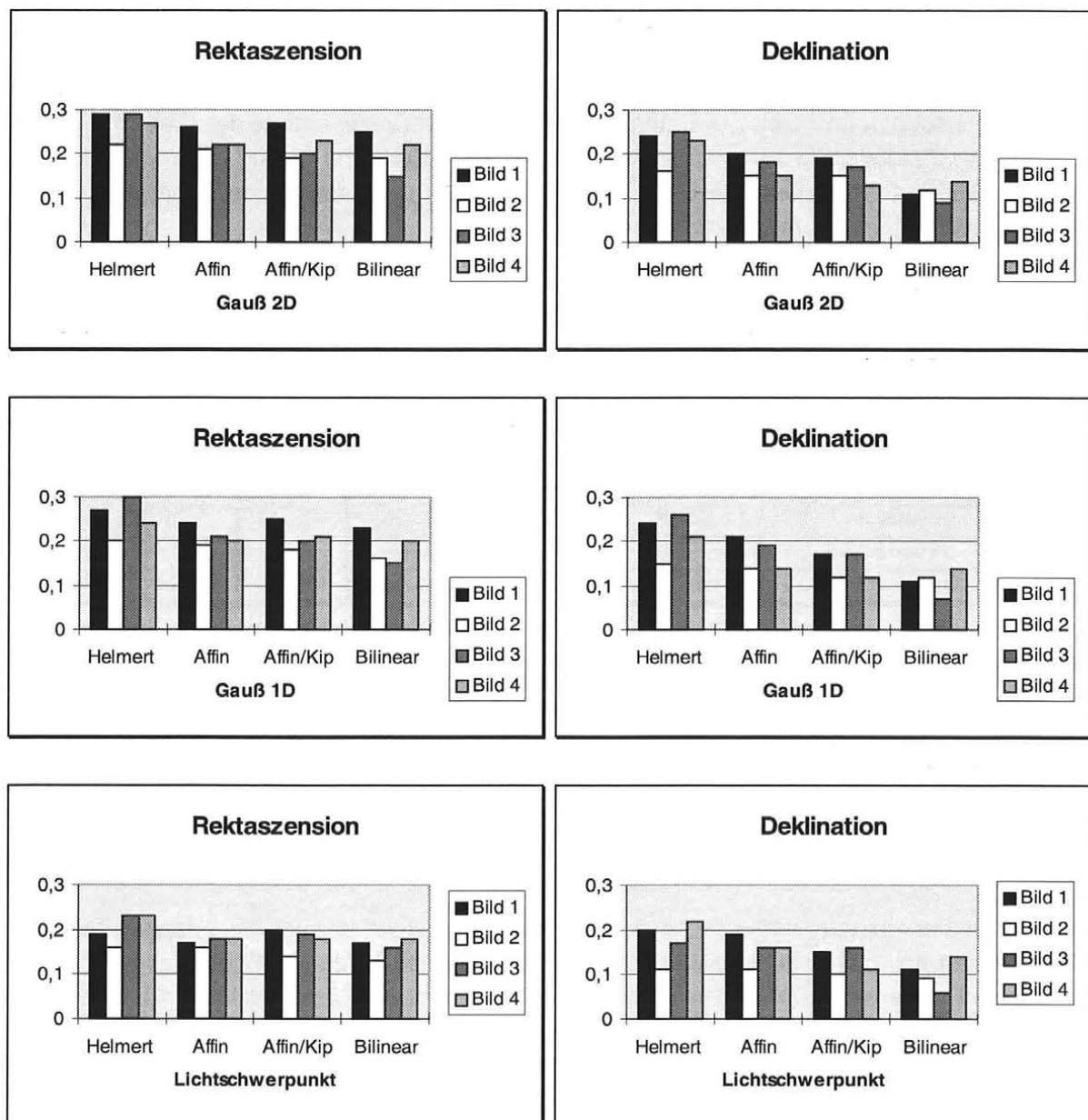
Um das Programm „CCD“ für die Auswertung der CCD-Aufnahmen zu überprüfen und den besten Algorithmus für die Objektdetektion bzw. Transformation herauszufinden, wurden 4 Aufnahmen (Rektaszension $17^h 15^m$, Deklination 42°) in Zenitnähe herangezogen. Die Beobachtungen erfolgten im Zenit, um Einflüsse der Refraktion (insbesondere der Farbrefraktion) zu eliminieren. Das Feld wurde so ausgewählt, daß 8 „High Precision Subset“ Sterne des PPM-Katalogs, die eine Genauigkeit von $0.12''$ in Rektaszension und Deklination aufweisen, möglichst gleichmäßig über der Aufnahme verteilt sind.

Sternnummer	Rektaszension	Deklination	PMA [s]	PMD ["]	M	Sp
PPM 56001	17.1150208	41.434844	0.0000	-0.001	7.90	K2
PPM 56024	17.1331241	42.062262	-0.0007	-0.045	8.70	R0
PPM 56032	17.1444056	42.121283	0.0023	-0.080	8.10	G0
PPM 56042	17.1549733	41.385674	-0.0008	0.020	9.10	K5
PPM 56046	17.1604384	42.160482	-0.0004	0.011	8.50	A5
PPM 56068	17.1724725	42.284563	0.0020	-0.039	9.50	K0
PPM 56081	17.1818625	42.063997	-0.0009	0.013	8.50	F8
PPM 56084	17.1836449	41.531688	-0.0008	-0.007	8.10	A5

Für die Berechnung der Objektkoordinaten kamen die Lichtschwerpunktbildung und eine ein- bzw. zweidimensionale Gaußverteilung zum Einsatz. Als Transformationspolynome wurden alle in Kapitel 12 beschriebenen Ansätze verwendet mit Ausnahme der 12-Parametertransformation, da bei 8 Referenzsternen aufgrund einer zu geringen Überbestimmung keine signifikanten Genauigkeitsmaße zu erwarten sind. In den Diagrammen (Figur 13.1) sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Die Höhe der einzelnen Balken gibt den mittleren Fehler in Bogensekunden, berechnet aus der Differenz der Katalogwerte und der gemessenen Koordinaten, an.

Auffallend und etwas unerwartet ist, daß die besten Ergebnisse bei der Berechnung der Objektkoordinaten die Lichtschwerpunktbildung ergibt, während beide Gaußverteilungen zu nahezu identen Ergebnissen führen. Ursache könnten die in Relation zur sehr kurzen Brennweite der Optik ($f = 750 \text{ mm}$) relativ großen Pixel sein (der Abbildungsmaßstab beträgt $6.6''/\text{Pixel}$). Allerdings sind die Differenzen äußerst gering. Bei den Transformationspolynomen liefert die Helmerttransformation eindeutig die schlechtesten Ergebnisse, die Unterschiede bei den anderen Transformationsarten sind minimal. In Deklination fällt jedoch auf, daß die Affintransformation mit Berücksichtigung der Tiltterme eine etwas höhere Genauigkeit liefert als jene ohne Tiltterme. Es liegt daher die Vermutung nahe, daß eine geringe Verkippung des CCD-Chips in Richtung der Deklinationssachse vorliegt.

Am auffälligsten ist die höhere Genauigkeit der Deklination gegenüber der Rektaszension. Um die Werte vergleichen zu können, wurden die mittleren Fehler der Rektaszension mit dem Cosinus der Deklination multipliziert. Als Ursache für die unterschiedliche Genauigkeit kommen Nachführfehler aufgrund der kurzen Belichtungszeit von 0.3 Sekunden nicht in Betracht. Auch Refraktionseinflüsse sind nahezu auszuschließen, da die Aufnahmen in Zenitrichtung erfolgten. Es liegt daher die Vermutung nahe, daß das optische System für diesen Effekt verantwortlich ist. Allerdings sind auch unterschiedliche Genauigkeiten der Katalogkoordinaten der Sterne nicht auszuschließen. Man darf nicht vergessen, daß die mittleren Fehler nur wenig über der Genauigkeit der Positionen der Referenzsterne liegen. Hier könnten nur umfangreiche Messungen von genau vermessenen Sternhaufen (z.B. M67) zu einer Klärung dieses Effekts führen.



Figur 13.1: Mittlere Fehler ["] bei unterschiedlicher Berechnung der Objektpositionen und verschiedenen Transformationspolynomen

14 Beobachtung geostationärer Satelliten

14.1 Geschichtlicher Überblick

Bereits 1929 hat der österreichische Raumfahrtpionier **Norbert Potocnik** in seinem Buch „*Das Problem der Befahrung des Weltraums - Der Raketen-Motor*“ die Besonderheit einer geostationären Bahn erkannt und wie folgt beschrieben:

„Jeder Körper, der die Erde in der Ebene des Äquators, 42300 km entfernt vom Erdmittelpunkte, in kreisförmiger Bahn umläuft, verharrt freischwebend beständig über dem selben Punkte der Erdoberfläche. Der Körper würde dauernd über ein und demselben Äquatorpunkte stehen, und zwar in 35900 km Höhe über der Erdoberfläche, wie sich nach Berücksichtigung des Erdhalbmessers von rund 6400 km ergibt. Er würde dann gleichsam die Spitze eines gleichsam ungeheuer hohen Turmes bilden, welcher selbst jedoch gar nicht vorhanden, dessen Tragkraft jedoch ersetzt wäre durch die Wirkung der Fliehkraft. Diese schwebende „Turmspitze“ könnte nun bis zu jeder Größe ausgebaut und zweckentsprechend eingerichtet werden. Es entstünde so ein Bauwerk, das fest zu Erde gehört, ja sogar dauernd in unveränderlicher Stellung zu ihr verharrt und sich doch weit über der Lufthülle bereits im leeren Weltraum befindet: eine Warte mit der „Seehöhe 35900000 Meter über dem Meeresspiegel.“

Es sollten jedoch noch 34 Jahre vergehen, bis der erste geosynchrone Satellit Syncom 1 am 14.2.1963 in seine Erdumlaufbahn gebracht wurde. Seine Bahn war leicht exzentrisch und wies eine Neigung von rund 33° auf. Ein Monat später wurde Syncom 2 gestartet, dessen Bahn bereits nahezu Kreisform annahm.

Am 14.8.1964 war es dann soweit: der erste geostationäre Satellit Syncom 3 umkreiste die Erde und übertrug wenig später die olympischen Sommerspiele in Tokio (1964).

Heute befinden sich bereits mehr als 600 Objekte nahe der geostationären Bahn, jährlich nimmt die Anzahl um fast 30 Satelliten zu (Log, 1996). Zu diesen Objekten zählen nicht nur aktive Satelliten, sondern auch „tote“ Satelliten, die in der Umlaufbahn belassen wurden. Die Lebensdauer der Satelliten endet, sobald der Treibstoffvorrat für Bahnkorrekturen erschöpft ist. Während früher ausgediente Satelliten im Orbit belassen wurden, werden sie jetzt mit dem letzten Treibstoffvorrat in eine höhere Bahn gebracht. Weiters findet man obere Raketenstufen und Apogäumsmotoren nahe dem geostationären Ring. All diese Objekte, deren Detektierung und Überwachung nur auf optischem Weg erfolgen kann, faßt man unter dem Begriff Raumschrott („space debris“) zusammen.

14.2 Geostationäre Bahn

Die Bewegung eines Satelliten in einem Inertialsystem (J2000.0) mit vernachlässigbarer Masse unter dem Gravitationseinfluß einer punktförmig gedachten Erde mit der Masse M wird durch folgende Gleichung beschrieben:

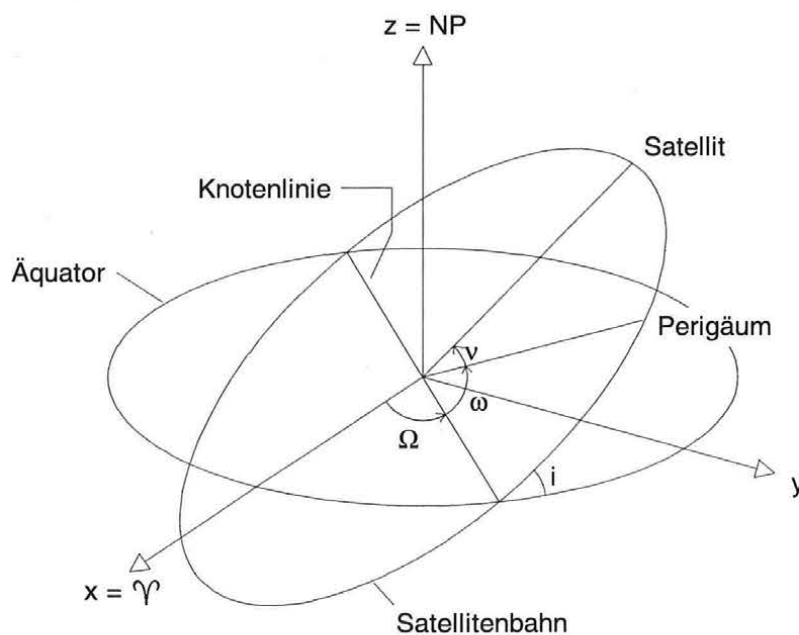
$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{G \cdot M}{r^3} \cdot \mathbf{r} \quad (14.1)$$

- r Entfernung Satellit - Massenzentrum der Erde
- G Gravitationskonstante ($= 6.67259 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$)
- $G \cdot M$ Gravitationskonstante der Erde ($= 3.98600448 \cdot 10^{14} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2}$)

Die Lösung obiger Bewegungsgleichung führt auf die drei bekannten Keplergesetze:

1. Die Bahn des Satelliten wird durch einen Kegelschnitt beschrieben, wobei in einem Brennpunkt das Gravitationszentrum liegt.
2. Die Summe aus potentieller und kinetischer Energie ist konstant. Dies bedeutet, daß die vom Radiusvektor in gleichen Zeiträumen überstrichene Fläche ebenfalls einen konstanten Wert annimmt.
3. Die Quadrate der Umlaufzeiten sind proportional zu den dritten Potenzen der großen Bahnhalbachsen.

Da es sich bei der Bewegungsgleichung um ein System von 3 Differentialgleichungen 2. Ordnung handelt, hat ihre allgemeine Lösung 6 Integrationskonstanten, über die frei verfügt werden kann. Im allgemeinen verwendet man die 6 Kepler-Bahnparameter - große Halbachse a , Exzentrizität e , Bahnneigung i , Rektaszension des aufsteigenden Knotens Ω , Argument des Perigäums ω sowie die wahre Anomalie v (Figur 14.1).



Figur 14.1: Die Keplerelemente

Die Bewegung geostationärer Satelliten erfolgt theoretisch in einer Kreisbahn in der Äquator-ebene der Erde. Die ist gleichbedeutend mit $i = 0^\circ$ und $e = 0$. Da weiters diese Satelliten über ein und demselben Punkt der Erdoberfläche zu ruhen scheinen, muß ihre Umlaufzeit einem Sterntag entsprechen. Mit einer Umlaufzeit T von 86164 s berechnet sich die Bahnhalbachse a aus dem 3. Keplergesetz

$$\frac{T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{GM} \quad (14.2)$$

mit 42164.1 km. Die Kreisbahngeschwindigkeit von 3.075 km/s kann aus dem 2. Keplergesetz berechnet werden:

$$v = \sqrt{\frac{GM}{a}} \quad (14.3)$$

Bei exakt eingehaltener geostationärer Bahn würden die Keplerelemente Ω und ω ihren Sinn verlieren. Tatsächlich kann aber nie mit mathematischer Präzision eine geostationäre Bahn erreicht werden. Außerdem sind die Bahnelemente aufgrund ständig einwirkender Störbeschleunigungen zeitlichen Änderungen unterworfen. Die Zeitabhängigkeit der Bahnparameter führt zum Begriff der oskulierenden Bahnelemente.

Mit Hilfe der 6 Keplerelemente des Satelliten kann der geozentrische Positionsvektor \mathbf{r}_{Geo} im beweglichen Äquatorsystem berechnet werden:

$$\mathbf{r}_{\text{Geo}} = r \cdot \begin{pmatrix} \cos(\omega + \nu) \cdot \cos \Omega - \sin(\omega + \nu) \cdot \sin \Omega \cdot \cos i \\ \cos(\omega + \nu) \cdot \sin \Omega + \sin(\omega + \nu) \cdot \cos \Omega \cdot \cos i \\ \sin(\omega + \nu) \cdot \sin i \end{pmatrix} \quad (14.4)$$

mit

$$r = \frac{a \cdot (1 - e^2)}{1 + e \cdot \cos \nu} \quad (14.5)$$

Unter Annahme kleiner Werte von e bzw. i sowie $da = A - a$ mit $A = 42164.1$ km vereinfacht sich obige Formel bei Vernachlässigung Glieder 2. Ordnung auf:

$$\mathbf{r}_{\text{Geo}} = (A - da + A \cdot e \cdot \cos \nu) \cdot \begin{pmatrix} \cos(\Omega + \omega + \nu) \\ \sin(\Omega + \omega + \nu) \\ i \cdot \sin(\omega + \nu) \end{pmatrix} = r \cdot \begin{pmatrix} \cos(\lambda + \Theta_{\text{Gr}}) \\ \sin(\lambda + \Theta_{\text{Gr}}) \\ \sin \varphi \end{pmatrix} \quad (14.6)$$

- Θ_{Gr} Sternzeit in Greenwich
- λ Subsatellitenlänge
- φ Subsatellitenbreite

Die wahre Anomalie ν ist durch die Differentialgleichung nach Kepler gegeben:

$$\frac{d\nu}{dt} = \frac{\sqrt{GM \cdot a \cdot (1 - e^2)}}{r^2} \quad (14.7)$$

Unter Annahme einer genäherten geostationären Bahn ist eine Lösung dieser Differentialgleichung möglich. Bezeichnet man mit t_0 den Zeitpunkt des Perigäumdurchgangs, so ergibt sich (Soop, 1983):

$$\nu = \sqrt{\frac{GM}{A^3}} \cdot (t - t_0) \cdot \left(1 - \frac{3 \cdot \delta a}{2 \cdot A}\right) + 2 \cdot e \cdot \sin\left(\sqrt{\frac{GM}{A^3}} \cdot (t - t_0)\right) \quad (14.8)$$

Setzt man diese in Gleichung (14.6) ein, so erhält man bei Vernachlässigung Glieder 2. Ordnung:

$$\begin{aligned} r &= A + \delta a - A \cdot e \cdot \cos[\psi \cdot (t - t_0)] \\ \lambda &= \lambda_0 + D \cdot (t - t_0) + 2 \cdot e \cdot \sin[\psi \cdot (t - t_0)] \\ \varphi &= i \cdot \sin[\omega + \psi \cdot (t - t_0)] \end{aligned} \quad (14.9)$$

mit

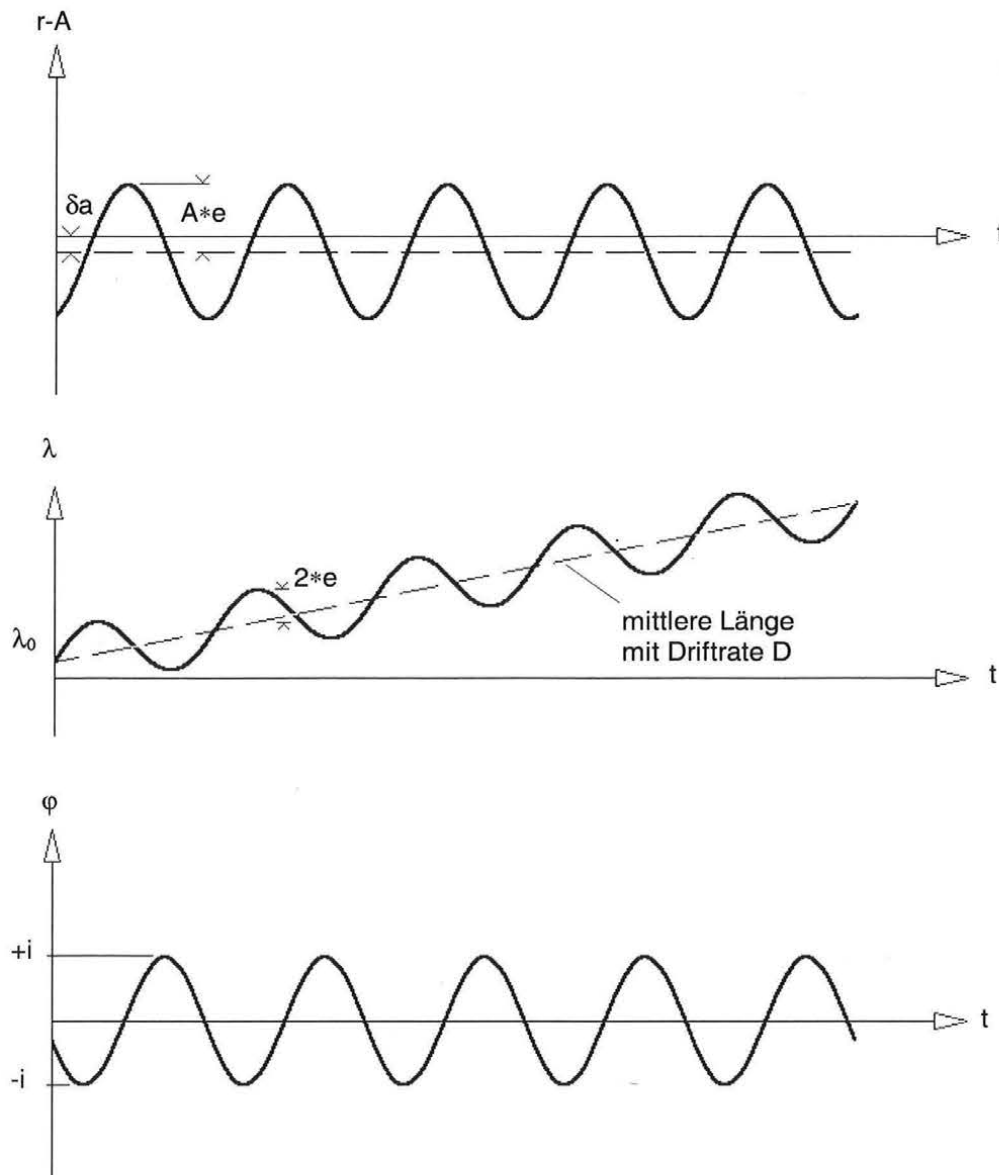
$$\psi = \sqrt{\frac{GM}{A^3}}$$

$$\lambda_0 = \Omega + \omega - \Theta + \psi \cdot (t - t_0) \quad (14.10)$$

$$D = -\frac{3 \cdot \psi \cdot \delta a}{2 \cdot A} \approx -540'' \cdot \frac{\delta a}{A}$$

D wird als Driftrate bezeichnet. Bei zu kleiner Halbachse gegenüber dem geostationären Wert von 42164.1 km driftet der Satellit ostwärts, bei zu großer Halbachse in die entgegengesetzte Richtung. Eine Abweichung in der Bahnhalbachse von 10 km verursacht eine Driftbewegung von rund 8'/Tag.

In Figur 14.2 sind die Änderungen der Distanz eines geostationären Satelliten r sowie die Änderungen in der Subsatellitenbreite φ bzw. -länge λ bei kleinen Bahnfehlern δa , e und i unter Annahme einer ungestörten Keplerbewegung dargestellt.



Figur 14.2: Linearisierte Bewegung eines geostationären Satelliten

14.3 Topozentrische Koordinaten

14.3.1 Topozentrische Koordinaten bei bekannten Bahnelementen

Sind die 6 Bahnelemente ($a, e, i, \Omega, \omega, v$) im System J2000.0 gegeben (was i.a. der Fall ist, da die Bahnintegration in diesem System erfolgt), so kann der geozentrische Positionsvektor \mathbf{r}_{Geo} des Satelliten im selben System mit den Formeln (14.4 und 14.5) berechnet werden. Der Positionsvektor der Beobachtungsstation \mathbf{r}_{St} berechnet sich aus den ITRF-Koordinaten mit Hilfe der Transformationsgleichungen (Formel 9.6) unter Berücksichtigung von Polbewegung, Erddrehung, Präzession und Nutation.

Der topozentrische Positionsvektor ist dann durch die Differenz beider Vektoren bestimmt:

$$\mathbf{r}_{\text{Top}} = \rho \cdot \begin{pmatrix} \cos \delta \cdot \cos \alpha \\ \cos \delta \cdot \sin \alpha \\ \sin \delta \end{pmatrix} = \mathbf{r}_{\text{Geo}} - \mathbf{r}_{\text{St}} = \begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \\ \Delta z \end{pmatrix} \quad (14.11)$$

Die topozentrischen Satellitenkoordinaten Deklination δ , Rektaszension α und Distanz ρ sind im System J2000.0 durch folgende Beziehung gegeben:

$$\begin{aligned} \delta &= \arcsin \frac{\Delta z}{\rho} \\ \alpha &= \arctan \frac{\Delta y}{\Delta x} \\ \rho &= \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} \end{aligned} \quad (14.12)$$

Für die Berechnung von Einstelldaten am Teleskop müssen diese Koordinaten noch auf das wahre Äquinoktium der Beobachtungsepoche transformiert werden:

$$\mathbf{r}_{\text{Top.Epoche}} = \mathbf{N} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{r}_{\text{Top.J2000.0}} \quad (14.13)$$

Im Falle der Meteosatsatelliten beziehen sich die von der ESA bekanntgegebenen Keplerelemente bereits auf das wahre Äquinoktium der angegebenen Epoche. Bei der Berechnung von Einstelldaten entfällt daher bei der Transformation des Stationsvektors die Korrektur wegen Präzession und Nutation. Weiters reicht die Genauigkeit vollkommen aus, wenn man lediglich die Erddrehung berücksichtigt:

$$\mathbf{r}_{\text{St}} = \mathbf{R}_3(-\Theta_{\text{Gr}}) \cdot \mathbf{r}_{\text{ITRF}} = \begin{pmatrix} \cos \Theta_{\text{Gr}} & -\sin \Theta_{\text{Gr}} & 0 \\ \sin \Theta_{\text{Gr}} & \cos \Theta_{\text{Gr}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_{\text{ITRF}} \\ y_{\text{ITRF}} \\ z_{\text{ITRF}} \end{pmatrix} \quad (14.14)$$

Bei der Reduktion der Bahnelemente vom System J2000.0 auf das wahre Äquinoktium der Beobachtungsepoche unterliegen nur die Elemente i, Ω und ω einer Änderung infolge der Präzessions- und Nutationsbewegung. Bezeichnet man mit \mathbf{n} den Einheitsvektor normal auf die Bahnebene und mit \mathbf{p} den Einheitsvektor in Richtung Perigäum, so gilt:

$$\mathbf{n}_{\text{J2000.0}} = \mathbf{R}_3(-\Omega) \cdot \mathbf{R}_1(-i) \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \Omega \sin i \\ -\cos \Omega \sin i \\ \cos i \end{pmatrix} \quad (14.15)$$

$$\mathbf{p}_{J2000,0} = \mathbf{R}_3(-\Omega) \cdot \mathbf{R}_1(-i) \cdot \mathbf{R}_3(-\omega) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Omega \cdot \cos \omega - \sin \Omega \cdot \sin \omega \cdot \cos i \\ \sin \Omega \cdot \cos \omega + \cos \Omega \cdot \sin \omega \cdot \cos i \\ \sin i \cdot \sin \omega \end{pmatrix} \quad (14.16)$$

Beide Vektoren können nun in das System der Beobachtungsepoche transformiert werden mit:

$$\mathbf{n}_D = \mathbf{N} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{n}_{J2000,0} \quad (14.17)$$

$$\mathbf{p}_D = \mathbf{N} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{p}_{J2000,0} \quad (14.18)$$

Aus dem Bahnnormalenvektor \mathbf{n}_D mit den Komponenten (x_n, y_n, z_n) können Bahnknoten und Bahnneigung berechnet werden:

$$\Omega_D = \arctan\left(\frac{x_n}{-y_n}\right) \quad (14.19)$$

$$i_D = \arccos z_n$$

Hiermit ergibt sich für den Einheitsvektor in Richtung des aufsteigenden Knotens der Bahn:

$$\mathbf{e}_D = \begin{pmatrix} \cos \Omega_D \\ \sin \Omega_D \\ 0 \end{pmatrix} \quad (14.20)$$

Das Argument des Perigäums ist nun durch den Winkel zwischen \mathbf{e}_D und \mathbf{p}_D bestimmt:

$$\omega_D = \arccos(\mathbf{e}_D \cdot \mathbf{p}_D) \quad (14.21)$$

14.3.2 Topozentrische Koordinaten bei bekannten Polarkoordinaten

Bei geostationären Satelliten sind oft anstelle der 6 Bahnelemente die geozentrische Distanz r , die Subsattellitenlänge λ und die Subsattellitenbreite φ bekannt. Bei exakter geostationärer Bahn beträgt $r = 42164.1$ km bzw. $\varphi = 0^\circ$. Der geozentrische Positionsvektor ausgedrückt in Polarkoordinaten lautet im erdfesten System:

$$\mathbf{r}_{\text{Sat}} = r \cdot \begin{pmatrix} \cos \varphi \cos \lambda \\ \cos \varphi \sin \lambda \\ \sin \varphi \end{pmatrix} \quad (14.22)$$

Die topozentrischen Satellitenkoordinaten Deklination δ , Rektaszension α bzw. Stundenwinkel t und Distanz ρ sind dann analog zu Formel (14.12) durch folgende Beziehung gegeben:

$$\begin{aligned} \delta &= \arcsin \frac{\Delta z}{\rho} \\ \alpha &= \arctan \frac{\Delta y}{\Delta x} + \Theta_{\text{Gr}} \\ t &= \arctan \frac{y_{\text{ITRF}}}{x_{\text{ITRF}}} - \arctan \frac{\Delta y}{\Delta x} \\ \rho &= \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} \end{aligned} \quad (14.23)$$

mit

$$\begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \\ \Delta z \end{pmatrix} = \mathbf{r}_{\text{Sat}} - \mathbf{r}_{\text{ITRF}} \quad (14.24)$$

14.3.3 Positionsgenauigkeit der Beobachtungsstation

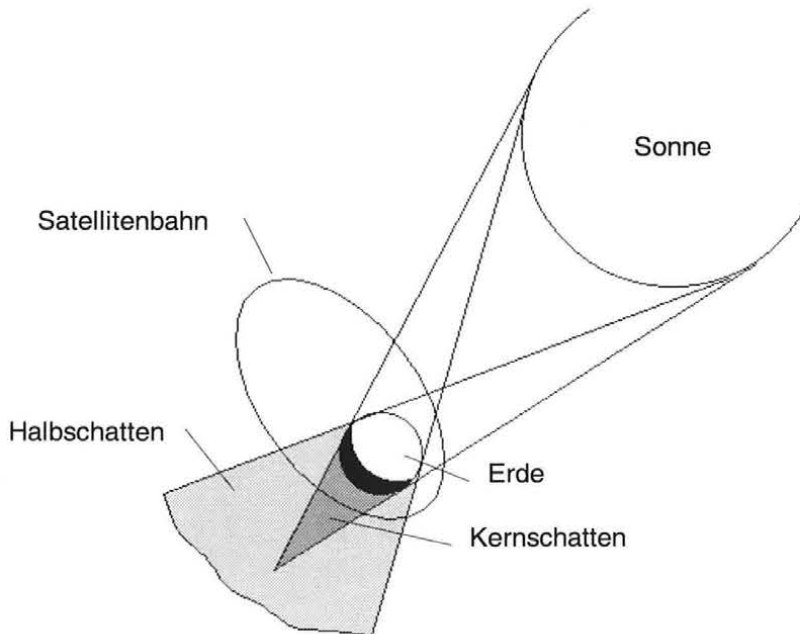
Von Interesse ist weiters, wie sich ein Fehler in den Koordinaten der Beobachtungsstation (dx_{St} , dy_{St} , dz_{St}) auf die berechneten topozentrischen Satellitenkoordinaten auswirkt. Durch Differentiation der Gleichungen (14.12) erhält man:

$$d\alpha = \frac{1}{\Delta x^2 + \Delta y^2} \cdot (-\Delta y \cdot dx_{\text{St}} + \Delta x \cdot dy_{\text{St}})$$

$$d\delta = \frac{-1}{\rho^2 \cdot \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}} \cdot [\Delta z \cdot \Delta x \cdot dx_{\text{St}} + \Delta z \cdot \Delta y \cdot dy_{\text{St}} + (\Delta z^2 - \rho^2) \cdot dz_{\text{St}}] \quad (14.25)$$

Insbesondere gilt für geostationäre Satelliten unter Annahme einer mittleren topozentrischen Distanz von 35800 km, daß die Koordinaten der Beobachtungsstation auf rund 17 m genau bekannt sein müssen, um den Fehler $d\alpha$ bzw. $d\delta$ unter 0.1" halten zu können. Anders ausgedrückt bedeutet dies jedoch, daß selbst bei einer Genauigkeit der Richtungsbeobachtung von 0.1" ein Fehler in der Position eines geostationären Satelliten von rund 17 m zu erwarten ist.

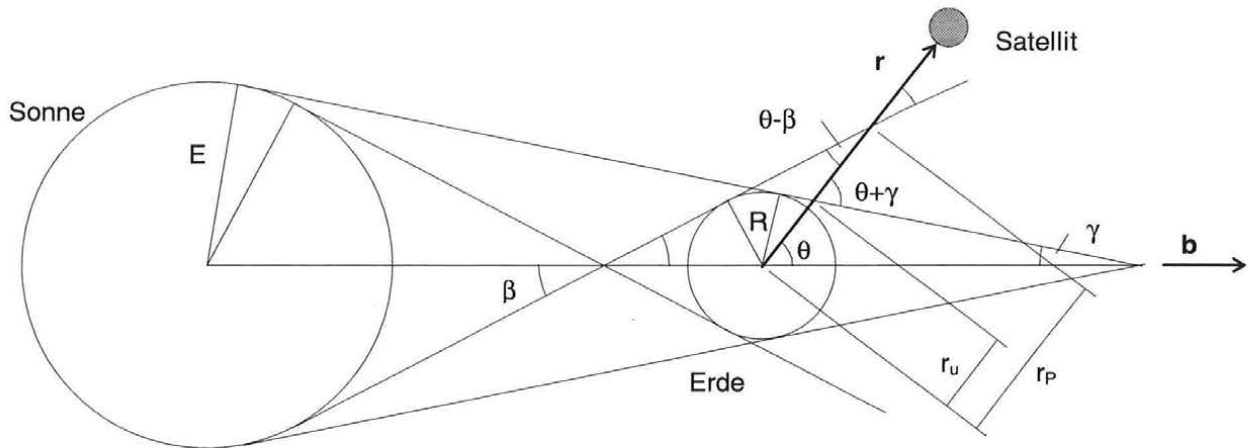
14.4 Erdschatten



Figur 14.3: Erdschatten

Der Erdschatten besteht aus zwei konischen Figuren, die als Kernschatten bzw. Halbschatten bezeichnet werden (Figur 14.3). Von der Erde aus gesehen, verliert der Satellit seinen weißen Glanz, wenn er in den Halbschatten eintritt. Bevor er gänzlich im Kernschatten verschwindet, erscheint er zunächst in goldfarbenem, danach in kupferrotem Licht, verursacht durch die Refraktion des Sonnenlichts. Die Berechnung des Durchgangs des Satelliten durch den

Erdschatten beruht auf dem Vergleich des Satellitenradiusvektors \mathbf{r} mit den Dimensionen der Kegelmäntel von Kernschatten und Halbschatten.



Figur 14.4: Durchgang des Satelliten durch den Erdschatten

Die Bedingung für den Halbschatten lautet:

$$r_u < r < r_p \quad (14.26)$$

und für den Kernschatten:

$$r < r_u \quad (14.27)$$

Die x-Achse eines kartesischen Koordinatensystems B mit Ursprung im Mittelpunkt der Erde ist durch die Richtung Sonne - Geozentrum gegeben, die z-Achse stehe orthogonal auf die Ekliptik, die y-Achse ergänze ein mathematisch positives System. Bezeichnet man mit \mathbf{r}_B den Einheitsvektor der Satellitenposition und mit \mathbf{b}_B den Einheitsvektor Sonne - Erde, so gilt:

$$\cos \theta = \mathbf{r}_B \cdot \mathbf{b}_B = \begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \\ r_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = r_1 \quad (14.28)$$

Damit ergibt sich für die kritischen Distanzen r_u und r_p :

$$r_u = \frac{R}{\sin(\theta + \gamma)} \quad r_p = \frac{R}{\sin(\theta - \beta)} \quad (14.29)$$

mit

$$\begin{aligned} \gamma &= \arcsin\left(\frac{E - R}{D}\right) = 0^\circ.2639686 \\ \beta &= \arcsin\left(\frac{E + R}{D}\right) = 0^\circ.2688464 \end{aligned} \quad (14.30)$$

- R mittlerer Erdradius = 6371 km
- E Sonnenradius = 695 893 km
- D mittlere Distanz Erde - Sonne = 149 597 871 km

Für die Berechnung des Vektors \mathbf{r}_B im oben definierten Koordinatensystem B wird nun ein weiteres mathematisch positives Koordinatensystem A eingeführt, dessen x-Achse durch die Richtung Geozentrum - Satellit vorgegeben ist und dessen z-Achse normal auf die Bahnebene des Satelliten steht. In diesem ist der Einheitsvektor der Satellitenposition gegeben durch:

$$\mathbf{r}_A = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (14.31)$$

Die Transformation des Vektors \mathbf{r}_A in das System B erfolgt durch eine Reihe von Drehungen mit den Drehwinkeln, die einerseits durch die Bahnelemente (ν, ω, i, Ω), andererseits durch die Schiefe der Ekliptik (ϵ) und durch die Position der Erde in der Ekliptik (ζ), gemessen vom Herbstäquinoktium, gegeben sind (eine detaillierte Abhandlung findet man in Berlin, 1988):

$$\mathbf{r}_B = \begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \\ r_3 \end{pmatrix} = \mathbf{R}_3(-\zeta) \cdot \mathbf{R}_1(\epsilon) \cdot \mathbf{R}_3(-\Omega) \cdot \mathbf{R}_1(-i) \cdot \mathbf{R}_3(-\omega) \cdot \mathbf{R}_3(-\nu) \cdot \mathbf{r}_A \quad (14.32)$$

ζ kann näherungsweise berechnet werden mit (DD = Anzahl der Tage seit 1. Jänner):

$$\zeta = \frac{360}{360.25}(\text{DD} + 101) \quad (14.33)$$

Für die Komponente r_1 gilt:

$$r_1 = \cos \theta = [\cos(\omega + \nu) \cdot \cos \Omega - \sin(\omega + \nu) \cdot \cos i \cdot \sin \Omega] \cdot \cos \zeta + \{[\cos(\omega + \nu) \cdot \sin \Omega + \sin(\omega + \nu) \cdot \cos i \cdot \cos \Omega] \cdot \cos \epsilon + \sin(\omega + \nu) \cdot \sin i \cdot \sin \epsilon\} \cdot \sin \zeta \quad (14.34)$$

Der Eintritt in den Kernschatten erfolgt, wenn $r = r_u$:

$$\frac{a \cdot (1 - e^2)}{1 + e \cdot \cos \nu} = \frac{R}{\sin(\arccos r_1 + \gamma)} \quad (14.35)$$

Aus dieser Gleichung kann die wahre Anomalie ν mit Hilfe der Newton'schen Rekursionsformel berechnet werden:

$$\nu_{i+1} = \nu_i - \frac{f(\nu)}{\frac{\partial f(\nu)}{\partial \nu}} \quad (14.36)$$

mit

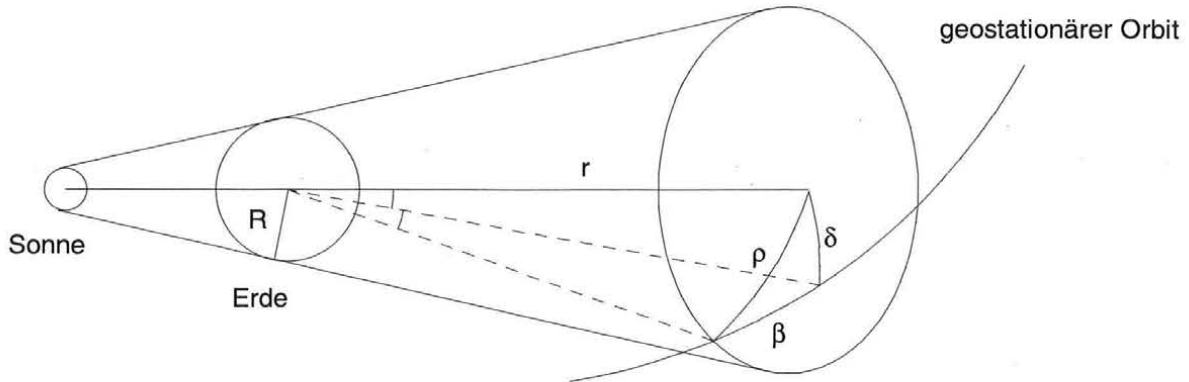
$$f(\nu) = R - \frac{a \cdot (1 - e^2)}{1 + e \cdot \cos \nu} \cdot \sin(\theta + \gamma)$$

$$\frac{\partial f(\nu)}{\partial \nu} = -\frac{a \cdot (1 - e^2) \cdot e \cdot \sin \nu}{(1 + e \cdot \cos \nu)^2} \cdot \sin(\theta + \gamma) - \frac{a \cdot (1 - e^2)}{1 + e \cdot \cos \nu} \cdot \cos(\theta + \gamma) \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \nu} \quad (14.37)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \nu} = -\frac{1}{\sqrt{1 - r_1^2}} \cdot \left(\begin{array}{l} [-\sin(\omega + \nu) \cdot \cos \Omega - \cos(\omega + \nu) \cdot \cos i \cdot \sin \Omega] \cdot \cos \zeta + \\ [-\sin(\omega + \nu) \cdot \sin \Omega + \cos(\omega + \nu) \cdot \cos i \cdot \cos \Omega] \cdot \cos \epsilon + \\ \cos(\omega + \nu) \cdot \sin i \cdot \sin \epsilon \end{array} \right) \cdot \sin \zeta$$

Die Berechnung des Eintritts des Satelliten in den Halbschatten erfolgt auf gleiche Weise, wenn in Gleichung (14.35) und (14.37) der Winkel γ durch $-\beta$ ersetzt wird.

Für geostationäre Satelliten kann für die Dauer des Durchgangs durch den Erdschatten eine einfache Formel hergeleitet werden. Es sei eine Kreisbahn mit $i = 0^\circ$ angenommen, weiters wird auf eine Unterscheidung zwischen Halbschatten und Kernschatten verzichtet.



Figur 14.5: Erdschatten bei geostationären Satelliten

Der Radius des Erdschattens ρ errechnet sich näherungsweise mit Hilfe des Erdradius am Äquator R ($= 6378$ km) und der geozentrischen Distanz des Satelliten ($= 42164$ km) aus:

$$\rho = \arcsin\left(\frac{R}{r}\right) = 8^\circ.70 \quad (14.38)$$

Der Winkel δ ist gleichbedeutend mit der negativen Deklination der Sonne und ist gegeben durch (mit ζ nach Formel 14.33, $\epsilon = 23.5^\circ$):

$$\delta = \arcsin(\sin \zeta \cdot \sin \epsilon) \quad (14.39)$$

Wie aus den Beziehungen in Figur 14.5 ersichtlich, gilt weiters:

$$\beta = \arccos\left(\frac{\cos \rho}{\cos \delta}\right) \quad (14.40)$$

Mit einer Umlaufzeit τ von rund 24 Stunden ergibt sich für die Dauer der Abschattung t :

$$t = 2 \cdot \beta \cdot \frac{\tau}{360} = 8 \cdot \beta \quad (14.41)$$

Aus obigen Gleichungen geht hervor, daß geostationäre Satelliten nur während zweier Perioden in den Erdschatten eintreten können. Bei $\zeta = 0^\circ$ oder 180° , das gleichbedeutend dem Frühlings- bzw. Herbstäquinoktium ist, wird die maximale Dauer einer Schattenpassage (=Eklipse) von rund 72 Minuten erreicht. Beide Perioden enden mit $\rho = \delta$ und $\zeta = 22^\circ$. Da sich der Positionswinkel der Erde ζ um rund $1^\circ/\text{Tag}$ ändert, dauern die Perioden ± 22 Tage um den 21. März und 23. September.

14.5 Bahnstörungen

Es wird eine kurze Einführung in die Theorie der gestörten Satellitenbahnbewegung gebracht, wobei nur eine Behandlung jener Effekte erfolgt, die bei geostationären Satelliten berücksichtigt werden müssen. Für eine detaillierte Abhandlung wird auf die umfangreiche Literatur verwiesen [Beutler (1991), Feltens (1991), Zee (1989), Dow (1988), Keller (1982)].

Neben der Zentralkörperbeschleunigung (14.1) wirken auf den Satelliten noch eine Reihe weiterer Kräfte, die unter dem Begriff Störkräfte zusammengefaßt werden. Bezeichnet man mit $\ddot{\mathbf{k}}$ den aus all diesen Kräften resultierenden Beschleunigungsvektor, so lautet die erweiterte Bewegungsgleichung

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{GM}{r^3} \cdot \mathbf{r} + \ddot{\mathbf{k}} \quad (14.42)$$

Die Störbeschleunigungen können in gravitative und nichtgravitative Beschleunigungen unterteilt werden. Zu den gravitativen Störkräften zählen:

- Abweichung des Gravitationsfeldes der Erde von der Kugelsymmetrie
- Attraktionswirkung von Sonne, Mond und Planeten
- Gezeitenwirkung der festen Erde und der Ozeane

Nichtgravitative Störkräfte werden durch folgende Effekte verursacht:

- direkter Strahlungsdruck der Sonne
- Albedostrahlung der Erde
- Thermische Emission
- Magnetfeld der Erde
- Reibung in der Hochatmosphäre
- relativistische Effekte
- Bahnmanöver

Die Größenordnung der wichtigsten Störbeschleunigungen können für geostationäre Satelliten ($r = 42164 \text{ km}$, $\lambda = \varphi = 0^\circ$, $A/M_{\text{Sat}} \text{ (siehe Kapitel 14.5.4)} = 0.016$) untenstehender Tabelle entnommen werden (die mit * gekennzeichneten Werte wurden aus Feltens (1991) entnommen, die mit ** gekennzeichneten stammen aus Rudenko (1995)).

Kraft	Satellitenbeschleunigung [m/s ²]
Zentralterm	$2 \cdot 10^{-1}$
Abplattung der Erde (C_{20})	$8 \cdot 10^{-6}$
Gravitation des Mondes	$9 \cdot 10^{-6}$
Gravitation der Sonne	$3 \cdot 10^{-6}$
Direkter Strahlungsdruck	$2 \cdot 10^{-7}$
Elliptizität des Äquators (C_{22} , S_{22})	$8 \cdot 10^{-8}$
Thermische Emission	$1 \cdot 10^{-8}$ *
Erdalbedostahlung	$1 \cdot 10^{-9}$ *
Gravitation der Venus	$4 \cdot 10^{-10}$
Gezeiten der festen Erde	$4 \cdot 10^{-10}$
Gravitation des Jupiter	$5 \cdot 10^{-11}$
Gezeiten der Ozeane	$3 \cdot 10^{-11}$ **
Relativistische Effekte	$7 \cdot 10^{-11}$

14.5.1 Anomalie des Erdschwerefeldes

Das Gravitationspotential der Erde V setzt sich aus einem zentralen Anteil (Potential einer homogen geschichteten Kugel) und einem Störpotential R zusammen:

$$V = \frac{GM}{r} + R \quad (14.43)$$

Legt man den Ursprung des Koordinatensystems in das Massenzentrum der Erde, so lautet das Störpotential R der Erde im erdfesten System:

$$R = \frac{GM}{r} \cdot \left(\sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a_E}{r} \right)^n \cdot (C_{nm} \cdot \cos m\lambda + S_{nm} \cdot \sin m\lambda) \cdot P_{nm}(\cos \vartheta) \right) \quad (14.44)$$

a_E	mittlerer Äquatorradius
λ, ϑ	geozentrische Länge und Poldistanz des Satelliten
C_{nm}, S_{nm}	Koeffizienten des Erdpotentials ($m = 0 \Rightarrow$ zonale K., $m = n \Rightarrow$ tesserale K., $m \neq n \Rightarrow$ sektorielle Koeffizienten)
P_{nm}	zugeordnete Legendresche Funktionen

Oft werden für die Darstellung des Störpotentials normierte Koeffizienten \bar{C}_{nm} und \bar{S}_{nm} verwendet (Heiskanen et al., 1967):

$$\begin{aligned} C_{n0} &= \sqrt{2n+1} \cdot \bar{C}_{n0} \\ C_{nm} &= \sqrt{2 \cdot (2n+1) \cdot \frac{(n-m)!}{(n+m)!}} \cdot \bar{C}_{nm} \\ S_{nm} &= \sqrt{2 \cdot (2n+1) \cdot \frac{(n-m)!}{(n+m)!}} \cdot \bar{S}_{nm} \end{aligned} \quad (14.45)$$

Durch die Störungsgleichungen von Lagrange kann man einen Zusammenhang zwischen dem Störpotential und den zeitlichen Änderungen der Bahnelemente herstellen (\bar{M} = mittlere Anomalie):

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= \frac{2}{n \cdot a} \cdot \frac{\partial R}{\partial \bar{M}} \\ \frac{de}{dt} &= \frac{1-e^2}{n \cdot a^2 \cdot e} \cdot \frac{\partial R}{\partial \bar{M}} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{n \cdot a^2 \cdot e} \cdot \frac{\partial R}{\partial \omega} \\ \frac{di}{dt} &= \frac{\cos i}{n \cdot a^2 \cdot \sqrt{1-e^2} \cdot \sin i} \cdot \frac{\partial R}{\partial \omega} - \frac{1}{n \cdot a^2 \cdot \sqrt{1-e^2} \cdot \sin i} \cdot \frac{\partial R}{\partial \Omega} \\ \frac{d\Omega}{dt} &= \frac{1}{n \cdot a^2 \cdot \sqrt{1-e^2} \cdot \sin i} \cdot \frac{\partial R}{\partial i} \\ \frac{d\omega}{dt} &= -\frac{\cos i}{n \cdot a^2 \cdot \sqrt{1-e^2} \cdot \sin i} \cdot \frac{\partial R}{\partial i} + \frac{\sqrt{1-e^2}}{n \cdot a^2 \cdot e} \cdot \frac{\partial R}{\partial e} \\ \frac{d\bar{M}}{dt} &= n - \frac{1-e^2}{n \cdot a^2 \cdot e} \cdot \frac{\partial R}{\partial e} - \frac{2}{n \cdot a} \cdot \frac{\partial R}{\partial a} \end{aligned} \quad (14.46)$$

mit der mittleren Bewegung n des Satelliten:

$$n = \sqrt{\frac{GM}{a^3}} \quad (14.47)$$

Allgemein werden die Bahnstörungen in *kurzperiodische*, *langperiodische* und *säkulare* Störungen unterteilt. Kurzperiodische Störungen treten in allen Bahnelementen auf und werden hauptsächlich durch die tesseralen und sektoriellen Koeffizienten des Erdpotentials verursacht. Langperiodische Störungen sind ebenfalls in allen Elementen zu beobachten und stehen in Zusammenhang mit den zonalen Koeffizienten.

Störungen durch den zonalen Term C_{20}

Der zonale harmonische Term 2. Ordnung C_{20} , der in direktem Zusammenhang zur Abplattung der Erde steht, bewirkt eine Drehung der Knoten- und Apsidenlinie. Über die Lagrange'schen Störungsgleichungen findet man folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned}\frac{d\Omega}{dt} &= C_{20} \cdot \frac{3 \cdot n \cdot a_E^2}{2 \cdot a^2 \cdot (1 - e^2)^2} \cdot \cos i \\ \frac{d\omega}{dt} &= C_{20} \cdot \frac{3 \cdot n \cdot a_E^2}{4 \cdot a^2 \cdot (1 - e^2)^2} \cdot (1 - 5 \cdot \cos^2 i)\end{aligned}\tag{14.48}$$

Außerdem treten säkulare Störungen in der mittleren Anomalie \bar{M} auf:

$$\frac{d\bar{M}}{dt} = n - C_{20} \cdot \frac{3 \cdot n \cdot a_E^2}{4 \cdot a^2 \cdot \sqrt{(1 - e^2)^3}} \cdot (3 \cdot \cos^2 i - 1)\tag{14.49}$$

Säkulare Störungen in a , e und i werden durch C_{20} nicht verursacht.

Störungen durch die sektoriellen Terme C_{22} und S_{22}

Im Falle geostationärer Satelliten entspricht die Umlaufzeit genau einem Sterntag. Das bedeutet, daß der Satellit immer in gleicher Weise von den Potentialtermen des Gravitationspotentials der Erde beeinflusst wird. Dieser Effekt wird als Resonanzeffekt bezeichnet. Allgemein treten Resonanzen auf, wenn das Verhältnis Sterntag U_S zu Umlaufzeit U des Satelliten einer kleinen ganzen Zahl k entspricht:

$$\frac{U_S}{U} \approx k\tag{14.50}$$

Resonanzen treten dann bei jenen tesseralen und sektoriellen Termen auf, deren Ordnung durch ein ganzzahliges Vielfaches von k gegeben ist. Da die Bahnebene bei geostationären Satelliten noch dazu mit der Äquatorebene zusammenfällt, werden Resonanzeffekte in erster Linie durch die Elliptizität des Äquators verursacht, die durch die Koeffizienten C_{22} und S_{22} beschrieben wird. Dies bedeutet jedoch auch, daß diese Koeffizienten durch Beobachtung geostationärer Satelliten besonders gut bestimmt werden können. Das durch obige sektorielle Koeffizienten bestimmte Störpotential der Erde lautet:

$$R = \frac{GM \cdot a_E^2}{r^3} \cdot (C_{22} \cdot \cos 2\lambda + S_{22} \cdot \sin 2\lambda) \cdot 3 \sin^2 \vartheta\tag{14.51}$$

Integriert man die Bewegungsgleichung (14.42) unter Berücksichtigung des Zentralterms und der Koeffizienten C_{22} bzw. S_{22} der Potentialentwicklung R über mehrere Jahre, so zeigt sich, daß der Resonanzeffekt bei geostationären Satelliten zu einer Librationsbewegung um zwei ausgezeichnete Punkte des Erdäquators führt. Die Bahnhalbachse erfährt periodische Störungen mit einer Amplitude von bis zu 35 Kilometern. Die Periodendauer schwankt zwischen 1000 und 2000 Tagen.

Es läßt sich eine Differentialgleichung für die Subsattellitenlänge λ eines Satelliten im erdfesten System herleiten:

$$\frac{d^2\lambda}{dt^2} = 18 \cdot GM \cdot \frac{a_E^2}{r^5} (C_{22} \cdot \sin 2\lambda - S_{22} \cdot \cos 2\lambda) \quad (14.52)$$

Diese kann durch geeignete Substitution in eine Differentialgleichung übergeführt werden, die formal mit derjenigen des physikalischen Pendels identisch ist. Die Lösung liefert die beiden Librationszentren, die bei 75° östlicher Länge bzw. 105° westlicher Länge liegen. In diesen Punkten, die mit der kleinen Halbachse der Äquatorellipse zusammen fallen, verschwindet die Störbeschleunigung am Satelliten. Es handelt sich hierbei um stabile Gleichgewichtspunkte. Die beiden anderen Nullstellen der Gleichung (14.52) sind ident mit der großen Halbachse und werden als instabile Gleichgewichtspunkte bezeichnet. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß die Gleichgewichtspunkte nur in erster Näherung mit der großen bzw. kleinen Halbachse der Äquatorellipse zusammenfallen. Berücksichtigt man auch die anderen Koeffizienten der Entwicklung des Gravitationspotentials, so liegen die stabilen Gleichgewichtspunkte bei 75.1° östlicher bzw. 105.3° westlicher Länge, die instabilen Punkte bei 161.9° östlicher bzw. 11.5° westlicher Länge (Soop, 1983).

14.5.2 Gravitationswirkung von Sonne, Mond und Planeten

Die Störbeschleunigung am Satelliten, die durch einen Himmelskörper H mit der Punktmasse m_H verursacht wird, ist gegeben durch :

$$\ddot{\mathbf{r}}_H = Gm_H \left(\frac{\mathbf{r}_H - \mathbf{r}}{(r_H - r)^3} - \frac{\mathbf{r}_H}{r_H^3} \right) \quad (14.53)$$

\mathbf{r}_H geozentrischer Positionsvektor des Himmelskörpers

Die Berücksichtigung mehrerer Himmelskörper erfolgt durch die vektorielle Summe der Teilbeschleunigungen. Die Berechnung der Störbeschleunigungen erfordert die Kenntnis der Masse sowie des geozentrischen Positionsvektors des Himmelskörpers. Genaue Ephemeriden von Sonne, Mond und Planeten werden vom Jet Propulsion Laboratory (JPL) unter der Bezeichnung DE200/LE200 veröffentlicht.

Die größten Störungen werden durch die Attraktionswirkung des Mondes verursacht. Dieser bewirkt eine säkulare Änderung in den Bahnelementen ω und Ω :

$$\begin{aligned} \frac{d\omega}{dt} &= \frac{3}{4} \cdot \frac{n_m^2}{n} \cdot m_m \cdot \frac{1}{\sqrt{1-e^2}} \cdot \left(2 - \frac{5}{2} \cdot \sin^2 i + \frac{e^2}{2} \right) \cdot \left(1 - \frac{3}{2} \cdot \sin^2 i_m \right) \\ \frac{d\Omega}{dt} &= -\frac{3}{4} \cdot \frac{n_m^2}{n} \cdot m_m \cdot \frac{\cos i}{\sqrt{1-e^2}} \cdot \left(1 + \frac{3}{2} \cdot e^2 \right) \cdot \left(1 - \frac{3}{2} \cdot \sin^2 i_m \right) \end{aligned} \quad (14.54)$$

n_m mittlere Bewegung des Mondes

i_m mittlere Bahnneigung des Mondes

m_m Masse des Mondes

Aufgrund der monatlichen und jährlichen Umläufe von Mond und Sonne treten weiters periodische Störungen in den Elementen a , e , i , Ω und ω auf.

14.5.3 Gezeiten der festen Erde

Durch die Erdgezeiten unterliegt das Gravitationspotential der Erde zeitlichen Änderungen und verursacht damit eine Störbeschleunigung am Satelliten, die durch folgende Gleichung dargestellt werden kann:

$$\ddot{\mathbf{r}}_E = \frac{k_2}{2} \cdot \frac{Gm_H}{r_H^3} \cdot \frac{a_E^5}{r^4} \cdot \left[(3 - 15 \cdot \cos^2 \theta) \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} + 6 \cdot \cos \theta \cdot \frac{\mathbf{r}_H}{r_H} \right] \quad (14.55)$$

- θ Winkel zwischen geozentrischem Positionsvektor des Satelliten und des Himmelskörpers
- k_2 Love'sche Zahl zur Charakterisierung der Elastizität des Erdkörpers (= 0.3)

Durch die Gezeitenwirkung werden bei geostationären Satelliten kurzperiodische Störungen in der Bahnhalbachse a mit einer Periode von einem halben Sterntag verursacht. Weiters treten kurzperiodische Störungen mit einer Periode eines ganzen Sterntages im Exzentrizitätsvektor \mathbf{e} auf (Soop, 1983). Dieser zeigt vom Koordinatenursprung zum Perigäum, die Länge des Vektors ist durch die Exzentrizität bestimmt.

$$\mathbf{e} = \begin{pmatrix} e \cdot \cos(\Omega + \omega) \\ e \cdot \sin(\Omega + \omega) \end{pmatrix} \quad (14.56)$$

An dieser Stelle sei nur darauf hingewiesen, daß die Love'sche Zahl keine Konstante ist, sondern mit den Frequenzen der verschiedenen Tiden variiert. Der Effekt kann bei geostationären Satelliten jedoch vernachlässigt werden. Auch die Gezeiten der Ozeane führen zu einer zeitabhängigen Änderung des Gravitationspotentials der Erde, das im Falle geostationärer Satelliten jedoch ebenfalls nicht berücksichtigt werden muß.

14.5.4 Direkter Strahlungsdruck der Sonne

Die Störbeschleunigung aufgrund des Strahlungsdrucks der Sonne ist proportional zur Strahlungsintensität der Sonne, zur effektiven Satellitenoberfläche sowie dessen Oberflächenreflektivität und umgekehrt proportional zum Quadrat der Entfernung Satellit - Sonne. Die Strahlungsintensität ist nur in erster Näherung eine konstante Größe. Einerseits treten aufgrund der Exzentrizität der Erdbahn jahreszeitliche Schwankungen auf, andererseits variiert die Sonnenaktivität, die zu Schwankungen in der Intensität bis zu 2% führen kann. Weiters müßte der variable Abstand des Satelliten aufgrund seiner Bewegung um die Erde berücksichtigt werden, der Einfluß liegt jedoch unter 0.1% und kann daher vernachlässigt werden.

Unter Annahme eines sphärischen Satelliten mit homogener Oberfläche errechnet sich die Störbeschleunigung aus:

$$\ddot{\mathbf{r}}_S = -k \cdot \frac{\Phi \cdot A}{c \cdot M_{\text{Sat}}} \cdot (1 + \eta) \cdot \mathbf{n}_{0,\text{Sat}} \quad (14.57)$$

- k Schattenfaktor ($0 \leq k \leq 1$)
- Φ Solarkonstante
- M_{Sat} Satellitenmasse
- A effektive Fläche des Satelliten
- η materialspezifischer Reflexionskoeffizient ($0 \leq \eta \leq 1$)
- $\mathbf{n}_{0,\text{Sat}}$ Einheitsvektor Satellit - Sonne

Die Solarkonstante Φ kann näherungsweise mit folgender Formel berechnet werden, welche die Exzentrizität der Erdbahn berücksichtigt [W/m^2]:

$$\Phi = \frac{1358}{1.0004 + 0.0334 \cdot \cos(T - 185)} \quad (14.58)$$

T Tag des Jahres

Durch den Strahlungsdruck wird eine periodische Änderung des Exzentrizitätsvektors \mathbf{e} verursacht. Diese äußert sich in einer Rotation von \mathbf{e} um eine mittlere Richtung \mathbf{e}_0 mit einer jährlichen Periode und einer Amplitude von $0.011 \cdot A/M_{\text{Sat}}$ (Soop, 1983). Störungen in den übrigen Elementen treten zwar ebenfalls auf, sind jedoch wesentlich geringer.

Bei unregelmäßig geformten Satelliten (insbesondere bei solchen mit großen Sonnensegeln) oder Satelliten mit starker Taumelbewegung (tritt bei abgeschalteten Satelliten auf, da diese nicht mehr zur Sonne ausgerichtet werden) ist die Modellierung des Strahlungsdrucks wesentlich komplizierter, da die effektive Fläche aufgrund der sich ändernden Orientierung des Satelliten zur Sonne ständig variiert.

14.5.5 Erdalbedo

Als Erdalbedostrahlung wird das von der Erde reflektierte Sonnenlicht verstanden, das ihrerseits wieder eine Kraft auf den Satelliten ausübt und damit einen Beitrag zum Störbeschleunigungsvektor leistet. Als grobes Mittel für das Verhältnis von einfallendem zu reflektiertem Sonnenlicht kann man ein Drittel angeben. Die Erdalbedostrahlung ist neben der zeitlichen Abhängigkeit (Tag, Nacht) sehr stark von der Topographie der Erdoberfläche abhängig. Zudem wird auch ein großer Teil des Sonnenlichts von den Wolken reflektiert. Daher ist eine Modellierung äußerst schwierig.

14.5.6 Thermische Emission

Die auf einen Satelliten auffallende Sonnenstrahlung wird einerseits zum Teil reflektiert, andererseits tritt auch eine Absorption der Strahlung auf. Das Verhältnis ist von der Beschaffenheit der Satellitenoberfläche abhängig. Die Absorption führt zu einer Erwärmung der Satellitenoberfläche und wird in Form von Wärmestrahlung im langwelligen Bereich diffus in das Weltall abgestrahlt. Dieser Vorgang wird als thermische Emission bezeichnet. Allerdings wird die der Sonne zugewandte Satellitenoberfläche stärker aufgeheizt und dadurch dort mehr thermische Energie abgestrahlt. Dies bewirkt eine Störbeschleunigung, die den Satelliten von der heißen Seite wegbeschleunigt. Die Modellierung ist analog zum direkten Strahlungsdruck vom Aufbau des Satelliten abhängig. Insbesondere bei dreiaxsig stabilisierten Satelliten (meist sind dies Satelliten mit großen Sonnensegeln) kann ein relativ großer Temperaturgradient an der Satellitenoberfläche entstehen. Für eine ebene Fläche kann die thermische Emission nach folgender Formel berechnet werden:

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{2}{3} \cdot \frac{\epsilon \cdot \sigma \cdot T^4}{c \cdot M_{\text{Sat}}} \cdot A \cdot \mathbf{n}_A \quad (14.59)$$

ϵ Emissionskoeffizient ($0 \leq \epsilon \leq 1$)

σ Boltzmannkonstante ($= 5.67032 \cdot 10^{-8} \text{ [W/m}^2\text{K}^4]$)

T absolute Oberflächentemperatur in °K

\mathbf{n} Einheitsvektor, normal auf die Fläche A

14.5.7 Relativistische Effekte

Die Berücksichtigung der allgemeinen Relativitätstheorie erfolgt durch Anbringung folgender Terme an die Bewegungsgleichungen (14.1):

$$\ddot{\mathbf{r}}_{\text{Rel}} = -\frac{GM}{c^2 \cdot r^3} \cdot \left\{ \left(4 \cdot \frac{GM}{r} - \dot{r}^2 \right) \cdot \dot{\mathbf{r}} + 4 \cdot (\mathbf{r} \cdot \dot{\mathbf{r}}) \cdot \dot{\mathbf{r}} \right\} \quad (14.60)$$

- c Lichtgeschwindigkeit
- $\dot{\mathbf{r}}$ Geschwindigkeitsvektor des Satelliten

Für kreisnahe Bahnen ist der erste Term in der geschwungenen Klammer nahezu konstant, der zweite Term führt zu kurzperiodischen Effekten im Millimeterbereich und kann daher vernachlässigt werden. Obige Formel vereinfacht sich daher für kreisnahe Bahnen auf:

$$\ddot{\mathbf{r}}_{\text{Rel}} = -\frac{GM}{r^3} \cdot \mathbf{r} \cdot 3 \cdot \frac{GM}{c^2 \cdot a} \quad (14.61)$$

Bringt man diese Korrektur an die Bewegungsgleichung an, so erkennt man, daß diese wie ein Maßstabsfaktor wirkt:

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{GM}{r^3} \cdot \mathbf{r} \cdot \left(1 + 3 \cdot \frac{GM}{c^2 \cdot a} \right) \quad (14.62)$$

Für geostationäre Satelliten beträgt der Faktor $(1 + 3 \cdot 15 \cdot 10^{-10})$.

14.5.8 Bahnverbesserung

Die Bahn eines Satelliten ist unter Berücksichtigung von Störbeschleunigungen durch folgendes Differentialgleichungssystem (auch Primärgleichungen genannt) gegeben:

$$\ddot{\mathbf{r}} = \begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \\ \ddot{z} \end{pmatrix} = -\frac{GM}{r^3} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \ddot{x}_{\text{Stör}} \\ \ddot{y}_{\text{Stör}} \\ \ddot{z}_{\text{Stör}} \end{pmatrix} \quad (14.63)$$

mit den Anfangswerten:

$$\mathbf{r}(t_0) = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_{t_0} = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{v}(t_0) = \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{pmatrix}_{t_0} = \begin{pmatrix} v_{x0} \\ v_{y0} \\ v_{z0} \end{pmatrix} \quad (14.64)$$

Werden Beobachtungen eines Satelliten durchgeführt, so kann man mit Hilfe der Ausgleichsrechnung verbesserte Bahnelemente sowie dynamische Parameter (Strahlungsdruck, Koeffizienten des Erdschwerefeldes, Bahnmanöver, ..) bestimmen. Im Falle der optischen Beobachtung geostationärer Satelliten liegen die topozentrischen Koordinaten Rektaszension und Deklination eines Satelliten vor. Die Beobachtungsgleichungen in allgemeiner Form lauten:

$$\begin{aligned} \alpha + v_\alpha &= f_\alpha(p_1, \dots, p_6, q_1, \dots, q_n, x_{\text{ST}}, y_{\text{ST}}, z_{\text{ST}}, t) \\ \delta + v_\delta &= f_\delta(p_1, \dots, p_6, q_1, \dots, q_n, x_{\text{ST}}, y_{\text{ST}}, z_{\text{ST}}, t) \end{aligned} \quad (14.65)$$

α, δ	Beobachtungen
v_α, v_δ	Verbesserungen
p_1, \dots, p_6	Bahnparameter (Keplerelemente, Nichtsinguläre Bahnelemente oder Positions- und Geschwindigkeitsvektor einer Referenzepoche)
q_1, \dots, q_n	dynamische Parameter
$x_{\text{ST}}, y_{\text{ST}}, z_{\text{ST}}$	Stationskoordinaten
t	Beobachtungsepoche

Mit Hilfe der Näherungen für die Unbekannten U (Bahnparameter, dynamische Parameter) können die Beobachtungsgleichungen durch eine Taylorreihenentwicklung linearisiert werden. Die Verbesserungsgleichungen lauten dann:

$$\begin{aligned} v_\alpha &= \sum \frac{\partial f_\alpha}{\partial U} dU - (\alpha - \alpha_0) \\ v_\delta &= \sum \frac{\partial f_\delta}{\partial U} dU - (\delta - \delta_0) \end{aligned} \quad (14.66)$$

Die Berechnung von α_0 und δ_0 erfolgt durch Integration der Primärgleichungen (14.63 und 14.64) für jede Beobachtungsepoche mit Hilfe der Näherungen für die unbekannt Parameter. Die Differentiation der Funktionen f_α und f_δ nach den Unbekannten U erfolgt mit Hilfe der Kettenregel nach:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_\alpha}{\partial U} &= \frac{\partial f_\alpha}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial U} + \frac{\partial f_\alpha}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial U} + \frac{\partial f_\alpha}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial U} \\ \frac{\partial f_\delta}{\partial U} &= \frac{\partial f_\delta}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial U} + \frac{\partial f_\delta}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial U} + \frac{\partial f_\delta}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial U} \end{aligned} \quad (14.67)$$

Die partiellen Ableitungen der Beobachtungen nach den kartesischen Koordinaten (x,y,z) der augenblicklichen Satellitenposition sind bekannt (aufgrund der Beziehungen 14.11 und 14.12). Würde man nur eine Keplerbewegung (d.h. ohne Einwirkung von Störkräften) des Satelliten betrachten, könnten die Ableitungen des augenblicklichen Positionsvektors des Satelliten nach den Unbekannten (in diesem Fall nur die Bahnelemente) direkt durch Differentiation der Gleichungen (14.4, 14.5) berechnet werden. Berücksichtigt man jedoch die auftretenden Störbeschleunigungen, so müssen die Ableitungen aus folgendem Differentialgleichungssystem bestimmt werden, welches man aus der Differentiation der Primärgleichungen (14.63, 14.64) erhält.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \ddot{x}}{\partial U} &= \frac{\partial \ddot{x}}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{x}}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{x}}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{x}}{\partial \dot{x}} \cdot \frac{\partial \dot{x}}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{x}}{\partial \dot{y}} \cdot \frac{\partial \dot{y}}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{x}}{\partial \dot{z}} \cdot \frac{\partial \dot{z}}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{x}^*}{\partial U} \\ \frac{\partial \ddot{y}}{\partial U} &= \frac{\partial \ddot{y}}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{y}}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{y}}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{y}}{\partial \dot{x}} \cdot \frac{\partial \dot{x}}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{y}}{\partial \dot{y}} \cdot \frac{\partial \dot{y}}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{y}}{\partial \dot{z}} \cdot \frac{\partial \dot{z}}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{y}^*}{\partial U} \\ \frac{\partial \ddot{z}}{\partial U} &= \frac{\partial \ddot{z}}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{z}}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{z}}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{z}}{\partial \dot{x}} \cdot \frac{\partial \dot{x}}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{z}}{\partial \dot{y}} \cdot \frac{\partial \dot{y}}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{z}}{\partial \dot{z}} \cdot \frac{\partial \dot{z}}{\partial U} + \frac{\partial \ddot{z}^*}{\partial U} \end{aligned} \quad (14.68)$$

Die ersten Ableitungen der Anfangswerte nach den Unbekannten müssen folgende Bedingungen erfüllen:

$$\frac{\partial \mathbf{r}(t_0)}{\partial U} = \begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial U} \\ \frac{\partial y}{\partial U} \\ \frac{\partial z}{\partial U} \end{pmatrix} \Bigg|_{t_0} = \begin{pmatrix} \frac{\partial x_0}{\partial U} \\ \frac{\partial y_0}{\partial U} \\ \frac{\partial z_0}{\partial U} \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial \mathbf{v}(t_0)}{\partial U} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \dot{x}}{\partial U} \\ \frac{\partial \dot{y}}{\partial U} \\ \frac{\partial \dot{z}}{\partial U} \end{pmatrix} \Bigg|_{t_0} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \dot{x}_0}{\partial U} \\ \frac{\partial \dot{y}_0}{\partial U} \\ \frac{\partial \dot{z}_0}{\partial U} \end{pmatrix} \quad (14.69)$$

Obige Differentialgleichungen (14.68) und (14.69) werden auch als Variationsgleichungen bezeichnet. Ein funktionaler Zusammenhang zwischen den Komponenten des Geschwindigkeitsvektors und den Störbeschleunigungen existiert nur bei geschwindigkeitsabhängigen Kräften, die zum Beispiel durch Reibungseffekte verursacht werden können. Die Ableitungen der Störbeschleunigungen direkt nach den Unbekannten treten nur bei dynamischen Parametern auf und

wurden in Formel (14.68) mit einem * gekennzeichnet. Für die Koeffizienten des Erdpotentials C_{nm} und S_{nm} können diese bei Dow (1988) nachgelesen werden. Mit Hilfe der numerischen Integration werden nun die Ableitungen des momentanen Positionsvektors des Satelliten nach den Unbekannten berechnet und in die Verbesserungsgleichungen (14.66) eingesetzt. Die für die Integration notwendigen partiellen Ableitungen der Störbeschleunigungen nach der augenblicklichen Satellitenposition sind in (Feltens, 1991) angegeben.

Die Verbesserungen der Unbekannten dU werden nun so bestimmt, daß gilt:

$$\sum_{i=1}^n \left((\cos \delta_i \cdot v_{\alpha_i})^2 + v_{\delta_i}^2 \right) = \min \quad (14.70)$$

n Anzahl der Beobachtungen

Durch Auflösung des bekannten Normalgleichungssystems erhält man:

$$dU = Q \cdot A^T \cdot I \quad (14.71)$$

mit

$$Q = (A^T \cdot A)^{-1}$$

$$A = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 \cdot \frac{\partial \alpha_1}{\partial U_1} & \dots & \dots & \dots & \cos \delta_1 \cdot \frac{\partial \alpha_1}{\partial U_k} \\ \frac{\partial \delta_1}{\partial U_1} & \dots & \dots & \dots & \frac{\partial \delta_1}{\partial U_k} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \cos \delta_n \cdot \frac{\partial \alpha_n}{\partial U_1} & \dots & \dots & \dots & \cos \delta_n \cdot \frac{\partial \alpha_n}{\partial U_k} \\ \frac{\partial \delta_n}{\partial U_1} & \dots & \dots & \dots & \frac{\partial \delta_n}{\partial U_k} \end{bmatrix} \quad I = \begin{bmatrix} \alpha_1 - \alpha_{1,0} \\ \delta_1 - \delta_{1,0} \\ \dots \\ \alpha_n - \alpha_{n,0} \\ \delta_n - \delta_{n,0} \end{bmatrix} \quad (14.72)$$

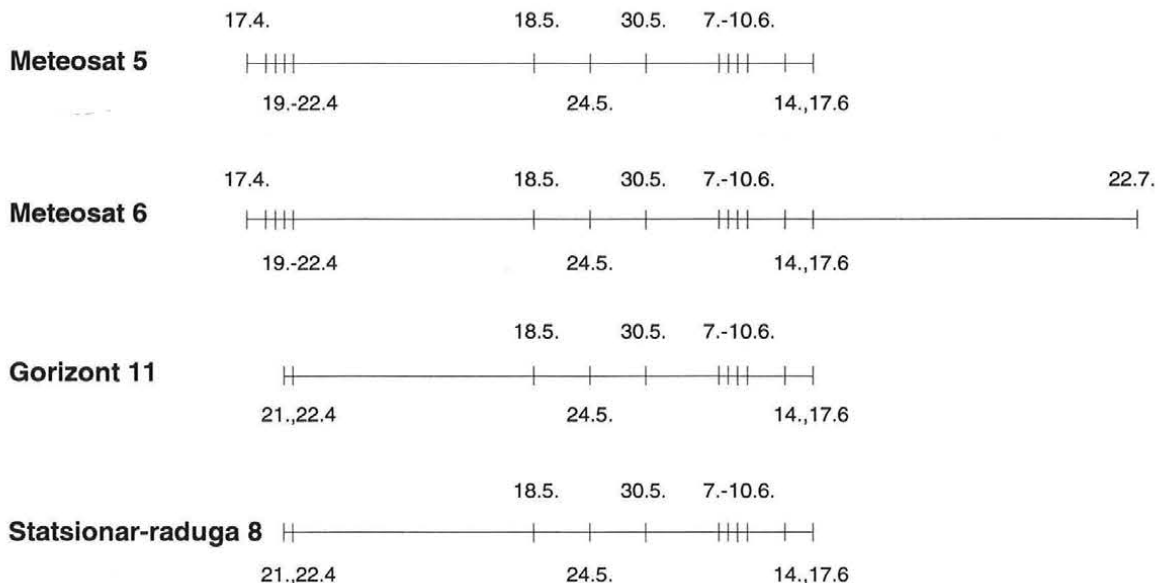
Je nach Genauigkeit der Näherungen für die unbekannt Parameter werden mehrere Iterationsschritte notwendig sein, da die Berechnung der Parameter auf der Linearisierung von nicht-linearen Beobachtungsgleichungen beruht. Zunächst werden mit den verbesserten Unbekannten die Funktionswerte f_α und f_δ durch eine Bahnintegration neu berechnet und anschließend das Normalgleichungssystem wieder gelöst. Das Abbruchkriterium wird meist so gewählt, daß die Verbesserungen der Unbekannten wesentlich kleiner als der mittlere Fehler der Beobachtungen sind.

14.6 Aktuelle Beobachtungen

Im Zeitraum vom 17.04.1996 bis 22.07.1996 wurden in Graz-Lustbühel mit der Zeiss BMK + CCD SITE 1024B Beobachtungen zu den beiden Wettersatelliten Meteosat 5 und Meteosat 6 sowie zu den abgeschalteten russischen Satelliten Gorizont 11 und Stasionar-raduga 8 durchgeführt. Die von der ESA bekanntgegebenen Bahnelemente obiger Satelliten zu Beginn der Beobachtungsserie lauten wie folgt:

Name	Meteosat 5	Meteosat 6	Gorizont 11	Stasionar-raduga 8
Cospar	91015B	93073B	85007A	81027A
Epoche	96106.000000	96092.000000	96022.69901	96031.871764
a	42168.37596	42167.19641	42192.05742	42136.81058
e	0.00001267	0.00012131	0.0001830699	0.008193066
i	0.39365	0.23139	7.992	12.1161
Ω	75.53608	290.97762	50.5234	39.7223
ω	173.45669	35.16787	59.0130	324.4974
λ	0.17242	349.77852	37.6861	315.5506

Die ersten beiden Stellen der Epoche beziehen sich auf das Jahr, die restlichen Stellen bedeuten die seit 1. Jänner dieses Jahres vergangenen Tage. Die Subsattellitenlänge des Satelliten Gorizont 11, der im Jahre 1985 in die Erdumlaufbahn gebracht wurde, verringert sich um durchschnittlich etwa 0.36° pro Tag aufgrund der etwas zu großen Halbachse gegenüber dem geostationären Wert von 42164 km. Im Gegensatz dazu driftet der Satellit Stasionar-raduga 8 (bereits 1981 in die Erdumlaufbahn gebracht) um $0.35^\circ/\text{Tag}$ nach Osten, verursacht durch eine etwas zu kleine Bahnhalachse. Durch das Einwirken gravitativer und nichtgravitativer Störkräfte erreichten beide Satelliten bereits relativ große Bahnneigungen, die zu einer Pendelbewegung um den Äquator mit einer Amplitude von 8° bzw. 12° führen.

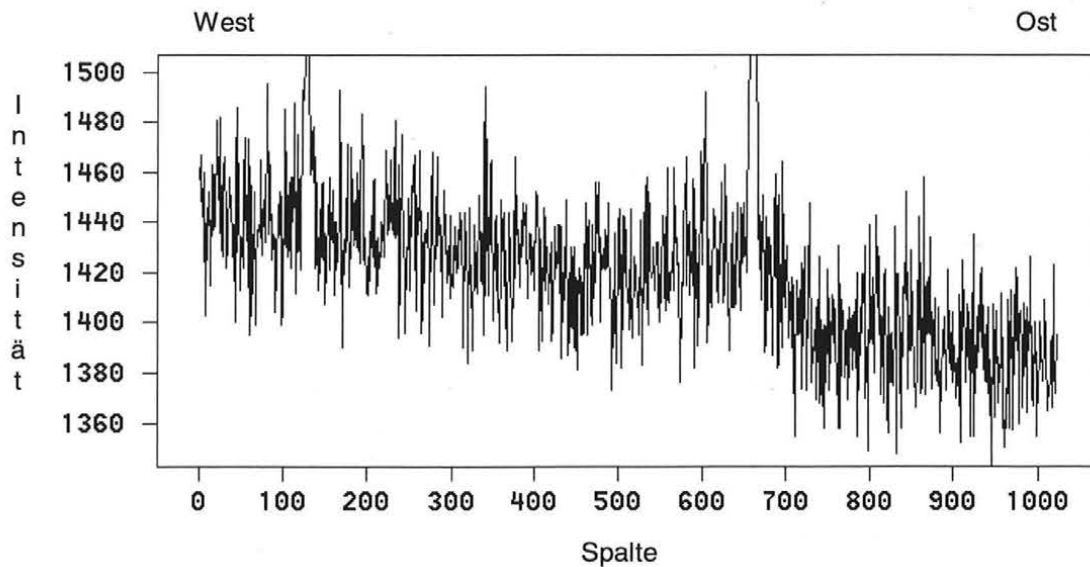


Figur 14.6: Beobachtungen geostationärer Satelliten in Graz

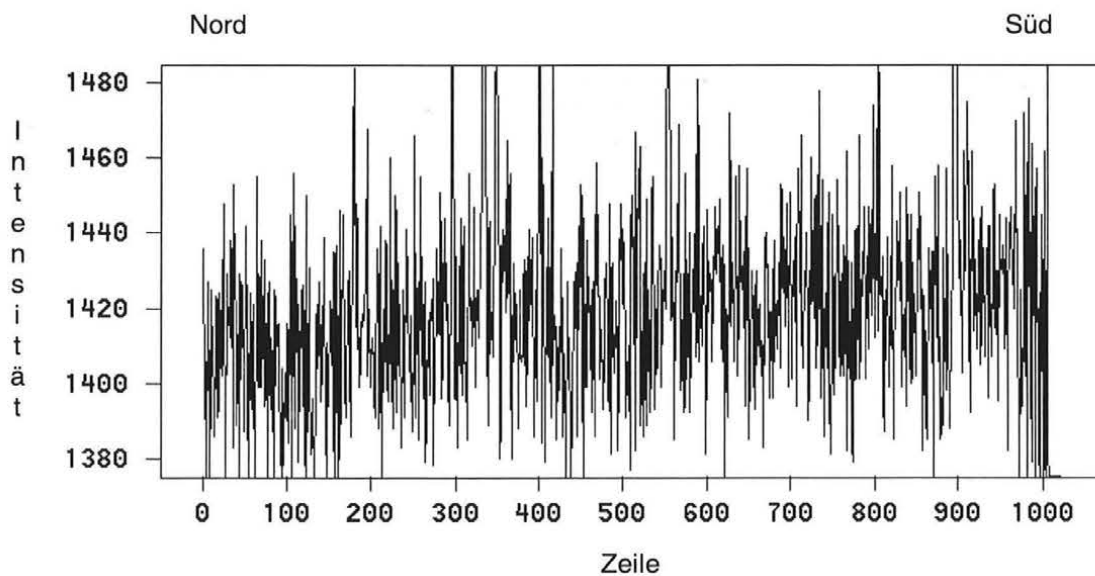
Alle Beobachtungen (insgesamt 844 CCD-Aufnahmen) wurden bei ausgeschalteter Sternnachführung durchgeführt. Sterne bildeten sich daher als Strichspuren ab (aufgrund der Ausrichtung des CCD-Chips stets parallel zu den CCD-Zeilen), geostationäre Satelliten als punktförmige Objekte. Die Belichtungszeit betrug für den hellsten der vier geostationären Satelliten

Gorizont 11 (Magnitudo etwa 10, variiert sehr stark aufgrund der Taumelbewegung) mindestens 1.5 Sekunden. Bei kürzeren Belichtungszeiten wäre eine Unterscheidung zwischen Sternen und Satellit nicht mehr möglich, da sich aufgrund der kurzen Brennweite Sterne ebenfalls als Punkte abbilden würden.

Für den schwächsten Satelliten Meteosat 6 mit einer Magnitudo von ca. 14 war die doppelte Belichtungszeit erforderlich, um noch ein Signal/Rausch-Verhältnis von etwa 2:1 zu erzielen. Bei solch schwachen Objekten und der extremen Lichtstärke der Optik erweist sich das Streulicht der Großstadt Graz, die südwestlich von der Beobachtungsstation liegt, als sehr störend.



Figur 14.7: Hintergrundrauschen in Ost-West Richtung (Belichtungszeit 4s)



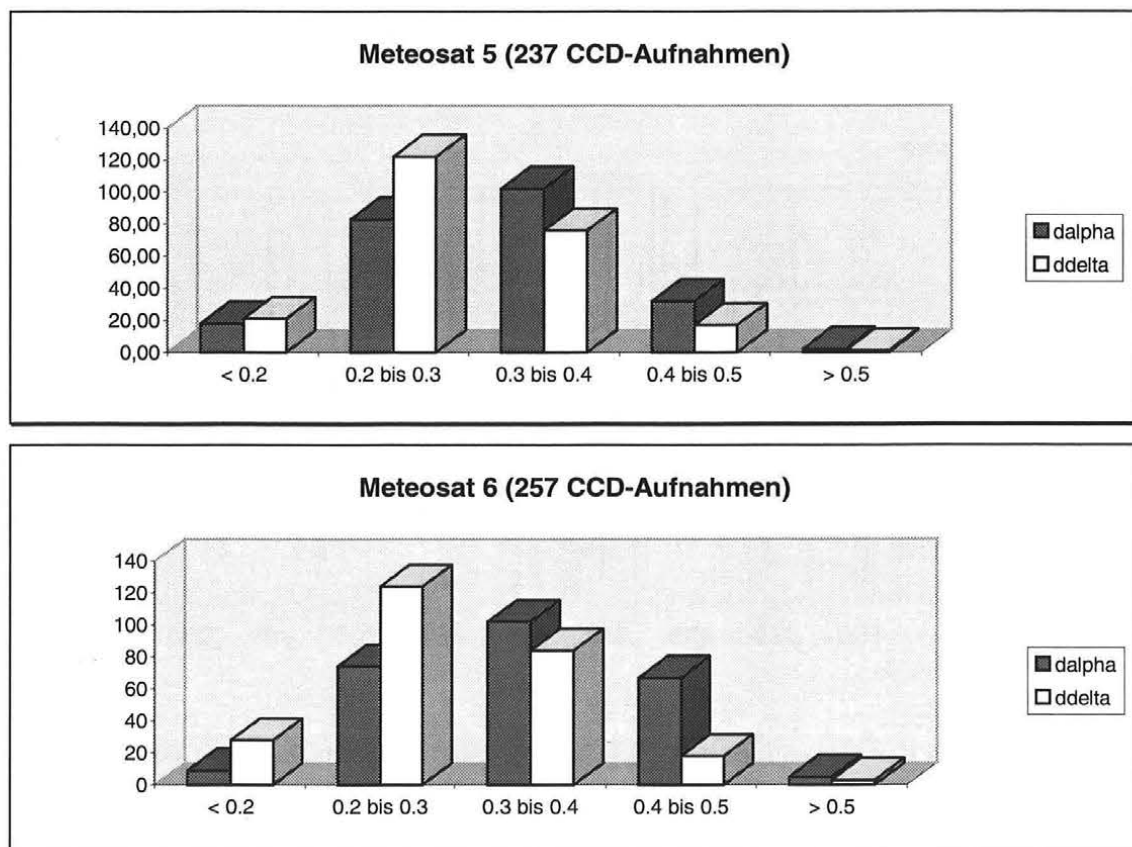
Figur 14.8: Hintergrundrauschen in Nord-Süd Richtung (Belichtungszeit 4s)

Bei Aufnahmen von Meteosat 6 (Stundenwinkel $\approx 1^{\text{h}}55^{\text{m}}$, Deklination $\approx -7^{\circ}$) verursacht das Streulicht von Graz ein Signal von rund 1300 Elektronen/Pixel/Sekunde! Dies bedeutet ein Hintergrundrauschen von 108 Elektronen/Pixel bei einer Belichtungszeit von 3 Sekunden und

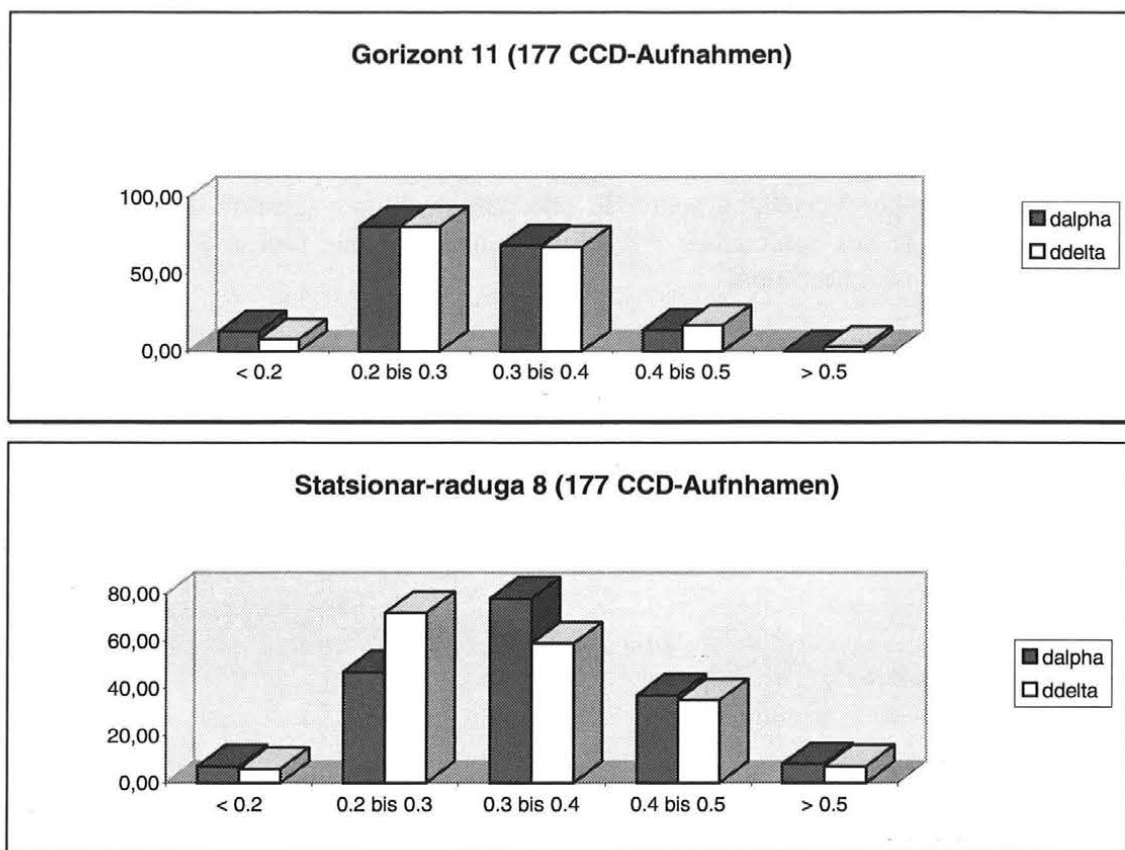
liegt daher um den Faktor 15 über dem Leserauschen der CCD-Kamera. Die Intensitätszunahme von Ost nach West in Figur 14.7 (Abbildung bei dünnen CCDs gespiegelt!) spiegelt die Richtung von Graz wider. Der Gradient der Intensität in Zenitrichtung (Figur 14.8) ist wesentlich geringer. Im Zenit selbst beträgt die Intensität des Himmelshintergrundes 700 Elektronen/Pixel/Sekunde.

Bei der großen Anzahl geostationärer Objekte stellt die Identifizierung oft ein gewisses Problem dar, insbesondere bei seit längerer Zeit nicht mehr kontrollierten Satelliten (Gorizont 11, Stasionar-raduga 8), deren Positionen relativ zur Beobachtungsstation ständigen Änderungen unterworfen sind. Besonders schwierig wird die Situation, wenn diese Objekte die Äquator Ebene „durchwandern“, da hier alle aktiven geostationären Satelliten anzutreffen sind. Bei einem Gesichtsfeld von fast 2° ist es keine Seltenheit, daß sich bis zu 5 geostationäre Satelliten auf einer CCD-Aufnahme befinden. Es ist jedoch möglich, bereits aus wenigen Aufnahmen in kurzen Zeitabständen unter Annahme einer Kreisbahn Bahnneigung und Rektaszension des aufsteigenden Knotens mit genügend hoher Genauigkeit zu bestimmen, um eine eindeutige Identifizierung durchzuführen. Jede Aufnahmeserie eines geostationären Satelliten besteht daher aus mehreren (meist 4) Aufnahmen innerhalb weniger Minuten, der Abstand der einzelnen Serien beträgt im allgemeinen 1 bis 2 Stunden. Während einer Nacht konnten bis zu 6 Serien aufgenommen werden.

Auf jeder CCD-Aufnahme konnten für die astrometrische Auswertung zumindest 8 PPM-Sterne (durchschnittlich jedoch 20) identifiziert werden, deren Helligkeit zwischen 7. und 10. Magnitudo liegt. Bei helleren Sternen kommt es bereits zu einem Auslaufen der Ladungen aufgrund einer Überbelichtung. Die Positionen wurden durch Lichtschwerpunktbildung bestimmt. Für die Transformation der Meßkoordinaten in Tangentialkoordinaten wurde die bilineare Transformation verwendet (Formel 12.10).



Figur 14.9a: Mittlere Fehler der Sternkoordinaten bei Aufnahmen von Meteosat 5 und 6



Figur 14.9b: Mittlere Fehler der Sternkoordinaten bei Aufnahmen von Gorizont 11 und Stasionar-raduga 8

In Figur 14.9a und 14.9b sind die mittleren Fehler der Sternkoordinaten in Bogensekunden (berechnet aus der Differenz der Katalogwerte und gemessenen Sternkoordinaten) dargestellt. Die Höhe der einzelnen Balken gibt die Anzahl der Aufnahmen innerhalb einer gewissen Fehlergrenze an. Die mittleren Fehler der meisten CCD-Aufnahmen spiegeln die Genauigkeit des PPM-Katalogs von 0.27'' wider. Auffallend ist, daß die Genauigkeit der Rektaszensionswerte mit Ausnahme der Aufnahmen von Gorizont 11 etwas unter jener der Deklinationswerte liegt. Die Ursache liegt darin, daß bei Strichspuren die Komponente in Bewegungsrichtung nicht mit derselben Genauigkeit erfaßt werden kann wie jene normal dazu. Bei Aufnahmen des Satelliten Gorizont 11 nehmen die Strichspuren aufgrund der kurzen Belichtungszeit fast Punktform an. Daher ist kein signifikanter Unterschied in der Positionsgenauigkeit der beiden Koordinatenrichtungen zu erkennen.

Die Ausmessung der Satellitenpositionen wurde auf mehrere Arten durchgeführt. Neben der Lichtschwerpunktbildung kamen auch eine ein- bzw. zweidimensionale Gaußverteilung zur Anwendung. Zusätzlich wurde die Position aus dem arithmetischen Mittel aller drei Messungen bestimmt.

Lichtschwerpunkt:

$$x_s = \frac{\sum I(x, y) \cdot x}{\sum I(x, y)} \qquad y_s = \frac{\sum I(x, y) \cdot y}{\sum I(x, y)} \qquad (14.73)$$

$I(x,y)$ = Intensität an der Stelle x,y

Eindimensionale Gaußverteilung:

$$f(x; a, b, c) = a \cdot \exp\left[-\left(\frac{2(x-b)}{c}\right)^2 \cdot \ln 2\right] \quad (14.74)$$

Der Parameter c obiger Verteilung sollte für alle punktförmigen Objekte den gleichen Wert annehmen und wurde aus zahlreichen Abbildungen heller Sterne (bei eingeschalteter Sternnachführung) mit $c = 2.0$ bestimmt.

Zweidimensionale Gaußverteilung:

$$f(x, y; a, b, c, d, e, f) = a \cdot \exp\left[-\left(\frac{(x-b)^2}{d^2} + \frac{(y-c)^2}{e^2} - \frac{2f(x-b)(y-c)}{de}\right) \cdot \ln 2\right] \quad (14.75)$$

Unter der Annahme konzentrischer Kreise bei Schnitten parallel zur xy-Ebene vereinfacht sich obige Formel auf:

$$f(x, y; a, b, c, d) = a \cdot \exp\left[-\left(\frac{(x-b)^2 + (y-c)^2}{d^2}\right) \cdot \ln 2\right] \quad (14.76)$$

Der Parameter d wurde analog zur eindimensionalen Gaußverteilung zu $d = 1.0$ berechnet.

Im folgenden sind die Meßergebnisse für Meteosat 5 für die Nacht vom 17. auf den 18.4.1996 angegeben. Die vollständigen Meßergebnisse liegen am Institut für Theoretische Geodäsie und Geophysik, Abteilung Theoretische Geodäsie, auf.

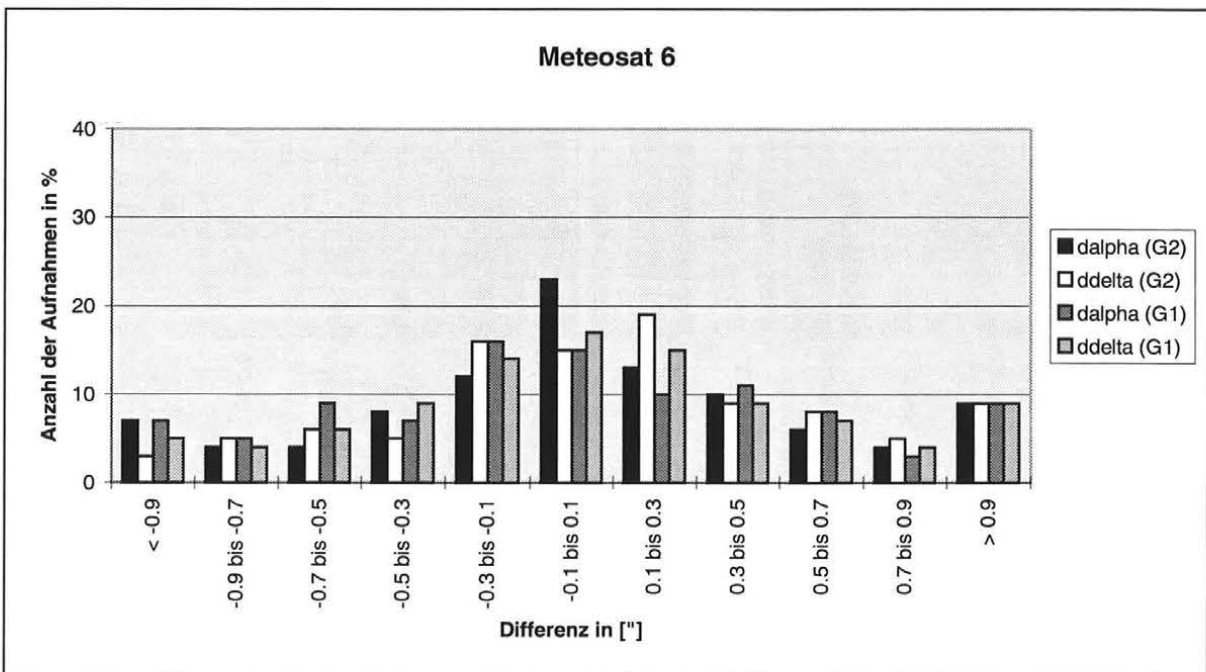
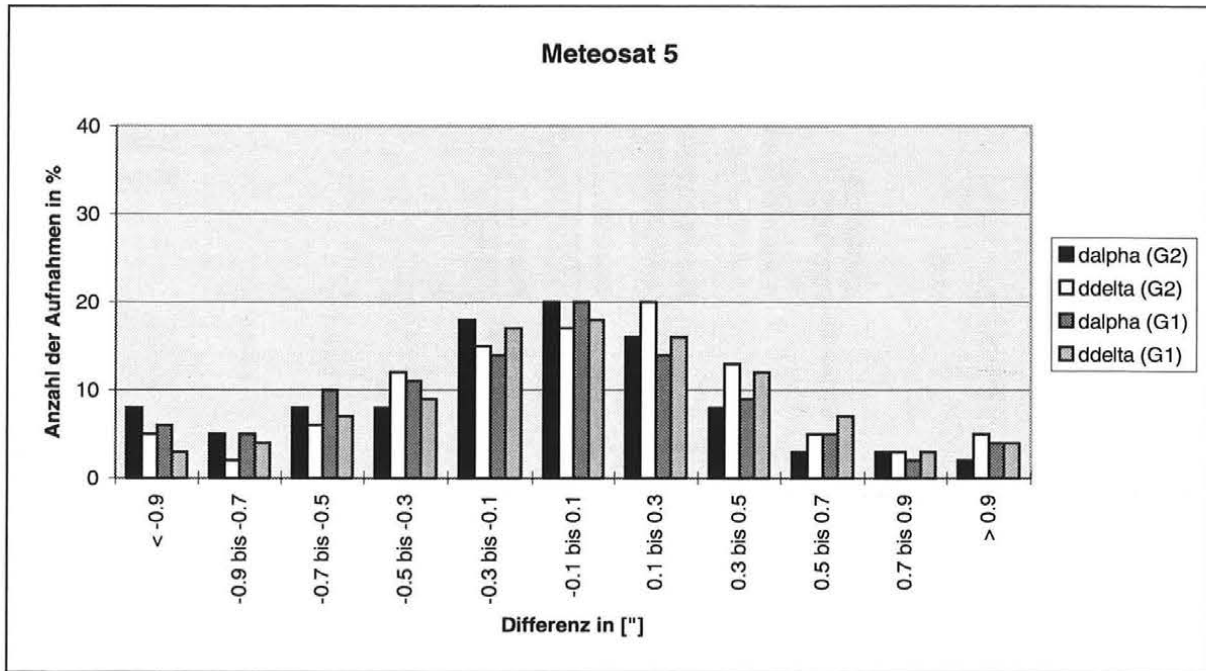
Meteosat 5

Nr.	Datum (MJD)	Rekt [h m s]	Dekl [° ' "]	dα ["]	dδ ["]	S-G2 (α, δ) ["]	S-G1 (α, δ) ["]	S-M (α, δ) ["]
1	50190.829242051	9.3237459	-6.350275	0.21	0.24	0.07	0.92	-0.20 -0.13 -0.07 0.26
2	50190.830732405	9.3446498	-6.350002	0.18	0.39	-0.33	-0.20	0.26 -0.59 -0.00 -0.26
3	50190.831542373	9.3556675	-6.345753	0.20	0.24	-0.20	-0.26	-0.20 -0.66 -0.13 -0.33
4	50190.833005071	9.3803382	-6.345194	0.17	0.24	0.20	0.53	0.00 0.26 0.07 0.26
5	50190.890819132	11.0131290	-6.334095	0.31	0.25	0.07	-0.33	0.40 -0.59 0.13 -0.33
6	50190.892629862	11.0408168	-6.334122	0.31	0.27	-0.07	0.40	-0.26 0.20 -0.13 0.20
7	50190.893961668	11.0603531	-6.334199	0.20	0.26	0.46	-0.00	0.60 -0.20 0.33 -0.07
8	50190.894896984	11.0724518	-6.334373	0.20	0.25	-0.13	-0.66	-0.07 -0.46 -0.07 -0.33
9	50190.922709465	11.4733795	-6.342636	0.14	0.17	0.13	-0.20	-0.07 -0.39 -0.00 -0.20
10	50190.924475551	11.5006779	-6.343091	0.15	0.17	-0.07	-0.59	-0.07 -0.59 -0.07 -0.40
11	50190.925332606	11.5121041	-6.343289	0.25	0.20	0.13	-0.53	0.33 0.39 0.13 -0.07
12	50190.926804483	11.5328592	-6.343509	0.22	0.22	0.27	0.46	0.27 0.46 0.20 0.33
13	50191.003885627	13.4446162	-6.403193	0.23	0.20	0.07	0.13	0.00 0.33 0.00 0.13
14	50191.005185008	13.4638723	-6.404007	0.20	0.24	-0.13	0.26	-0.07 -0.13 -0.07 0.07
15	50191.006224632	13.4808785	-6.404720	0.15	0.23	-0.00	-0.13	-0.00 -0.20 -0.00 -0.13
16	50191.007105052	13.4925095	-6.405339	0.14	0.30	0.20	-0.13	0.33 -0.00 0.13 -0.00
17	50191.067253590	15.1616024	-6.483710	0.22	0.27	-0.13	-0.66	0.06 -0.53 -0.00 -0.40
18	50191.068785965	15.1828746	-6.484971	0.27	0.36	-0.13	0.07	-0.27 0.07 -0.13 0.07
19	50191.069539011	15.1933971	-6.485652	0.23	0.32	-0.60	-0.33	-0.07 0.00 -0.20 -0.13
20	50191.070359647	15.2045099	-6.490390	0.18	0.33	-0.60	0.07	0.00 0.26 -0.20 0.13

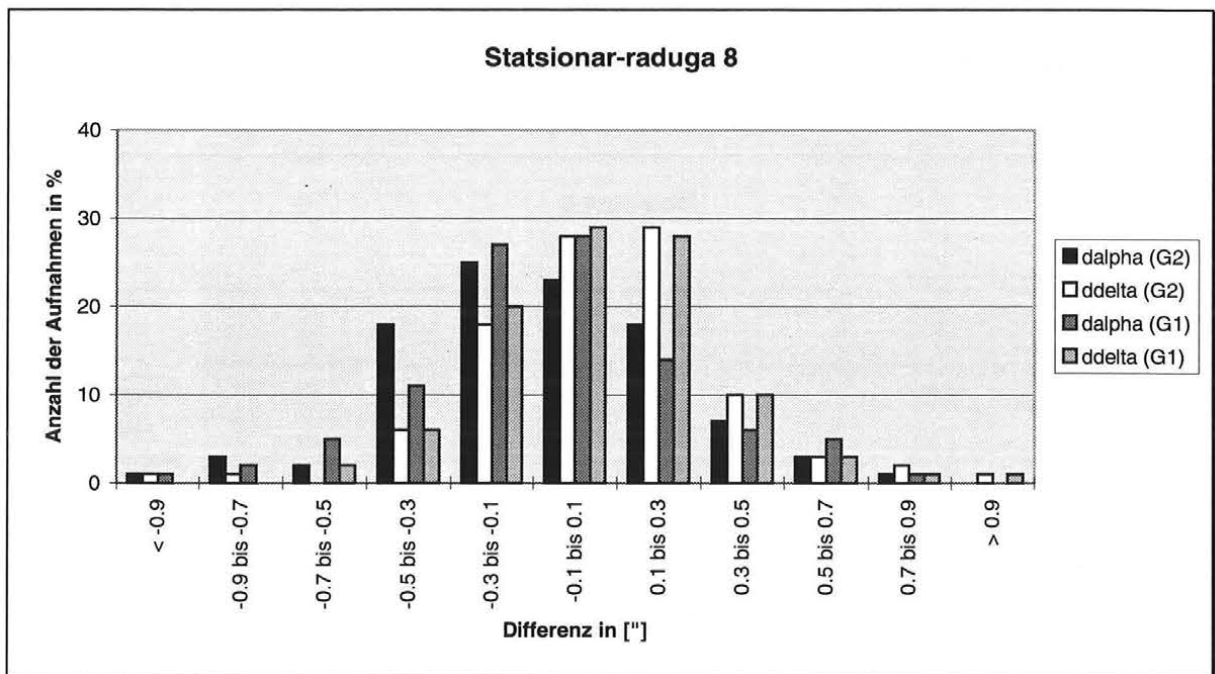
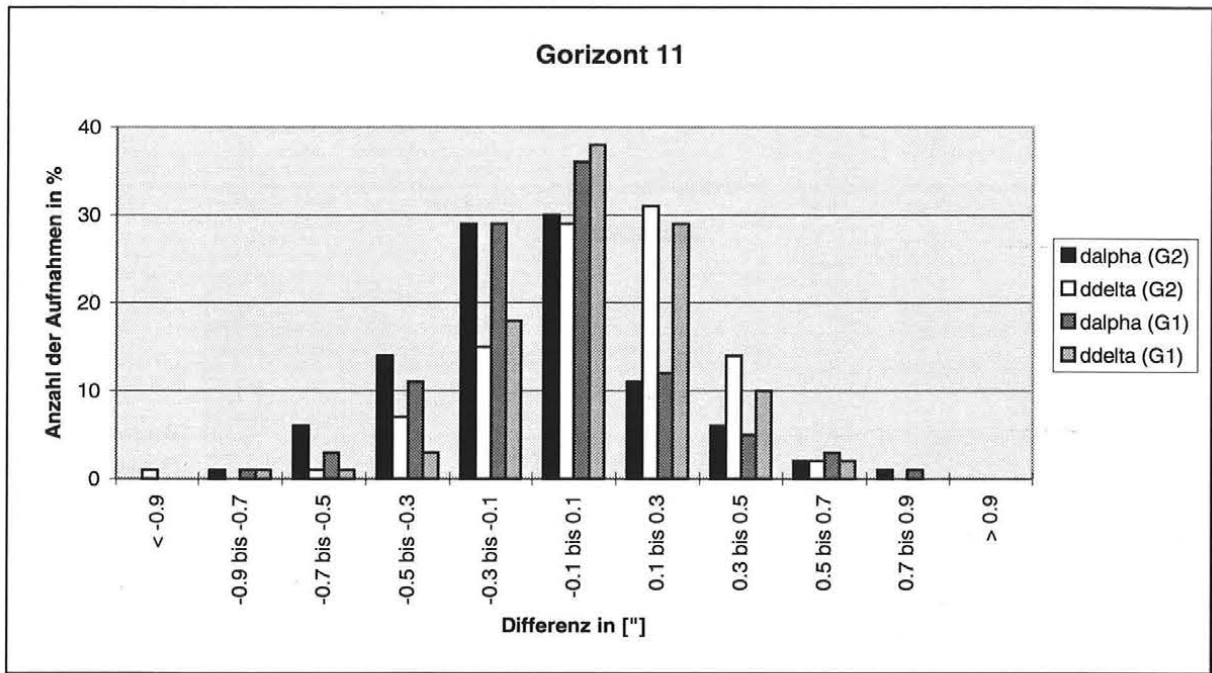
Hierbei bedeuten:

- Nr. fortlaufende Numerierung der Messungen
- MJD Modifiziertes Julianisches Datum der Meßepoche
- Rekt, Dekl topozentrische Satellitenkoordinaten im System J2000.0
- dα, dδ mittlerer Fehler der Messungen errechnet aus den Residuen der Referenzsterne
- S-G2 Differenz der Satellitenkoordinaten bei Berechnung aus Lichtschwerpunkt und zweidimensionaler Gaußverteilung
- S-G1 Differenz von Lichtschwerpunkt und eindimensionaler Gaußverteilung
- S-M Differenz von Lichtschwerpunkt und arithmetischem Mittel

Von Interesse ist die Differenz der Ergebnisse zwischen der Lichtschwerpunktbildung und den beiden Gaußverteilungen, wie in Figur (14.10a, b) dargestellt. Die Höhe der einzelnen Balken gibt die Anzahl der Aufnahmen in % wieder, die innerhalb einer gewissen Differenz (Einheit Bogensekunden) liegen. Es ist zu erkennen, daß bei helleren Objekten (Gorizont 11) deutlich kleinere Unterschiede zwischen den Auswertarten auftreten als bei schwachen Objekten (Meteosat 6).



Figur 14.10a: Differenz der Satellitenkoordinaten bei unterschiedlicher Objektdetektion (Meteosat5, Meteosat 6)



Figur 14.10b: Differenz der Satellitenkoordinaten bei unterschiedlicher Objektdetektion (Gorizont 11, Statsionar-raduga 8)

14.7 Berechnung der Bahnelemente und der Schwerefeldparameter C_{22} , S_{22}

Die Auswertung erfolgte mit dem Programm ORBDDET, welches am astronomischen Institut der Universität Bern entwickelt wurde. Das Programm erlaubt die Berechnung von Kepler- bzw. nichtsingulären Bahnelementen, Strahlungsdruckkoeffizienten sowie Gravitationsparametern. Die nichtsingulären Parameter sind wie folgt definiert:

$$\begin{aligned}
 h_1 &= e \cdot \sin(\Omega + \omega) \\
 h_2 &= e \cdot \cos(\Omega + \omega) \\
 k_1 &= \sin(i) \cdot \sin(\Omega) \\
 k_2 &= \sin(i) \cdot \cos(\Omega) \\
 \lambda &= \Omega + \omega + \nu
 \end{aligned}
 \tag{14.77}$$

Die Bahnintegration wird im Inertialsystem J2000.0 durchgeführt, wobei im Kräftenmodell folgende Effekte berücksichtigt werden:

- Erdpotential JGM-3 bis zu Grad und Ordnung 10
- Gravitation von Sonne und Mond mit Hilfe der JPL DE200 Ephemeriden
- direkter Strahlungsdruck
- Gezeitenpotential
- Präzession und Nutation, gegeben durch die IAU 1976- und IAU 1980-Modelle
- Korrektur UT1 – UTC sowie Polbewegung (Quelle: IERS-Bulletin B)

Zunächst wurden für die Satelliten Meteosat 5 und 6 nur die sechs Bahnelemente bestimmt, wobei anstelle der wahren Anomalie die Länge λ des Satelliten als nichtsingulärer Parameter eingeführt wurde. Für den Strahlungsdruck wurde ein Erfahrungswert früherer Beobachtungen der Meteosatsatelliten verwendet. Ziel war, den besten Fitalgorithmus (Lichtschwerpunkt, ein- und zweidimensionale Gaußverteilung sowie arithmetisches Mittel aus diesen) für die Berechnung der Satellitenpositionen zu bestimmen. Es zeigt sich, daß bei beiden Objekten die zweidimensionale Gaußverteilung zu den besten Ergebnissen führt. Der mittlere Fehler beträgt $\pm 0.5''$ bis $\pm 0.55''$ und liegt damit deutlich unter jenem des Lichtschwerpunkts. Die Genauigkeitssteigerung liegt zwischen rund 25% und 35% bei derart lichtschwachen Objekten. Dies ist insofern etwas überraschend, als bei helleren Objekten dieser Effekt nicht zu beobachten war (Kapitel 13). Während bei Meteosat 6 eine eindimensionale Gaußverteilung zu geringfügig besseren Ergebnissen gegenüber dem Lichtschwerpunkt führt, ist bei Meteosat 5 keine signifikante Differenz zu erkennen. Das arithmetische Mittel aus allen drei Berechnungsarten führt bei beiden Objekten zu den zweitbesten Ergebnissen.

Die gesamten Residuen für die einzelnen Beobachtungen liegen am Institut auf. An dieser Stelle seien als Beispiel nur die Residuen ($d\alpha$, $d\delta$) für die Beobachtungen von Meteosat 5 in der Nacht vom 17. auf den 18.4.1996 für die zweidimensionale Gaußverteilung angegeben.

Residuen (zweidimensionale Gaußverteilung)

Nr.	Datum (MJD)	$d\alpha['']$	$d\delta['']$				
				10	50190.924475551	-0.168	-0.165
				11	50190.925332606	-0.095	-0.112
1	50190.829242051	0.008	0.351	12	50190.926804483	0.454	0.418
2	50190.830732405	-0.384	-0.387	13	50191.003885627	0.072	-0.366
3	50190.831542373	-0.231	-0.277	14	50191.005185008	0.135	-0.170
4	50190.833005071	-0.416	0.206	15	50191.006224632	-0.051	-0.085
5	50190.890819132	-0.026	0.619	16	50191.007105052	0.289	-0.458
6	50190.892629862	0.523	0.563	17	50191.067253590	0.461	0.069
7	50190.893961668	-0.065	1.000	18	50191.068785965	-0.091	-0.041
8	50190.894896984	0.029	0.561	19	50191.069539011	0.158	0.065
9	50190.922709465	-0.252	-0.208	20	50191.070359647	0.618	-0.587

Meteosat 5, Lichtschwerpunkt

System	J2000.0	
Epoche	50265.0	
a	42165444.42	± 0.20
e	0.00009196089	± 0.00000027866
i	0.5623301	± 0.0000191
Ω	73.5151721	± 0.0014616
ω	104.7149395	± 0.2348280
λ	279.68073033	± 0.00007967
v	101.4506187	
p	-0.7104E-07	
RMS	0.623"	

Meteosat 5, Gauß 1D

J2000.0	
50265.0	
42165444.37	± 0.20
0.00009162828	± 0.00000028079
0.5623215	± 0.0000192
73.5141240	± 0.0014622
104.9534532	± 0.2358997
279.68081430	± 0.00008024
101.2132371	
-0.7104E-07	
0.630"	

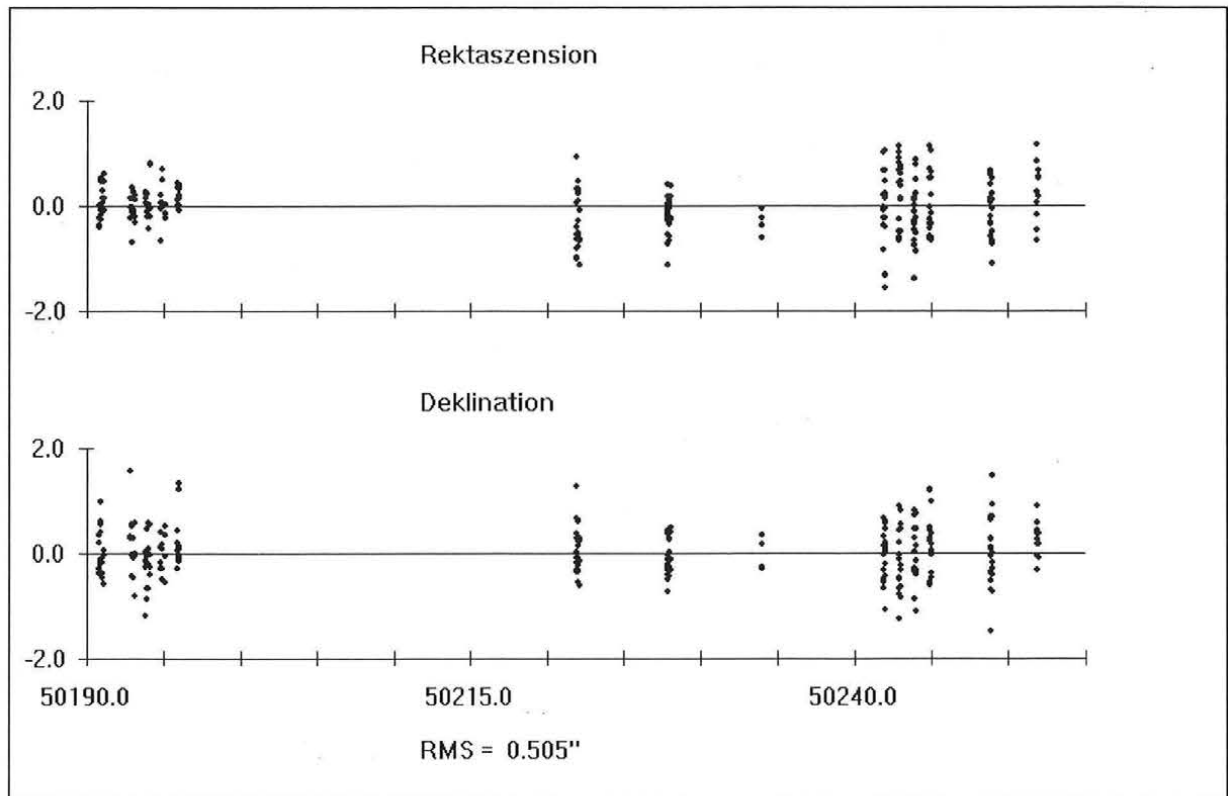
Meteosat 5, Gauß 2D

System	J2000.0	
Epoche	50265.0	
a	42165444.34	± 0.16
e	0.00009144757	± 0.00000022736
i	0.5623090	± 0.0000155
Ω	73.5148246	± 0.0011713
ω	105.1738932	± 0.1898142
λ	279.68087667	± 0.00006481
v	100.9921589	
p	-0.7104E-07	
RMS	0.504"	

Meteosat 5, arithmetisches Mittel

J2000.0	
50265.0	
42165444.39	± 0.18
0.00009165641	± 0.00000024536
0.5623177	± 0.0000167
73.5145326	± 0.0012625
105.0003691	± 0.2033444
279.68080709	± 0.00006983
101.1659054	
-0.7104E-07	
0.543"	

Tabelle 14.1: Bahnparameter von Meteosat 5 bei unterschiedlichen Fitalgorithmen



Figur 14.11: Residuen Meteosat 5, Gauß 2D (Einheiten Bogensekunden bzw. MJD)

Meteosat 6, Lichtschwerpunkt

System	J2000.0	
Epoche	50293.000000	
a	42167060.87	± 0.27
e	0.00011431315	± 0.00000025031
i	0.1277164	± 0.0000207
Ω	14.3204786	± 0.0070370
ω	186.2837009	± 0.1517130
λ	296.79874086	± 0.00010223
v	96.1945613	
p	-0.6860E-07	
RMS	0.734"	

Meteosat 6, Gauß 1D

J2000.0		
50293.000000		
42167060.84	± 0.25	
0.00011421952	± 0.00000023114	
0.1277066	± 0.0000190	
14.3048881	± 0.0064658	
186.5415698	± 0.1392998	
296.79879618	± 0.00009403	
95.9523383		
-0.6860E-07		
0.673"		

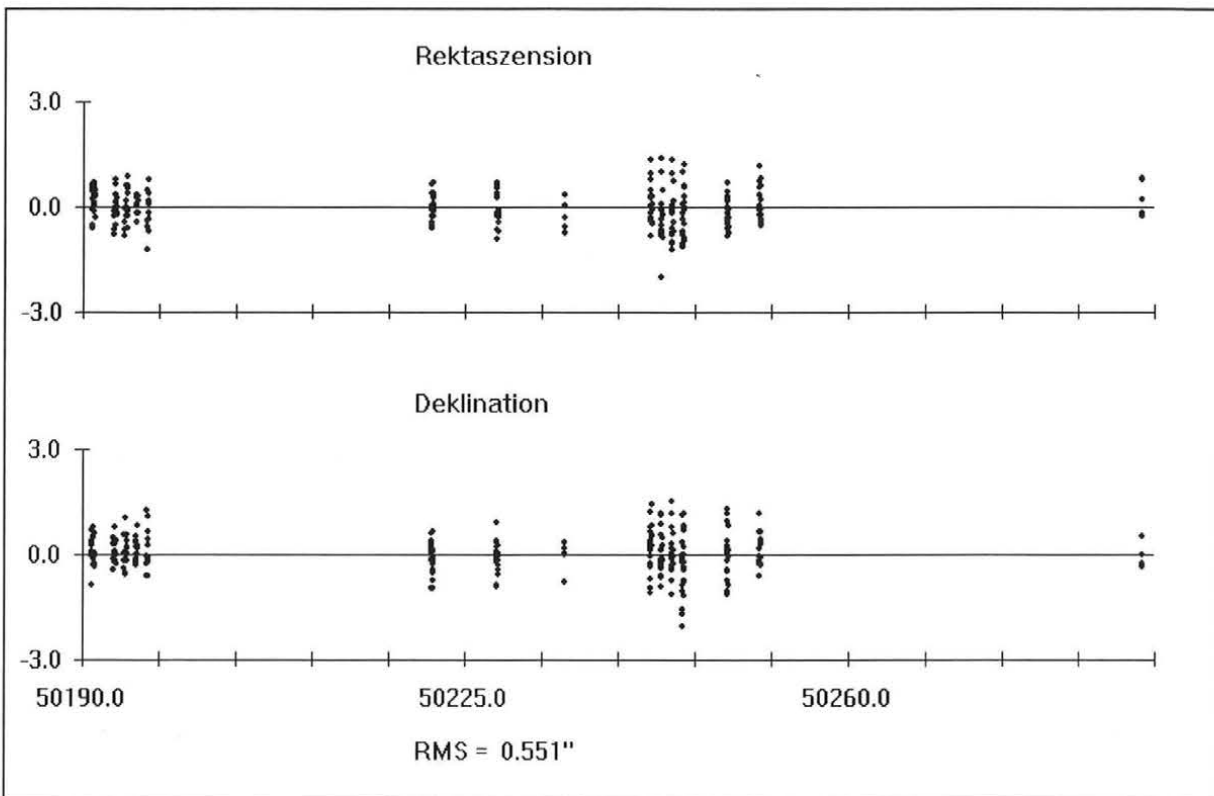
Meteosat 6, Gauß 2D

System	J2000.0	
Epoche	50293.000000	
a	42167060.94	± 0.20
e	0.00011461316	± 0.00000018668
i	0.1277076	± 0.0000154
Ω	14.3024803	± 0.0052282
ω	186.9634306	± 0.1118737
λ	296.79876540	± 0.00007672
v	95.5328545	
p	-0.6860E-07	
RMS	0.550"	

Meteosat 6, arithmetisches Mittel

J2000.0		
50293.000000		
42167060.89	± 0.21	
0.00011442216	± 0.00000019390	
0.1277098	± 0.0000160	
14.3085300	± 0.0054318	
186.6412839	± 0.1166696	
296.79876661	± 0.00007945	
95.8489527		
-0.6860E-07		
0.570"		

Tabelle 14.2: Bahnparameter von Meteosat 6 bei unterschiedlichen Fitalgorithmen



Figur 14.12: Residuen Meteosat 6, Gauß 2D (Einheiten Bogensekunden bzw. MJD)

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Verwendung eindimensionaler Verteilungen als Pointspreadfunction (PSF) nicht zweckmäßig ist, da durch das Aufsummieren der CCD-Zeilen und Spalten eigentlich eine Datenreduktion vorgenommen wird, die sich in der erzielbaren Genauigkeit niederschlägt. Für sehr lichtschwache Objekte hat sich die zweidimensionale Gaußverteilung als beste PSF herausgestellt, während für hellere Objekte (etwa ab 10. Magnitudo) die Lichtschwerpunktbildung zu den besten Ergebnissen führt. Umgelegt auf Aufnahmen geostationärer Satelliten bedeutet dies, daß die Positionen der Referenzsterne durch Lichtschwerpunktbildung bestimmt werden, während bei geostationären Satelliten die Berechnung mit Hilfe einer zweidimensionalen Gaußverteilung mit kreisförmigem Querschnitt und kalibriertem Parameter d der Verteilung erfolgt (Formel 14.76). In den Tabellen 14.1 und 14.2 sind die einzelnen Ergebnisse zusammengefaßt.

Betrachtet man die Residuen der einzelnen Beobachtungen, so ist kein Restsignal zu erkennen. (Figur 14.11, 14.12) Dies bedeutet, daß alle Störeinflüsse im Modell mit genügend hoher Genauigkeit erfaßt werden konnten. Dies ist um so erstaunlicher, als bei Meteosat 6 immerhin eine Bahnintegration über 96 Tage erfolgte.

Anders ist die Lage allerdings bei den abgeschalteten Satelliten Gorizont 11 und Statsionar-raduga 8. Hier zeigen insbesondere bei Gorizont 11 die Residuen noch ein deutliches Signal (Figur 14.13), dessen Ursache vermutlich in der Modellierung des Strahlungsdrucks liegt (dieser wurde als zusätzliche Unbekannte in das Modell eingeführt). Selbst bei relativ kurzem Bahnbogen von 10 Tagen ist noch ein Restsignal zu erkennen (Figur 14.14). Die Periode liegt etwa bei 10 - 30 Tagen. Sie ist jedoch nur schwer abzuschätzen, da keine kontinuierlichen Beobachtungsreihen vorliegen. Während Meteosatsatelliten eine zylinderartige Form aufweisen, dürfte es sich bei den russischen Satelliten um Körper mit großen „Sonnensegeln“ handeln, die noch dazu eine komplizierte Taumelbewegung ausführen, da sie nicht mehr nach der Sonne ausgerichtet werden. Leider sind keine Informationen über den exakten Aufbau zu bekommen.

Weiters weisen ihre Bahnen eine andere Charakteristik auf. Beide Satelliten haben bereits eine relativ große Bahnneigung erreicht, auch weicht ihre Bahnhalbachse deutlich vom geostationären Wert ab. Dies führt neben einer Pendelbewegung in Deklination zu einer Driftbewegung bei Gorizont 11 in westlicher Richtung bzw. bei Statsionar-raduga in östlicher Richtung. Betrachtet man die berechneten Strahlungsdruckparameter beider Satelliten gegenüber den Meteosatsatelliten (Tabelle 14.3), so fällt sofort ihr zu kleiner Wert auf. Aufgrund der beobachteten Magnitudo (10-11) wäre ein deutlich höherer Wert zu erwarten gewesen. Hier sind weitere Untersuchungen mit anderen Strahlungsdruckmodellen notwendig.

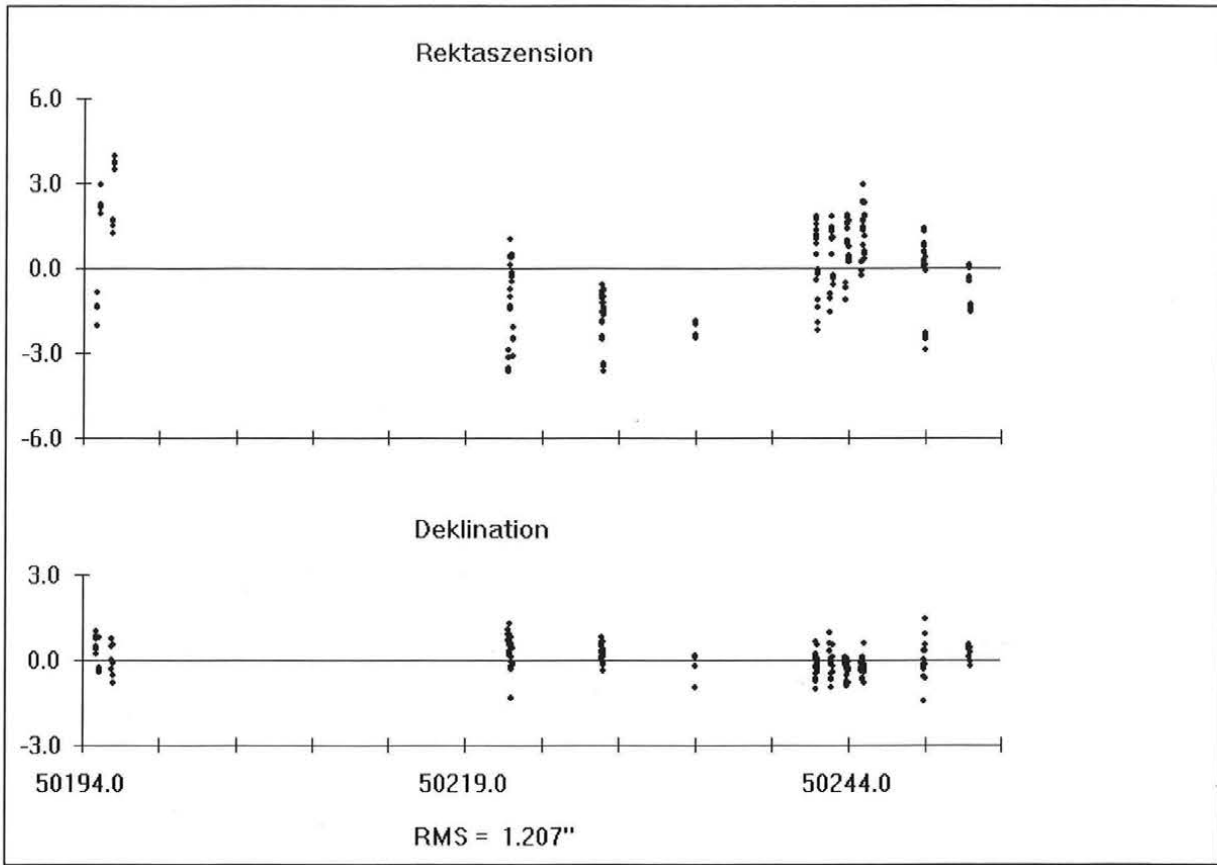
Gorizont 11, Lichtschwerpunkt

System	J2000.0	
Epoche	50252.000000	
a	42176561.78	± 2.21
e	0.00025376378	± 0.00000118719
i	8.2246834	± 0.0000553
Ω	48.9922000	± 0.0001782
ω	37.7252587	± 0.7386703
λ	271.75776058	± 0.00040274
v	185.0403019	-
p	-5.6982E-08	$\pm 2.73E-09$
RMS	1.205"	

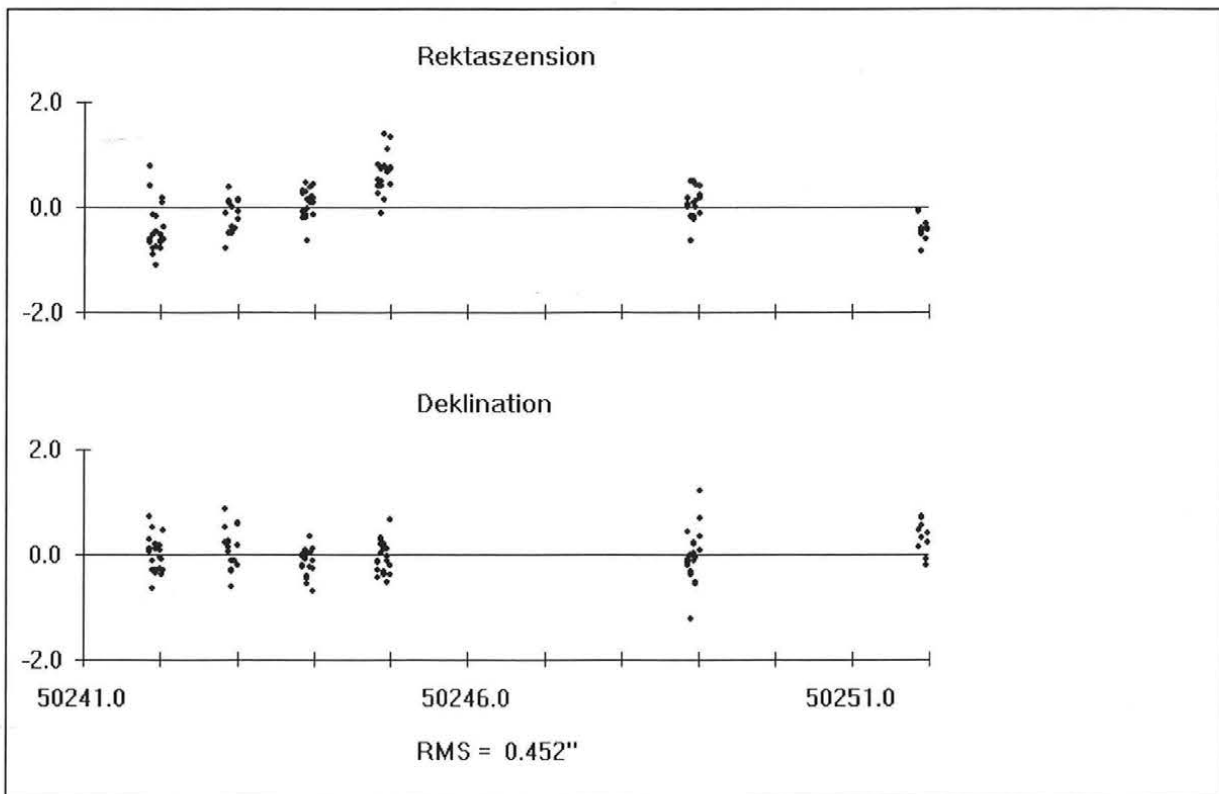
Stat.-raduga 8, Lichtschwerpunkt

J2000.0	
Epoche	50252.000000
a	42142979.16 ± 0.95
e	0.00814825471 ± 0.00000134965
i	12.3075375 ± 0.0000312
Ω	38.0279699 ± 0.0000704
ω	328.8808623 ± 0.0067141
λ	264.83867077 ± 0.00019483
v	257.9298386
p	-3.2057E-08 $\pm 1.08E-09$
RMS	0.683"

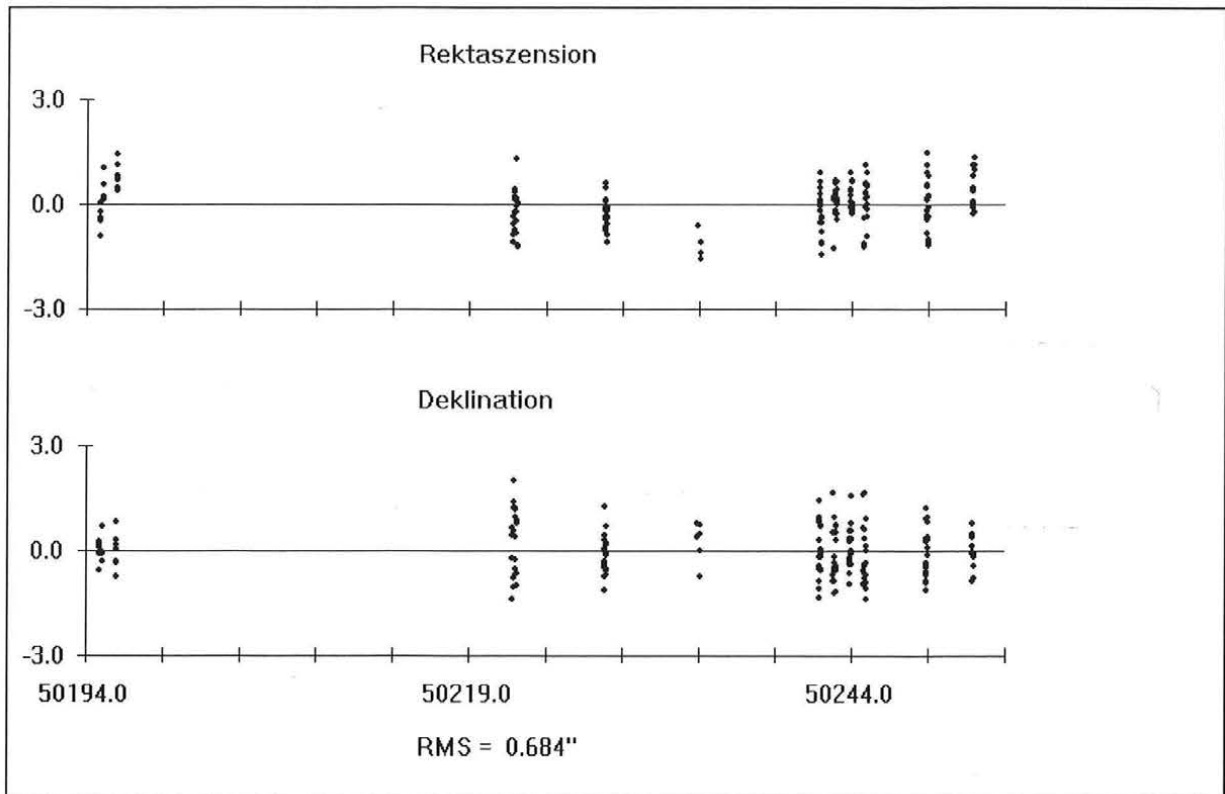
Tabelle 14.3: Bahnparameter von Gorizont 11 und Statsionar-raduga 8



Figur 14.13: Residuen Gorizont 11, Lichtschwerpunkt, alle Beobachtungen



Figur 14.14: Residuen Gorizont 11, Lichtschwerpunkt, 10 Tage



Figur 14.15: Residuen Stasionar-raduga 8, Lichtschwerpunkt

Die Beobachtungsreihen von Meteosat 5 und Meteosat 6 wurden nun herangezogen, um die Parameter des Erdgravitationsfeldes C_{22} und S_{22} zu bestimmen. Neben diesen beiden Parametern und den Bahnparametern wurden auch zwei Parameter für den direkten Strahlungsdruck als Unbekannte in das Modell eingeführt. Aufgrund von Konvergenzproblemen wurden die Beobachtungen von Meteosat 6 am 22.07.1996 nicht berücksichtigt. Hiermit ergaben sich 966 Beobachtungen für die Bestimmung der 16 Unbekannten.

Die berechneten resonanten Geopotentialkoeffizienten lauten:

$$\begin{aligned}\overline{C}_{22} &= 2.44001\text{E-}06 \pm 5.78\text{E-}10 \\ \overline{S}_{22} &= -1.40063\text{E-}06 \pm 1.55\text{E-}10\end{aligned}$$

Im zur Zeit meistverwendeten Modell JGM-3 sind die Werte wie folgt angegeben:

$$\begin{aligned}\overline{C}_{22} &= 2.43926\text{E-}06 \pm 3.65\text{E-}11 \\ \overline{S}_{22} &= -1.40027\text{E-}06 \pm 3.65\text{E-}11\end{aligned}$$

Am astronomischen Institut der Universität Bern wurden ebenfalls Beobachtungen geostationärer Satelliten (Meteosat 4 und 5) durchgeführt (Hugentobler et al., 1996). Die Aufnahmen erfolgten am 0.5 m Satellite Laser Ranging Teleskop in Zimmerwald, wobei als Detektor eine CCD-Kamera der Fa. Photometrics mit einem Chip mit 512*512 Pixel bei einer Pixelgröße von 20*20 μm verwendet wurde. Der Maßstab beträgt 4.16"/Pixel. Die Genauigkeit der Beobachtungen liegt ähnlich wie in Graz zwischen 0.5" und 0.7". Es wurde nun versucht, die Messungen von Zimmerwald und Graz zu kombinieren, um die Parameter C_{22} und S_{22} zu bestimmen.

Folgende Beobachtungsserien wurden kombiniert:

Meteosat 4: *Zimmerwald*
 20 Nächte vom 26.10.1994 bis 14.2.1995
 Bogenlänge 111 Tage
 901 Beobachtungen
 Manöver am 16.12.1994, 8:58 UT

Meteosat 5: *Zimmerwald*
 11 Nächte vom 3.1.1995 bis 14.2.1995
 Bogenlänge 43 Tage
 399 Beobachtungen
Graz
 14 Nächte vom 17.4.1996 bis 17.6.1996
 Bogenlänge 61 Tage
 234 Beobachtungen

Meteosat 6: *Graz*
 14 Nächte vom 17.4.1996 bis 17.6.1996
 Bogenlänge 61 Tage
 249 Beobachtungen

Für die Bestimmung der 32 Parameter (24 Bahnelemente, 3 Manöverparameter, 3 Strahlungsdruckparameter - für Meteosat 5 wurde ein gemeinsamer Parameter angesetzt, 2 Schwerefeldparameter) standen 1783 Beobachtungen zur Verfügung. Die Bahnintegration erfolgte mit Hilfe der nichtsingulären Bahnelemente (Formel 14.77). Für den Strahlungsdruck wurde ein spezielles Modell verwendet, welches die Zylinderform der Meteosatsatelliten berücksichtigt. Es zeigte sich, daß durch die Kombination der Messungen die Genauigkeit der Schwerefeldparameter um etwa 50% gesteigert werden konnte. So liegt sie bei S_{22} nur noch um einen Faktor 2.7 über dem JGM-3 Modell. Außerdem beachte man die hervorragende Übereinstimmung der Parameter:

$$\begin{aligned} \overline{C}_{22} &= 2.43923E-06 \pm 3.90E-10 \\ \overline{S}_{22} &= -1.40031E-06 \pm 9.77E-11 \end{aligned}$$

Die Parameter der einzelnen Satelliten (Bahnelemente, Strahlungsdruck, Manöverparameter) können untenstehenden Tabellen entnommen werden.

Meteosat 4, Bern

System	J2000.0	
Epoche	49702.373611	
a	42165763.42	± 0.16
e	0.00025498132	
i	0.816026	
Ω	68.173564	
ω	-182.505171	
λ	211.1011146	± 0.000033699
v	325.4327209	
h1	-2.323328942E-04	$\pm 1.41E-07$
h2	-1.050566537E-04	$\pm 2.15E-07$
k1	1.322091531E-02	$\pm 1.89E-07$
k2	5.295066016E-03	$\pm 1.87E-07$
p	-6.783374078E-08	$\pm 1.91E-10$
RMS	0.652"	

Meteosat 5, Bern

System	J2000.0	
Epoche	49720.000000	
a	42168882.66	± 0.37
e	0.00009861606	
i	0.064627	
Ω	-100.716024	
ω	197.884944	
λ	101.7147588	± 0.000027834
v	4.5458383	
h1	9.784513440E-05	$\pm 1.81E-07$
h2	-1.230679663E-05	$\pm 2.77E-07$
k1	-1.108289907E-03	$\pm 2.25E-07$
k2	-2.097345841E-04	$\pm 2.39E-07$
p	-6.822268851E-08	$\pm 4.75E-10$
RMS	0.725"	

Tabelle 14.4: Beobachtungen der Meteosatsatelliten 4 und 5 in Bern

Für Meteosat 4 wurden folgende Manöverparameter bestimmt:

radial	-1.074255248E-03	± 5.78E-04
alongtrack	-1.781171996E-04	± 0.13E-04
crosstrack	-2.103189908E-01	± 9.42E-04

Meteosat 5, Gauß 2D, Graz

System	J2000.0	
Epoche	50265.000000	
a	42165447.64	± 0.61
e	0.00010369923	
i	0.562341	
Ω	73.513436	
ω	102.458733	
λ	279.6795487	± 0.000181525
v	103.7073791	
h1	7.283939382E-06	± 5.67E-07
h2	-1.034431030E-04	± 0.12E-07
k1	9.411038136E-03	± 2.44E-07
k2	2.785276081E-03	± 2.37E-07
p		
RMS	0.562"	

Meteosat 6, Gauß 2D, Graz

System	J2000.0	
Epoche	50253.000000	
a	42166042.28	± 0.45
e	0.00003136175	
i	0.152077	
Ω	-27.438021	
ω	-55.763965	
λ	257.2427264	± 0.000124558
v	340.4447131	
h1	-3.114126641E-05	± 6.09E-07
h2	3.712276045E-06	± 9.25E-07
k1	-1.223041466E-03	± 2.17E-07
k2	2.355658820E-03	± 2.37E-07
p	-6.393295543E-08	± 4.65E-10
RMS	0.573"	

Tabelle 14.5: Beobachtungen der Meteosatsatelliten 5 und 6 in Graz

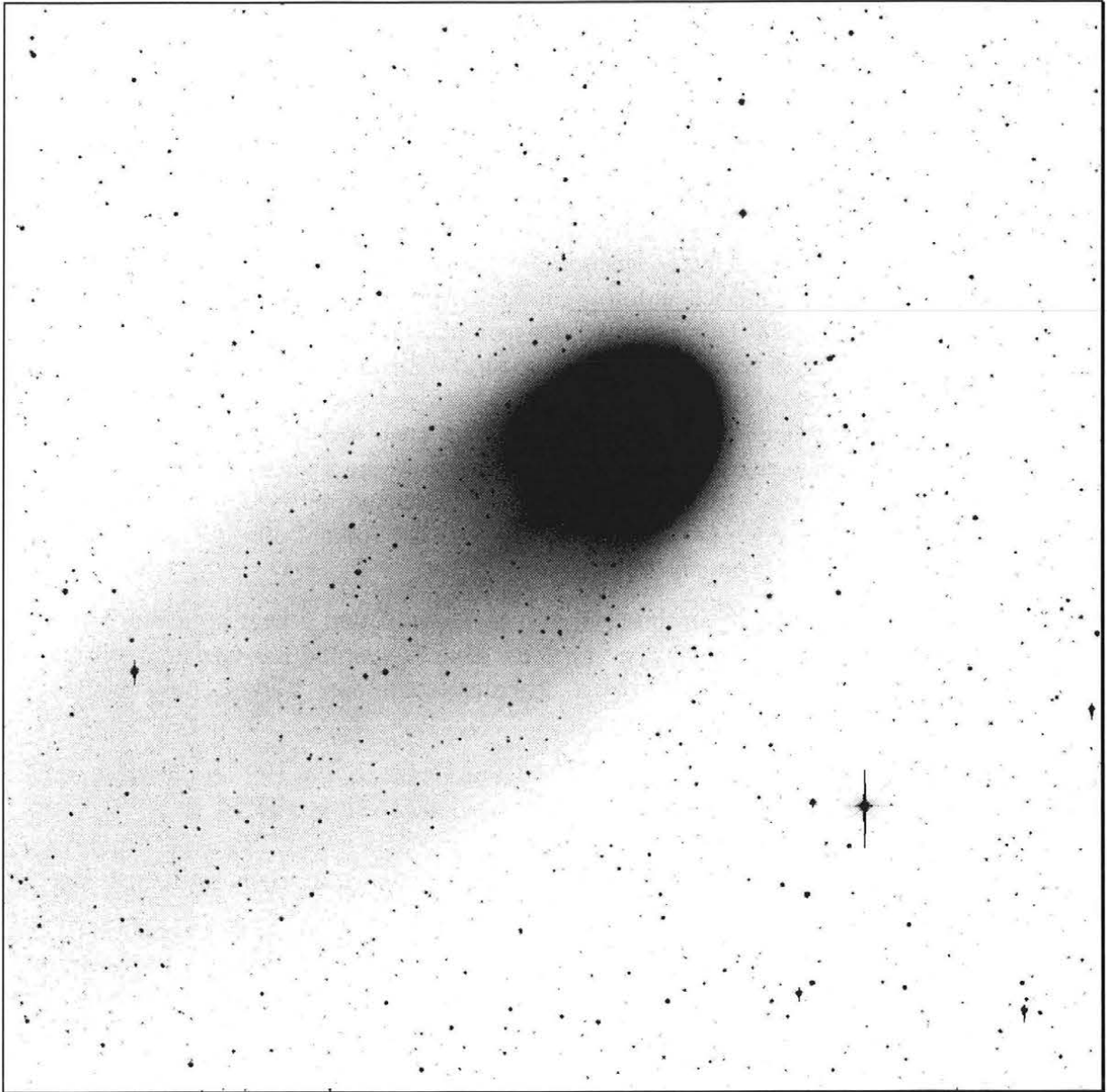
15 Zusammenfassung

Die optische Beobachtung von Objekten des geostationären Ringes ist in zweifacher Hinsicht von großem Interesse. Wie in der vorliegenden Arbeit gezeigt wurde, kann die Beobachtung geostationärer Satelliten einen Beitrag für die Bestimmung der resonanten Geopotentialkoeffizienten C_{22} und S_{22} leisten. Weiters rückt die Detektierung von Weltraumschrott, die nur auf optischem Weg erfolgen kann, immer mehr in den Vordergrund. Umfangreiche Meßserien wurden jedoch erst durch den Einsatz leistungsfähiger CCD-Kameras ermöglicht. Einerseits wäre die Durchführung auf klassischem fotografischen Weg mit Fotoplatten mit erheblich größerem Zeitaufwand verbunden (falls aufgrund der geringen Helligkeit dieser Objekte eine Beobachtung überhaupt möglich wäre!). Benötigt man für die Entwicklung und Auswertung einer Fotoplatte ungefähr 1 Stunde, so reduziert sich der Zeitaufwand unter Verwendung der CCD-Technologie auf rund 3 Minuten! Andererseits darf man auch den Kostenfaktor nicht außer acht lassen. Bei einem Preis einer Fotoplatte der Fa. Orwo für die Zeiss BMK von ca. 600 öS wären die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messungen mit einem finanziellen Aufwand von 500000 öS verbunden gewesen. Damit hat sich der Ankauf der CCD-Kamera SITE 1024B allein mit dieser Arbeit fast amortisiert.

Die Genauigkeit der Richtungsbeobachtungen von Meteosat 5 und 6 liegt bei etwa $0.5''$ und damit unter einem Zehntel der Pixelgröße von $6.6''$. Eine Steigerung der Genauigkeit ist vor allem durch das Streulicht von Graz limitiert, trotzdem sollte eine Verbesserung durch den Einsatz folgender Mittel erzielt werden können:

- hochgenauer astrometrischer Sternkatalog (Hipparcos, steht ab Juni 1997 zur Verfügung)
- Berücksichtigung der Farbrefraktion in den Positionen der Referenzsterne
- Berücksichtigung der Verzeichnung des Objektivs
- Verbesserung des Fitalgorithmus, basierend auf einer zweidimensionalen Gaußverteilung

Die Einsatzmöglichkeit obiger CCD-Kamera beschränkt sich natürlich nicht auf die Beobachtung geostationärer Satelliten. Auch tiefer fliegende Satelliten, insbesondere GPS-Satelliten, sollen in nächster Zeit beobachtet werden. Aber auch Aufnahmen von Kometen werden laufend durchgeführt. Die schönste Aufnahme soll den Abschluß dieser Arbeit bilden. Diese stammt vom Kometen Hyakutake und wurde am 28.03.1996 um 19^{50} UT aufgenommen.



Figur 15.1: Komet Hyakutake

A Anhang

A.1 Ausgleich vermittelnder Beobachtungen

Zunächst muß eine Beziehung zwischen den Beobachtungen und den Unbekannten U_j hergestellt werden, wobei die Anzahl der Unbekannten kleiner als die Anzahl der Beobachtungen sein muß. Bezeichnet man mit v_i die Verbesserungen der Beobachtungen B_i , so lauten die Beobachtungsgleichungen:

$$B_i + v_i = f_i(U_1, U_2, \dots, U_k) \quad (\text{A.1.1})$$

Sind Näherungen für die Unbekannten bekannt ($U_{j,0}$), so können die Beobachtungsgleichungen mit Hilfe einer Taylorreihenentwicklung linearisiert werden. Bricht man die Taylorreihe nach dem 1. Glied ab, so erhält man die Verbesserungsgleichungen:

$$v_i = \frac{\partial f_i}{\partial U_1} \cdot dU_1 + \frac{\partial f_i}{\partial U_2} \cdot dU_2 + \dots + \frac{\partial f_i}{\partial U_k} \cdot dU_k - (B_i - f_i(U_{1,0}, \dots, U_{k,0})) \quad (\text{A.1.2})$$

bzw. in Matrixschreibweise

$$\mathbf{v} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{x} - \mathbf{l} \quad (\text{A.1.3})$$

Die Unbekannten werden so bestimmt, daß gilt:

$$\mathbf{v}^T \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{v} = \min \quad (\text{A.1.4})$$

Bei unkorrelierten Beobachtungen stellt die Gewichtsmatrix \mathbf{P} eine Diagonalmatrix dar, deren Komponenten durch die Reziprokwerte der Quadrate der mittleren Fehler der Beobachtungen bestimmt ist. Bei korrelierten Beobachtungen ist die Matrix \mathbf{P} voll besetzt.

Der Unbekanntenvektor \mathbf{x} errechnet sich nun durch Auflösung des Normalgleichungssystems:

$$\mathbf{A}^T \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{x} - \mathbf{A}^T \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{l} = 0 \quad (\text{A.1.5})$$

Mit $\mathbf{Q} = (\mathbf{A}^T \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{A})^{-1} \quad (\text{A.1.6})$

erhält man:

$$\mathbf{x} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{A}^T \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{l} \quad (\text{A.1.7})$$

Für den mittleren Gewichtseinheitsfehler (= mittlerer Fehler einer Beobachtung mit dem Gewicht 1) gilt:

$$m_0 = \sqrt{\frac{\mathbf{v}^T \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{v}}{n - k}} \quad (\text{A.1.8})$$

n Anzahl der Beobachtungen

k Anzahl der Unbekannten

Für den mittleren Fehler einer Unbekannten gilt:

$$m_k = m_0 \cdot \sqrt{Q_{kk}} \quad (\text{A.1.9})$$

Der mittlere Fehler einer Funktion der Unbekannten $F(U_k)$ berechnet sich aus (allgemeines Fehlerfortpflanzungsgesetz):

$$m_F = m_0 \cdot \sqrt{\mathbf{f}^T \cdot \mathbf{Q} \cdot \mathbf{f}} \quad \mathbf{f}^T = \left(\frac{\partial F}{\partial U_1} \quad \dots \quad \frac{\partial F}{\partial U_k} \right) \quad (\text{A.1.10})$$

A.2 Programme

Alle im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Programme wurden in Borland Pascal 7.0 geschrieben und unter den Betriebssystemen „DOS 6.22 / Windows for Workgroups 3.11“ bzw. „Windows 95“ getestet. Der Sourcecode der Programme liegt am Institut für Theoretische Geodäsie und Geophysik, Abteilung Theoretische Geodäsie, auf.

A.2.1 Programm PMISDDE

PMISDDE wurde für die spezielle Belichtungssteuerung der CCD-Kamera SITE 1024B entwickelt, um die Epochenregistrierung der Aufnahmen mit einer Genauigkeit von rund 30 μ s durchführen zu können (Kapitel 5). Es ermöglicht nicht nur die Aufnahme einzelner Bilder, sondern es kann auch eine Aufnahmeserie gestartet werden. Das Programm kommuniziert mit dem von der Fa. Photometrics entwickelten Programm PMIS (PMIS, 1994) über DDE (Dynamic Data Exchange), welches für die Ausführung der Kamerabefehle verantwortlich ist. Mit PMISDDE werden weiters verschiedene Optionen der Zeitkarte bc627 AT eingestellt (Triggerung auf die steigende oder fallende Flanke des ankommenden TTL-Signals, Schreibschutz ja/nein) und die Zeitkarte ausgelesen. Das Programm ist auch für die Speicherung der einzelnen Aufnahmen zuständig. Die für eine spätere astrometrische Auswertung (Programm CCD - siehe A.2.4) benötigten Informationen werden in der Kommentarzeile des CCD-Files gespeichert. Es sind dies:

- Aufnahmeort
- Zeitpunkt der Aufnahme (Datum [dd.mm.yyyy], Belichtungsmitte [h.mmss,...]), Belichtungsdauer ([s,...])
- Aufnahmerichtung (Deklination, Stundenwinkel)
- Luftdruck (hPa) und Temperatur ($^{\circ}$ C)
- Mittelwert der Pixelintensitäten

Der Programmablauf ist wie folgt gegeben:

- Einlesen der Aufnahmeinformationen über folgendes Dialogfenster:

Ort:	GRAZ
Objekt:	MET5
Stundenwinkel[h.mmss.]:	1.04
Deklination[Grad.mmss...]:	-7.12
Luftdruck[mbar]:	968
Temperatur[°C]:	17
Belichtungsdauer(ms):	1000
Anzahl der Aufnahmen:	4
Nummer der ersten Aufnahme:	5
CSHIFT:	1024 15

Figur A.1: Aufnahmedaten

Mit Hilfe des Feldes CSHIFT x,y kann die Anzahl der Zeilen eingegeben werden, um die das CCD-Bild nach dem Öffnen bzw. vor dem Schließen des Verschlusses geschoben werden soll.

- Setzen des Eventcapture auf die steigende Flanke des ankommenden Signals, Schreibschutz der Zeitkarte entfernen. Wie in Kapitel 5.2 erklärt, ist der Belichtungsbeginn durch die letzte fallende Flanke des P3-Gates gegeben. Da auf die letzte steigende Flanke des P1-Gates getriggert wird, müssen zu der registrierten Zeit 18.5 μ s addiert werden.
- Löschen des CCD-Bildes
- Öffnen des Verschlusses
- Parallelverschieben des CCD-Bildes um CSHIFT x
- Belichtung
- Auslesen der Zeitkarte
- Setzen des Eventcapture auf die steigende Flanke, Schreibschutz aktivieren: Das Belichtungsende ist durch die erste steigende Flanke des P1-Gates gegeben.
- Parallelverschieben des CCD-Bildes um CSHIFT y
- Schließen des Verschlusses
- Auslesen der Zeitkarte
- Auslesen des CCD-Bildes
- Berechnung von Mittelwert und Standardabweichung des CCD-Bildes
- Berechnen von scalemin und scalemax: Für die Darstellung des CCD-Bildes am Bildschirm muß der darzustellende Dynamikumfang (untere und obere Grenze der Pixelintensitäten) des Bildes eingegeben werden. Die Berechnung erfolgt aus dem Intensitätsmittelwert (avg) und der Standardabweichung (std). Für die untere (scalemin) bzw. obere Grenze (scalemax) gilt:

$$\begin{aligned} \text{scalemin} &= \text{avg} - \text{std} \\ \text{scalemax} &= \text{avg} + 3 \cdot \text{std} \end{aligned} \tag{A.2.1}$$

Alle Pixelwerte unter scalemin werden schwarz, über scalemax weiß dargestellt. Dazwischen erfolgt eine Darstellung in maximal 256 Graustufen.

- Schreiben der Kommentarzeile (siehe oben)
- Abspeichern des CCD-Bildes (als Fileformat wird das von der Fa. Photometrics entwickelte PMIS Format (PMIS, 1994) verwendet. Die Filenamen, unter denen die CCD-Bilder abgespeichert werden, setzen sich aus den ersten fünf Zeichen des Objektnamens und der dreistelligen Aufnahmeummer zusammen. In obigem Beispiel (Figur A.1) würde eine Serie von 4 Aufnahmen durchgeführt und unter met5005.pmi bis met5008.pmi abgespeichert werden (Fileextension ist immer „pmi“). Sollte der vom Programm vorgeschlagene Name bereits existieren, erfolgt eine Abfrage, ob das File überschrieben werden soll.
- eventuell neue Aufnahme starten

A .2.2 Programm SETUPGPS

Durch Kommunikation über Datenpakete (bc627, 1993) werden einige Optionen für den GPS-Empfänger Trimble Acutime II gesetzt.

Paket 22: Der GPS-Empfänger kann in 4 verschiedenen Modi betrieben werden. Neben der Synchronisation der Zeitkarte werden folgende Berechnungen durchgeführt:

- 1-satellit: keine Bestimmung der Position des Empfängers; daher muß diese für eine exakte Zeitsynchronisation genau bekannt sein.
- 3-satellit: nur die Lage des Empfängers wird berechnet, die Höhe muß manuell eingegeben werden.
- 4-satellit: Berechnung von Länge, Breite und Höhe des Empfängers.
- Automatic: Es wird zunächst eine 3D-Lösung versucht. Können jedoch nur drei Satelliten gefunden werden, so wird automatisch in den 3-satellit Mode umgeschaltet (2D-Lösung)

Das Programm setzt den Mode auf automatic.

Paket 2C: Sogenannte „operating parameters“ werden gesetzt:

- Dynamics Code: der GPS-Empfänger kann sowohl in einem stationären als auch in einem dynamischen Mode betrieben werden, für den vier verschiedene Geschwindigkeitsbereiche zur Verfügung stehen. Das Programm stellt den stationären Mode ein.
- Elevationswinkel: es wird der minimale Elevationswinkel eingegeben, bei dem noch Signale eines Satelliten für eine Positionsbestimmung herangezogen werden. Der Wert wird auf 10° eingestellt.
- Signal level mask: setzt das Signalniveau, ab dem ein Satellit für die Positionsbestimmung herangezogen wird (= 6)
- PDOP mask: maximaler PDOP, bei dem noch eine Positionsbestimmung durchgeführt wird (= 12)
- PDOP switch: jener PDOP, bei dem zwischen einer 3D und einer 2D Lösung umgeschaltet wird (= 8)

Paket 35: Es können verschiedene Ein- und Ausgabeoptionen gesetzt werden. Folgende Einstellungen wurden gewählt:

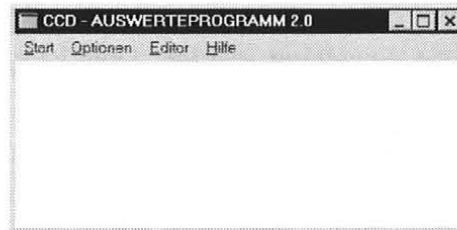
- Ausgabe der Position des Empfängers in der Form Länge, Breite, Höhe (bezüglich WGS-84 System) als single-precision Werte
- keine Geschwindigkeitsausgabe des Empfängers
- Ausgabe der UTC-Zeit an Stelle der GPS-Zeit

A .2.3 Programm INITIAL

Da der GPS-Empfänger über keinen Speicher verfügt, gehen die Informationen über den letzten Aufstellungsort nach Abschalten des Geräts verloren. Obwohl die Inbetriebnahme auch ohne Kenntnis des derzeitigen Beobachtungsorts möglich wäre, ist die Eingabe der ungefähren Position des Empfängers von Vorteil. Sonst würde eine weltweite Suche nach der Position erfolgen, die natürlich entsprechend Zeit benötigt. Mit dem Programm INITIAL kann die Position in Form von Länge, Breite und Höhe eingegeben werden.

A .2.4 Programm CCD

Wie in Kapitel 13 bereits erwähnt, wurde dieses Programm für die astrometrische Auswertung von CCD-Aufnahmen geostationärer Satelliten entwickelt. Zunächst wird die Bedienung des Programms beschrieben, gefolgt von einer Beschreibung der einzelnen Routinen.

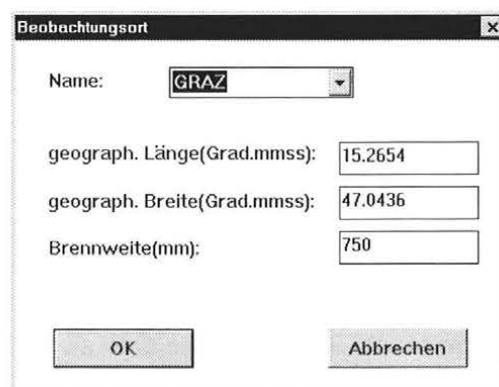


Figur A.2: Programm CCD

Mit Hilfe des Menüpunkts „Verzeichnisse...“ des Menüs „Optionen“ werden die Verzeichnisse der Sternkataloge, der CCD-Aufnahmen sowie der Datenabspeicherung angegeben. Existiert ein Sternkatalog nicht, so wird an der entsprechenden Stelle eine „0“ eingegeben.



Figur A.3: Verzeichnis



Figur A.4: Beobachtungsort

Im selben Menü findet man den Menüpunkt „Beobachtungsort...“. Es kann zwischen einer Liste bereits vorhandener Orte ausgewählt oder ein neuer Ort in die Liste aufgenommen werden. Die Daten der einzelnen Beobachtungsorte (Name, geographische Länge und Breite bzw. Brennweite des Teleskops) werden im File „cities.dat“ abgespeichert.

Nach diesen Voreinstellungen kann die astrometrische Auswertung gestartet werden (Menü „Start“, Menüpunkt „Messung“). Nach der Auswahl des auszumessenden Bildes müssen einige Informationen über die Aufnahme eingelesen werden. Dies kann auf unterschiedliche Arten erfolgen:

- Wurde die Aufnahme mit dem Programm PMISDDE durchgeführt, so stehen die benötigten Daten in der Kommentarzeile des CCD-Files. Daher sind keine weiteren Eingaben erforderlich.
- Wurde die Aufnahme mit dem Programm PMIS durchgeführt und erfolgt eine erstmalige Auswertung, so werden die Daten in folgendem Dialogfenster eingegeben und anschließend als Textfile unter dem gleichen Filenamen wie das CCD-Bild, jedoch mit der Extension „.txt“, abgespeichert.

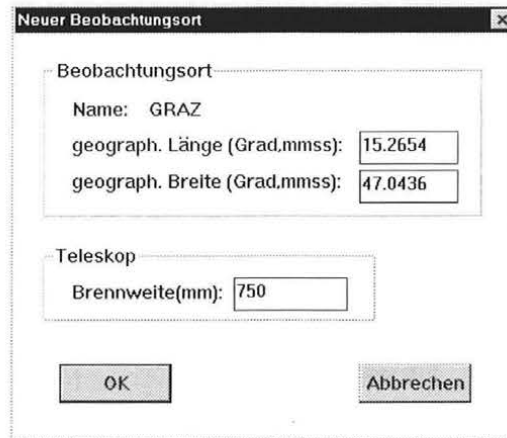
Figur A.5: Beobachtungsdaten

Es kann entweder die Rektaszension oder der Stundenwinkel der Aufnahmerichtung angegeben werden, jedoch immer mit positivem Vorzeichen. Im Textfile wird der nicht angegebene Wert mit -1 gekennzeichnet. Das Textfile würde dann analog zu obigem Beispiel (Figur A.5) folgende Gestalt annehmen:

```
Graz
28.03.1996
19.0832496600
2.9500
965.0
14.0
-1.00000
1.54000
-7.00000
```

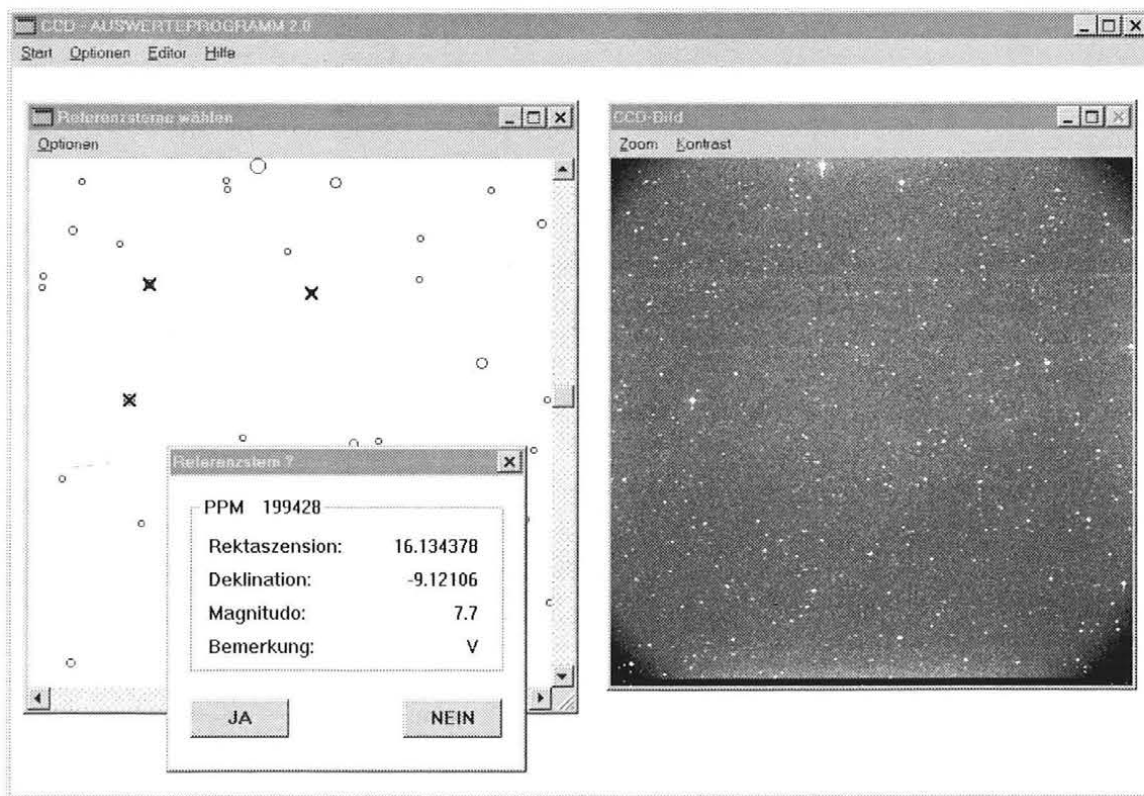
- Bei nochmaligem Ausmessen werden die Daten nun von jenem Textfile eingelesen

Ist der Name des Beobachtungsorts nicht im File „cities.dat“ zu finden, so erfolgt eine Abfrage in der Form:



Figur A.6: Beobachtungsort

Wurden alle Informationen eingelesen, werden nun das CCD-Bild und die entsprechende Sternkarte dargestellt. Die Sternkarte kann in kleinen Grenzen gescrollt werden, sollte der Ausschnitt nicht mit dem CCD-Bild übereinstimmen. Weiters besteht die Möglichkeit, den Kontrast des CCD-Bildes zu verändern bzw. das CCD-Bild zu vergrößern.

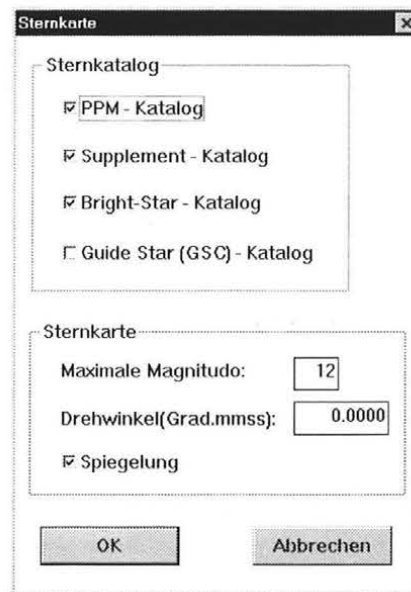


Figur A.7: Auswahl der Referenzsterne

Für die Darstellung der Sternkarte können verschiedene Optionen eingestellt werden:

- Auswahl aus einer Liste verschiedener Sternkataloge: Neben dem PPM-Katalog und dessen Ergänzungen (Supplement-Katalog und Bright Star-Katalog) kann auch der Guide Star-Katalog (GSC) verwendet werden. Wird der GSC-Katalog mit anderen Sternkatalogen kombiniert, so erfolgt für jeden GSC-Stern heller als 12. Magnitudo eine Überprüfung, ob dieser nicht in einem der anderen ausgewählten Sternkataloge zu finden ist. Gegebenenfalls wird der GSC-Stern nicht dargestellt.

- maximale Magnitudo der darzustellenden Sterne
- Drehwinkel der Sternkarte
- Spiegelung der Sternkarte: Dies ist insofern von Bedeutung, als bei dünnen CCDs die Aufnahmen in gespiegelter Form vorliegen.



Figur A.8: Sternkarte

Die Auswahl der Referenzsterne erfolgt durch Anklicken mit der Maus. Zunächst werden einige Sterninformationen angezeigt (Koordinaten, Magnitudo, Bemerkung - siehe Figur A.7). Anschließend kann der Stern als Referenzstern gewählt werden. In diesem Fall erfolgt eine Markierung des Sterns. Gewählte Referenzsterne können durch nochmaliges Anklicken mit der Maus wieder gelöscht werden. Die Auswahl der Referenzsterne wird durch Schließen des Fensters der Sternkarte beendet. Alle Referenzsterne werden zusammen mit einigen Informationen über die Aufnahme unter dem Filenamen des CCD-Bildes mit der Extension „ref“ in folgendem Format abgespeichert:

```

Observatorium = GRAZ
Spiegelung = ja
CCD-Kamera = pmi
Datum = 14. 6.1996
UTC (h.mmss...) = 20.3857217845
Sternzeit(h.mmss...) = 15.1425092
Luftdruck(mbar) = 967.0
Temperatur(°C) = 15.0
Aufnahmerichtung(h.mmss bzw. Grad.mmss) = 14.293425 -5.27116

```

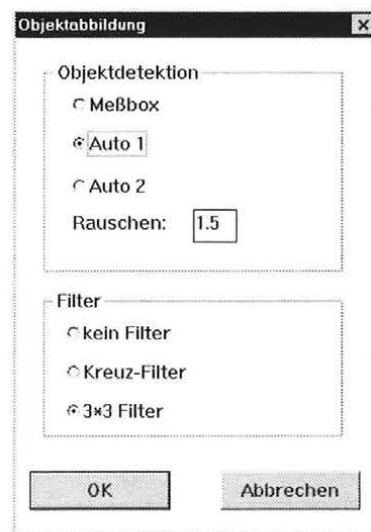
PPM	197596	14.2909707	-4.561039	-0.0004	-0.005	8.50	V	F5
PPM	197573	14.2802355	-4.231761	0.0030	-0.017	9.10	V	K0
PPM	197632	14.3111774	-4.294864	0.0008	0.003	9.70		
PPM	197680	14.3401680	-5.070993	-0.0015	0.002	9.30	D V	G0
PPM	197669	14.3321582	-5.093940	-0.0006	0.005	9.50		
PPM	197605	14.2952525	-5.145429	-0.0002	0.010	9.50	V	
PPM	197635	14.3116863	-5.554293	-0.0025	0.000	9.60	V	
PPM	197665	14.3315562	-5.322300	-0.0007	-0.013	10.00		
PPM	197663	14.3307708	-5.284426	-0.0001	-0.012	9.10	V	F8

Die Spalten der einzelnen Referenzsterne haben folgende Bedeutung:

- Sternkatalog: PPM = PPM-Katalog, SUP = Supplementkatalog zum PPM-Katalog, BRI = Bright Star-Katalog, GSC = Guide Star-Katalog

- Sternnummer
- Rektaszension in [h.mmss....]
- Deklination in [°.mmss....]
- Eigenbewegung in Rektaszension [s,...]
- Eigenbewegung in Deklination [",...]
- Magnitudo
- Bemerkung (nicht bei GSC-Katalog):
 - V visuelle Magnitudo
 - F FK5-Stern
 - H High Precision Subset
 - P Problemfall, sollte nicht als Referenzstern benutzt werden
 - D Doppelstern
- Spektralklasse (falls vorhanden)

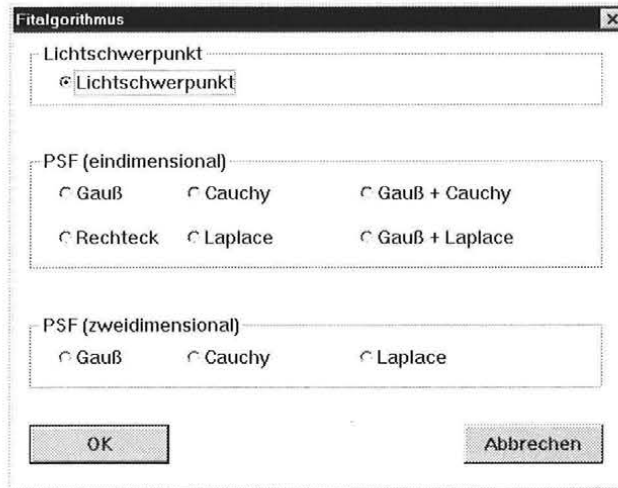
Nun beginnt das eigentliche Ausmessen des CCD-Bildes. Für die Detektierung der Objektpixel können mehrere Optionen über das Menü „Objekt“ und dem Menüpunkt „Objektgrenzen...“ des Meßbildfensters eingestellt werden:



Figur A.9: Objektdetektion

Die Suche nach zusammenhängenden Pixeln (Kapitel 7) kann entweder nur innerhalb der Meßbox erfolgen, oder sie erstreckt sich auf das gesamte CCD-Bild (Auto1, Auto2). Der Unterschied zwischen Auto1 und Auto2 liegt darin, daß bei Auto2 das Hintergrundrauschen um ± 2 ADU in Schritten von 1 ADU variiert wird. Somit wird jedes Objekt fünf Mal ausgemessen. Die Objektkoordinaten werden aus dem arithmetischen Mittel der Messungen berechnet. Unter dem Punkt Hintergrundrauschen kann der Faktor k (Formel 7.1) eingegeben werden. Weiters kann zwischen drei verschiedenen Filtereinstellungen gewählt werden. Folgende Einstellungen werden empfohlen: Auto1, 1.5, 3*3 Filter.

Für die Berechnung der Objektkoordinaten stehen die Lichtschwerpunktbildung und verschiedene Fitalgorithmen zur Verfügung. Die Auswahl erfolgt über den Menüpunkt „Objektkoordinaten...“. Für helle, punktförmige Objekte oder kurze Strichspuren sollte die Lichtschwerpunktbildung gewählt werden, für längere Strichspuren die eindimensionale Gaußverteilung und für schwache punktförmige Objekte die zweidimensionale Gaußverteilung.

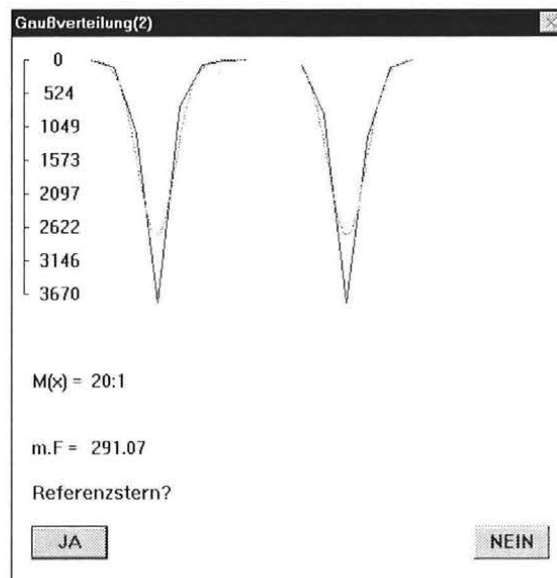


Figur A.10: Fitalgorithmus

Auf dem Meßbild befindet sich eine rechteckige Meßbox, die über dem ersten Referenzstern positioniert wird. Dies geschieht entweder mit Hilfe der Maus bei gedrückter linker Maustaste oder mit den Cursortasten der Tastatur. Die Größe der Meßbox kann über die Funktionstasten F1 bis F4 verändert werden. Die Messung wird mit der rechten Maustaste oder der Return Taste ausgelöst. Die detektierten Objektpixel werden anschließend dargestellt:



Figur A.11: Objektdetektion



Figur A.12: Gaußverteilung

Der Wert des Hintergrundrauschens kann nun manuell verändert werden. Wird die Abfrage „Messung akzeptieren?“ mit Nein beantwortet, wird dieser Stern nicht als Referenzstern herangezogen. Bei positiver Antwort werden bei Einstellung Lichtschwerpunkt die Koordinaten des Referenzsterns berechnet. Bei Verwendung einer PSF wird diese Funktion zusammen mit der Lichtintensitätskurve dargestellt (Figur A.12). Wiederum kann entschieden werden, ob die Messung akzeptiert werden soll. Die Positionierung der Meßboxen über den restlichen Referenzsternen erfolgt nun automatisch, eventuell sind kleine Korrekturen anzubringen.

Nach dem Ausmessen aller Referenzsterne werden die zu bestimmenden Objekte eingemessen. Über den Menüpunkt „Objektart“ muß der Objekttyp gewählt werden (Satellit oder Stern). Dies ist notwendig, da bei Satelliten bei einer eventuellen Transformation der Koordinaten in das System J2000.0 die jährliche Aberration nicht angebracht werden darf. Weiters muß die Satellitenrefraktion berücksichtigt werden. Die Objektunterscheidung wird durch die Objektnumerierung ermöglicht. Bei Objektnummern kleiner als 200 handelt es sich um Satelliten, sonst um Sterne. Alle vermessenen neuen Objekte werden fortlaufend numeriert. An die Objektnummer wird eine Kennung für den verwendeten Fitalgorithmus angehängt:

S	Lichtschwerpunkt
G1, G2	ein- bzw. zweidimensionale Gaußverteilung
C1, C2	Cauchyverteilung
L1, L2	Laplaceverteilung
R	Rechtecksignal
GL1	Gauß-Laplaceverteilung
GC1	Gauß-Cauchyverteilung

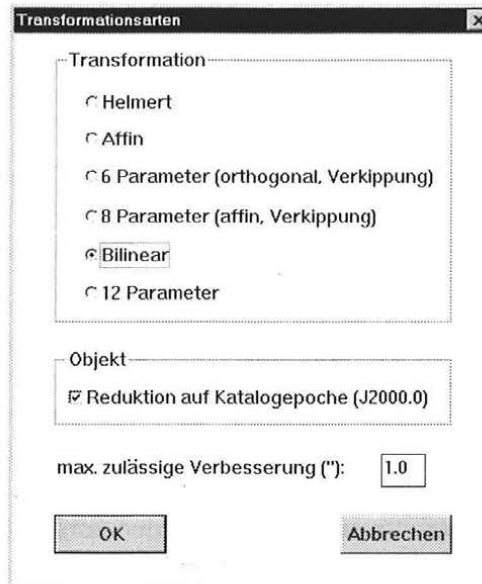
Durch Schließen des Fensters „Meßbild“ wird das Programm beendet. Die Objektkoordinaten (Referenzsterne und Neupunkte) werden wiederum unter demselben Filenamen wie das CCD-Bild, jedoch mit der Extension „mes“, abgespeichert.

PPM	197596	250.22	361.25	143419	69807.61
PPM	197573	97.04	61.69	65712	31984.59
PPM	197632	527.49	121.30	13901	6766.16
PPM	197680	912.84	462.10	53710	26142.75
PPM	197669	821.86	484.63	27584	13426.21
PPM	197605	347.37	531.94	43263	21057.79
PPM	197635	538.60	903.82	23534	11454.91
PPM	197665	807.94	691.66	13621	6629.87
PPM	197663	790.08	658.31	65324	31795.73
	101S	533.20	615.19	2229	1084.94
	102G1	533.15	615.17	2462	1198.35
	103G2	533.17	615.17	2462	1198.35

Die einzelnen Spalten haben folgende Bedeutung:

- Kennung des Sternkatalogs; bei fehlender Kennung wird der Punkt als Neupunkt betrachtet
- Sternnumer bzw. Nummer des Neupunkts
- „CCD-Spaltenkoordinate“
- „CCD-Zeilencoordinate“
- Summe der Intensitäten der detektierten Pixel
- Summer der Intensitäten normiert auf eine Belichtungszeit von 1 Sekunde

Die Berechnung scheinbarer topozentrischer Koordinaten der Neupunkte wird durch den Menüpunkt „Transformation“ des Menüs „Start“ gestartet. Nach Auswahl des Meßfiles und des entsprechenden Referenzsternfiles kann nun zwischen verschiedenen Transformationspolynomen gewählt werden:



Figur A.13: Transformation

Die topozentrischen Koordinaten können entweder im wahren Äquatorsystem oder im System J2000.0 berechnet werden. In beiden Systemen wird eine Reduktion wegen Refraktion und täglicher Aberration durchgeführt, die Lichtzeit bleibt unberücksichtigt. Weiters kann eine Grenze für die maximal zulässige Verbesserung der Referenzsterne eingegeben werden. Wird diese überschritten, so wird jener Stern mit der größten Verbesserung aus der Liste der Referenzsterne gestrichen. Dies kann übrigens auch manuell erfolgen, indem im File der Messungen die Kennung des Sternkatalogs (PPM, SUP, BRI, GSC) gelöscht wird. Die Ergebnisse werden unter dem Filenamens des CCD-Bildes mit der Extension „tra“ abgespeichert. Unten ist ein Beispiel für ein Ergebnisfile angeführt. Der Hinweis „red. Örter“ bei den Referenzsternen bedeutet, daß sich die angegebenen Koordinaten auf das wahre Äquinoktium der Beobachtungsepoche unter Berücksichtigung der Refraktion beziehen. Beim mittleren Fehler (m.F.) handelt es sich um den mittleren Gewichtseinheitsfehler, wie er durch den Ausgleichsalgorithmus gegeben ist. Die mittleren Fehler für Rektaszension (Rekt.), Deklination (Dekl.) und Magnitudo (Mag.) werden aus den Residuen der Referenzsterne berechnet. Die Berechnung der Magnitudo erfolgt nach der Formel:

$$m = m_0 + 2.5 \cdot \frac{I_0}{I} \quad (\text{A.2.2})$$

m Magnitudo

I Intensität

m_0, I_0 Magnitudo und Intensität eines virtuellen Sterns; diese Parameter werden ebenfalls durch Ausgleichung bestimmt.

Die Berechnung der mittleren Fehler der Neupunkte erfolgt mit Hilfe des allgemeinen Fehlerfortpflanzungsgesetzes. Der mittlere Fehler der Neupunkte setzt sich aus dem mittleren Fehler der Beobachtung und dem mittleren Fehler der Transformation zusammen. Der mittlere Fehler der Beobachtung wird gleich dem mittleren Gewichtseinheitsfehler gesetzt. Dies verursacht allerdings bei sehr lichtschwachen Objekten zu optimistisch geschätzte Fehlerwerte. In runder Klammer ist der Fehler angegeben, der nur aus der Transformation resultiert.

Aufnahme: gori001

Beobachtungsort: GRAZ

Datum: 14. 6.1996

UTC-Zeit: 20.385722

Sternzeit (mit UTC gerechnet!): 15.142509

Bilineare Transformation

Tangentialpunkt: 14.30559 -5.1032

R E F E R E N Z S T E R N E (red. Örter)

Nr.	Rekt.	v	Dekl.	v	mag	v	Sp	Bem.
PPM 197596	14.2900570	0.004	-4.535989	0.14	8.50	0.05	F5	V
PPM 197573	14.2753234	-0.005	-4.210808	-0.01	9.10	-0.20	K0	V
PPM 197632	14.3102610	0.019	-4.273959	-0.17	9.70	-1.29		
PPM 197680	14.3352466	-0.023	-5.050004	0.07	9.30	-0.22	G0	D V
PPM 197669	14.3312375	0.009	-5.072929	0.02	9.50	-0.74		
PPM 197605	14.2943370	-0.019	-5.124327	0.00	9.50	-0.25		V
PPM 197635	14.3107680	0.010	-5.533054	-0.10	9.60	-0.82		V
PPM 197665	14.3306348	0.021	-5.301191	-0.35	10.00	-1.01		
PPM 197663	14.3258496	-0.017	-5.263329	0.40	9.10	-0.21	F8	V

m.F.: 0.04 Pixel 0.29"

Rekt.: 0.25"

Dekl.: 0.21"

Mag.: 0.42mag

O B J E K T E (J2000.0)

Nr.	Rekt.	Dekl.	t	mag	Signal	mF(R)	mF(D)
101S	14.3115356	-5.240420	0.4309736	12.97	1084.94	0.021(0.009)	0.32(0.13)
102G1	14.3115334	-5.240407	0.4309758	12.87	1198.35	0.021(0.009)	0.32(0.13)
103G2	14.3115343	-5.240407	0.4309749	12.87	1198.35	0.021(0.009)	0.32(0.13)

Transformationsparameter:

x: -12.2583 -0.997154[x] 0.000394[y] -0.00000189[xy] 0.00000000[x²] 0.00000000[y²]
y: 12.2459 -0.000731[x] -0.997201[y] 0.00000991[xy] 0.00000000[x²] 0.00000000[y²]

Alle Satelliten werden in einem weiteren File abgespeichert, dessen Format so aufgebaut ist, daß es ohne Änderungen als Beobachtungsfile für das Bahnbestimmungsprogramm ORBDet des astronomischen Instituts der Universität Bern verwendet werden kann. Der Filename setzt sich aus dem Namen des CCD-Bildes und der Extension „obj“ zusammen. Ein kurzes Beispiel eines solchen Beobachtungsfiles ist im folgenden angegeben:

1	50190.842449060	2.381415528	-.122678814	.243E-05	.243E-05	0	6	111000
2	50190.844946699	2.397147012	-.122743380	.243E-05	.243E-05	0	6	111000
3	50190.846331287	2.405868404	-.122773969	.243E-05	.243E-05	0	6	111000
4	50190.847868208	2.415552418	-.122815306	.243E-05	.243E-05	0	6	111000
5	50190.849438732	2.425445711	-.122858146	.243E-05	.243E-05	0	6	111000
6	50190.850554066	2.432468476	-.122879564	.243E-05	.243E-05	0	6	111000

Die einzelnen Kolonnen (Kol) haben folgende Bedeutung:

Kol 1: Numerierung, kann beliebig sein.

Kol 2: Epoche im modifizierten Julianischen Datum, ohne Korrektur der Lichtlaufzeit. Diese wird bei der Bahnbestimmung korrigiert. Es ist eine chronologische Reihenfolge erforderlich.

Kol 3: Rektaszension in Radiant im System gemäß Kol 9

- Kol 4: Deklination in Radiant im System gemäß Kol 9
 Kol 5: Fehler in Rektaszension in Radiant
 Kol 6: Fehler in Deklination in Radiant
 Kol 7: Markierung:
 0: nicht markiert
 1: nicht verwenden, aber Residuen rechnen
 2: gar nicht verwenden
 Kol 8: Stationscode gemäß Stationskoordinatenfile
 Kol 9: 6 Flags, welche das System und den Datentyp beschreiben:
 1: System, 0: scheinbar, 1: J2000.0
 2: tägliche Aberration enthalten, 0: Nein, 1: Ja
 3: Beobachtungstyp in Kol 3 und Kol 4
 1: präzise Rektaszension und Deklination
 2: grobe Rektaszension und Deklination
 3: Azimut und Elevationswinkel
 5: Range
 6: Range Rate
 7: Range und Range Rate
 4-6: frei

Das Programm CCD erlaubt weiters die Darstellung der CCD-Bilder und die Ausgabe auf einem Drucker (Menü „Start“, Menüpunkt „CCD-Bild“).

Programmaufbau

Hauptprogramm *WINCCD*

- Initialisierung des Hauptfensters
- Verwaltung der Verzeichnisse
- Verwaltung der Liste der Beobachtungsorte (File „cities.dat“)
- Abspeicherung der letzten Einstellungen im File „ccdbild.ini“. Dieses ist folgendermaßen aufgebaut:

Die ersten 6 Zeilen betreffen Angaben über diverse Verzeichnisse

```
C:                Verzeichnis für die Datenabspeicherung
D:\DATEN\PPM     Verzeichnis des PPM-Katalogs (0 = nicht vorhanden)
D:\DATEN\PPM     Verzeichnis des Supplementkatalogs
D:\DATEN\PPM     Verzeichnis des Bright Star-Katalogs
0                Verzeichnis des GSC-Katalogs
C:                Verzeichnis der CCD-Bilder
```

Die nächsten 7 Zeilen beziehen sich auf die Darstellung der Sternkarte

```
1                PPM-Katalog (1 = gewählt, 0 = nicht gewählt)
1                SUP-Katalog
1                BRI-Katalog
0                GSC-Katalog
12              maximale Magnitudo der Sternkarte
0.0000          Drehwinkel der Sternkarte
TRUE            Spiegelung (true = Aufnahme gespiegelt)
```

Die letzten 8 Zeilen betreffen Angaben über das zuletzt ausgewertete CCD-Bild

```
Lustbühel       Beobachtungsort
28.03.1996      Datum
19.08324966     UTC
2.95           Belichtungszeit
965.00         Luftdruck [hPa]
14.00          Temperatur [°C]
```

-1	Rektaszension (-1 bedeutet, daß keine Rektaszension angegeben wurde)
1.540000	Stundenwinkel (-1 bedeutet, daß kein Stundenwinkel angegeben wurde)
-7.000000	Deklination

Unterprogramme

CCDVAR

- Definition von globalen Variablen

CCDCONST

- Definition von globalen Konstanten

CCDKARTE

- Darstellung der Sternkarte und des CCD-Bildes
- Auswahl und Abspeicherung der Referenzsterne

CCDMESS

- Darstellung des Meßbildes
- Detektierung und Darstellung der Objektpixel

Die Detektierung der Objektpixel läuft wie folgt ab: Zunächst wird innerhalb der Meßbox nach dem Pixel mit der höchsten Intensität gesucht. Ausgehend von diesem werden alle benachbarten Pixel (eine diagonale Verbindung wird nicht anerkannt) untersucht, ob diese über der vorgegebenen Schranke für das Hintergrundrauschen liegen. Sollte dies zutreffen, werden alle detektierten Pixel sowohl in die Liste der Objektpixel als auch in die Liste der neu detektierten Pixel aufgenommen. Aus der letztgenannten Liste wird nun ein Pixel ausgewählt, auf eventuelle Nachbarpixel untersucht und anschließend aus der Liste entfernt. Alle gefundenen Pixel werden wiederum in beide Listen aufgenommen. Der Vorgang wird so lange wiederholt, bis die Liste der neu detektierten Pixel leer ist. Werden mehr als 1500 Pixel detektiert, wird der Wert des Hintergrundrauschens um 10 ADU angehoben. Bei Verwendung einer PSF für die Berechnung der Objektkoordinaten wird zum Abschluß der Objektdetektion noch ein Objektrand mit einer Breite von 1 Pixel hinzugefügt.

Die Schranke des Hintergrundrauschens wird nach Formel (7.1) berechnet. Für den Faktor k werden folgende Einstellungen empfohlen:

- für Referenzsterne: $k = 1.5$;
- für Satelliten: $k = 1.1$;

- Darstellung der PSF
- Abspeicherung der Meßergebnisse

CCDTRAFO

- Berechnung von Tangentialkoordinaten der Referenzsterne (Formeln 12.1, 12.13)
- Berechnung der Transformationspolynome (Formeln 12.8 - 12.12)
- Abspeicherung der Ergebnisse

CCDSTERN

- Suche nach Referenzsternen
- Reduktion mittlerer Sternörter (System J2000.0) auf scheinbare Örter (Formeln 10.5, 10.15, 10.17, 10.18 - 10.24, 10.26, 10.28 - 10.30, keine Korrektur wegen der relativistischen Ablenkung des Lichts); zusätzliche Korrektur wegen Refraktion (Formeln 11.3, 11.5, 11.7, 11.31)

- Reduktion scheinbarer Örter auf mittlere Örter (J2000.0), Korrektur wegen Refraktion; bei Satelliten: keine Korrektur der jährlichen Aberration, Berücksichtigung der Satellitenrefraktion (Formel 11.32)

CCDFIT

- Berechnung diverser Fitfunktionen

CCDDRUCK

- Darstellung des CCD-Bildes
- Ausdruck eines CCD-Bildes

CCDLESEN

- Einlesen des CCD-Bildes (folgende Fileformate werden unterstützt: PMIS, ST6, AST (Fa. Fleischmann))
- Berechnung des Hintergrundrauschens und der Standardabweichung des Bildes: Die erste Näherung für das Hintergrundrauschen wird aus dem arithmetischen Mittel aller Pixel gebildet. In einem zweiten Schritt werden für die Berechnung nur noch jene Pixel herangezogen, die unter der 1. Näherung für das Hintergrundrauschen liegen.
- Berechnung einer Windowsbitmap des CCD-Bildes für die Darstellung am Bildschirm

CCDZEIT

- Berechnung der wahren Sternzeit aus UT1
- Berechnung von UT1 aus der wahren Sternzeit
- Berechnung des Julianischen Datums aus Datum und Uhrzeit
- Berechnung von Datum und Uhrzeit aus dem Julianischen Datum

Literaturverzeichnis

- bc627, (1993): bc627AT GPS Satellite Receiver Addendum. Bancomm Division of Datum Inc
Berlin, P. (1988): The Geostationary Applications Satellite. Cambridge Aerospace Series,
Cambridge
- Beutler, G. (1982): Lösung von Parameterbestimmungsproblemen in Himmelsmechanik und
Satellitengeodäsie mit modernen Hilfsmitteln. Astronomisch-geodätische
Arbeiten in der Schweiz; Schweizer Geodätische Kommission, Band 34
- Beutler, G. (1990a): Numerische Integration gewöhnlicher Differentialgleichungssysteme:
Prinzipien und Algorithmen. Mitteilungen der Satelliten-Beobachtungs-
station Zimmerwald, Nr. 23
- Beutler, G. (1990b): Himmelsmechanik I. Mitteilungen der Satelliten-Beobachtungsstation
Zimmerwald, Nr. 25
- Beutler, G. (1991): Himmelsmechanik II. Mitteilungen der Satelliten-Beobachtungsstation
Zimmerwald, Nr. 28
- Beutler, G., E. Brockmann, W. Gurtner, U. Hugentobler, L. Mervart, M. Rothacher (1994):
Extended Orbit Modeling Techniques at the CODE Processing Center of
the International GPS Service for Geodynamics (IGS): Theory and Initial
Results. Manuscripta Geodaetica; Band 19
- Beutler, G., E. Brockmann, W. Gurtner, L. Mervart, M. Rothacher, R. Weber (1996):
Combining consecutive short arcs into long arcs for precise and efficient
GPS Orbit Determination. Journal of Geodesy Nr. 70, S. 287-299
- Blumer, P. (1993): Ein bordunterstütztes Verfahren zur koordinierten Bahnregelung
kopositionierter geostationärer Satelliten. Deutsche Forschungsanstalt für
Luft- und Raumfahrt; Oberpfaffenhofen
- Boehnhardt, H.: Photographic Observations of the Colocated Spacecraft at 19 Deg West.
European Space Operations Centre, Darmstadt
- Böhme, D. et al. (1993): New Attempts for Determination of Timed Positions of
Geosynchronous Satellites at the Dresden Lohrmann Observatory.
Mitteilung des Lohrmann-Observatoriums Nr. 67
- Bretterbauer, K. (1969): Beiträge zum Refraktionsproblem in der Höheren Geodäsie.
Dissertation an der TU Wien
- Bretterbauer, K. (1991): Geodätische Astronomie. Skriptum zur gleichnamigen Vorlesung
Wintersemester 1991
- Bretterbauer, K. (1993): Mathematische Methoden der Geodäsie. Skriptum zur gleichnamigen
Vorlesung Sommersemester 1993
- Bretterbauer, K. (1996): Persönliche Mitteilung
- Burša, M. und Z. Šima (1979a): Geostationary Satellites and Variations in the Position of the
Earth's Mass Center. Studia geoph. et geod. 23, S. 6-9
- Burša, M. und Z. Šima (1979b): Motion of Geostationary Satellites due to First-Degree
Harmonics. Bull. Astron. Inst. Czechosl., Vol. 30, No. 4, S. 193-198
- Cot, D. (1993): Evaluation of Geostationary Orbit Determination Accuracy by Two-Way
Time Transfer Technique. manuscripta geodetica Nr. 18, S. 136-146

- Dow, J. M. (1988): Ocean Tides and Plate Motions from Lageos. DGK; Reihe C; Heft 344; München
- Explanatory Supplement to the Astronomical Almanac (1992): Hrsg. v. K. Seidelmann. Mill Valley; University Science Book
- Feltens, J. (1991): Nicht-gravitative Störeinflüsse bei der Modellierung von GPS-Erdumlaufbahnen. DGK; Reihe C; Heft 371; München
- Girard, M. et al. (1989): Relative Proper Motions and the Stellar Velocity Dispersion of the Open Cluster M67. *The Astronomical Journal*; Vol. 98; No. 1; S. 227-243
- Heiskanen, A.W. und H. Moritz (1967): *Physical Geodesy*. Verlag W.H. Freeman and Company, 1967
- Hugentobler, U., T. Schildknecht, G. Beutler (1996): Determination of Resonance Terms using Optical Observations of two Meteosat Satellites. *Astronomisches Institut der Universität Bern, IAU Colloquium 165 in Poznan, Polen*
- IERS Conventions (1996): Hrsg. v. D. McCarthy; U.S. Naval Observatory; IERS Technical Note 21;
- Kamel, A. (1982): Geosynchronous Satellite Perturbations Due to Earth's Triaxiality and Luni-Solar Effects. *Journal of Guidance*, Vol. 5, No. 2, S. 189-193
- Keller, W. (1982): Zur Bahmechanik geostationärer Satelliten. Dissertation an der TU Dresden
- Klokocnik, J. und J. Kostelecky (1980): On the Possibility of Determining Variations of the Geocenter Position using Geostationary Satellite Observations. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, Vol. 31, No. 2, S. 123-126
- Kosalla, F. (1994): Die CCD-Kamera Lynxx PC. *SuW 3/1994*, S. 220-221
- Kovalevsky, J. (1995): *Modern Astrometry*. Springer - Verlag Berlin Heidelberg
- Landolt-Börnstein (1965): *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik, Band 1: Astronomie und Astrophysik*. Springer Verlag Berlin/Heidelberg/New York
- Log, (1996): *Log of Objects Near the Geostationary Ring*. European Space Operations Centre, Darmstadt, Februar 1996
- Lukas, R. (1988): Über die Funktionsweise einer CCD-Kamera. *SuW 1/1988*, S. 39-41
- Mauer, T. (1992): Mustererkennung in der Astronomie. *SuW 12/1992*, S. 774-778
- Meeus, J. (1992): *Astronomische Algorithmen*. Leipzig/Berlin/Heidelberg; Verlag Barth
- Montenbruck, O. (1991): Ephemeridenrechnung und Bahnbestimmung geostationärer Satelliten mit Hilfe der Taylorreihenintegration. DGK; Reihe C; Heft 384; München
- Murray, C. (1983): *Vectorial Astrometry*. Bristol. Adam Hilger Ltd., Bristol
- Nagarajan, N. et al. (1989): Geodetic Position Estimation for a Geosynchronous Satellite. *Journal of Guidance*. Vol. 12, No. 6, S. 941-943
- Paul, H. (1968): Bahnstörungen bei geostationären Nachrichtensatelliten. *Bulletin des Schweizerischen Elektronischen Vereins*, Nr. 95/5, S. 215-224
- Pauscher, H. (1982): Stationäre Satelliten im Dienste der Geodäsie. *Vermessungstechnik* 30, Heft 10, S. 333-337

- PMIS, (1994): Image Processing Software. Version 3.0; Photometrics Ltd., Tucson (Arizona)
- Potthoff, H. (1993): Method and Device for Photographic Observation of Geosynchronous Satellites. Mitteilung des Lohrmann-Observatoriums Nr. 68
- Röser, S. und Bastian U. (1991): PPM Star Catalogue. Heidelberg: Astronomisches Recheninstitut
- Rudenko, S. (1995): Software for the Analysis of Photographic Observations of Geosynchronous Satellites. Proceedings of the Workshop: Accurate Orbit Determination and Observation of High Earth Satellites for Geodynamics; A. Elipe, Edition; Cahiers du Centre Européen de Géodynamique et de Séismologie, Vol. 10, Luxemburg, S. 63-70
- Schildknecht, T. (1994): Optical Astrometry of Fast Moving Objects using CCD Detectors. Astronomisch-geodätische Arbeiten in der Schweiz; Schweizer Geodätische Kommission, Band 49
- Schildknecht, T., U. Hugentobler, A. Verdun, G. Beutler (1995): CCD Algorithmus for Space Debris Detection. Astronomisches Institut der Universität Bern; ESA/ESOC Kontrakt Nr. 10623/93/D/IM
- Schulz, G. (1968): Reduktion von Satellitenmeßbildern mit Fixsternen. DGK; Reihe C; Heft 125; München
- Seeber, G. (1972): Über das stochastische Verhalten von photographisch bestimmten Stern- und Satellitenkoordinaten. DGK; Reihe C; Heft 178; München
- Seeber, G. (1989): Satellitengeodäsie. Walter de Gruyter, Berlin, New York
- Šidlichovsky, M. (1978): Note on the Shift of the Center of Libration of Geosynchronous Satellites. Bull. Astron. Inst. Czechosl., Vol. 30, No. 1, S. 41-45
- Soop, E. M. (1983): Introduction to Geostationary Orbits. ESA SP-1053, Paris
- Stange, L. (1983): Nutzung geostationärer Satelliten zur Realisierung geodynamischer Referenzsysteme. Vermessungstechnik 31, Heft 6, S. 191-193
- Steinert, K. G. (1978): Requirements for Observations of Geostationary satellites. Mitteilung des Lohrmann-Observatoriums der TU Dresden Nr. 44
- Sütterlin, P. (1994): Neue Verarbeitungstechniken für CCD-Bilder. SuW 4/1994, S. 311-313
- Takahashi, K. (1977): Methods for Numerical Integration of Equations of Motion of Stationary Satellites. Journal of the Radio Research Laboratories Vol. 24 No. 114, S. 77-86
- Takahashi, K. (1978): A Method of Controlling Orbits of Geostationary Satellites with Minimum Fuel Consumption. Journal of the Radio Research Laboratories Vol. 25 Nos. 117/118, S. 247-259
- Taylor, G. E. (1982): Visual Observations of Geostationary Satellites. Journal of the British Astronomical Association. Nr. 92/5, S. 216-219
- Taylor, G. E. (1983): Visibility of Near Geostationary Satellites. Journal of the British Astronomical Association. Nr. 93/4, S. 145-149
- Titz, H. (1995): Numerische Integration von GPS-Satellitenbahnen auf einem Parallelrechner. Diplomarbeit am Institut für Theoretische Geodäsie und Geophysik der TU Wien, Abteilung Theoretische Geodäsie

- Vaseghi, S.V. (1996): Advanced Signal Processing and Digital Noise Reduction. Verlag Wiley Teubner
- Wernli, H. R. (1995): Die CCD-Astrokamera für den Amateur. Birkhäuser Verlag
- Wolf, H. (1976): Die Photographie von Laser-Satellitenechos mit der Zeiss BMK 75 - Erste Ergebnisse und Folgerungen. Astronomisch Geodätische Arbeiten. DGK, Heft 36, S. 48-59, München
- Zee, C. H. (1989): Theory of Geostationary Satellites. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Boston/London

Lebenslauf

- 9.11. 1966** geboren in Mödling als Sohn des Mag. Benno Dieter Ploner und der Mag. pharm. Lieselotte Ploner, geb. Straniak
- 1973-77** Volksschule in Perchtoldsdorf
- 1977-85** Gymnasium des Kollegiums Kalksburg der Gesellschaft Jesu, realistischer Zweig
- 11.06. 1985** Reifeprüfung
- Oktober 1985** Immatrikulation an der TU Wien, Inskription der Studienrichtung „Vermessungswesen“
- 30.06. 1987** I. Diplomprüfung
- Oktober 1988** Spezialisierung auf die Wahlfachgruppe „Erdmessung und Geophysik“
- 1.5. 1991** Abschlußprüfung der staatlichen Schilehrerausbildung
- 11.11. 1991** II. Diplomprüfung
- 20.11. 1992** Abschlußprüfung der staatlichen Tennislehrerausbildung
- seit Jänner 1995** Mitarbeit am von der österreichischen Nationalbank geförderten Projekt „Präzisionsbeobachtung der Positionen von Planetoiden und Kometen für Zwecke der Bahnbestimmung“