

Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik

OPTIMA
**Entwicklung und erste astronomische Messungen
eines optischen Hochgeschwindigkeitsphotometers**

Christian Michael Straubmeier

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik
der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. Dr. h. c. Klaus Dietrich

Prüfer der Dissertation:

1. apl. Prof. Dr. Volker Schönfelder
2. Univ.-Prof. Dr. Eckehart Nolte

Die Dissertation wurde am 27. November 2000 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 14. Februar 2001 angenommen.

Zusammenfassung

Gegenstand der hier vorliegenden Dissertation ist die Konzeption, der Aufbau und die Diskussion der ersten wissenschaftlichen Messungen von OPTIMA, dem neuen astronomischen Hochgeschwindigkeitsphotometer zur Messung der periodischen Intensitätsvariationen von Pulsaren. Das Detektorsystem OPTIMA (Optical Pulsar Timing Analyser) wurde dazu im Rahmen dieser Doktorarbeit am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik in Garching bei München entwickelt und seit mehr als einem Jahr auch an internationalen Observatorien auf Calar Alto (Spanien), Kreta (Griechenland), La Silla (Chile) und Mt. Stromlo (Australien) eingesetzt.

Das wichtigste technische Kennzeichen des auf Avalanche Photodioden basierenden neuen Hochgeschwindigkeitsphotometers ist der Nachweis von einzelnen optischen Photonen mit einer hohen absoluten Zeitauflösung von zwei Mikrosekunden und einer Quanteneffizienz von bis zu 80 Prozent über einen breiten Wellenlängenbereich des sichtbaren Spektrums. In Verbindung mit der großen Stabilität der Signalperioden der beobachteten Pulsare ist es durch diese Detektoreigenschaft möglich, auch die Intensitätsmodulationen von äußerst lichtschwachen Quellen zu messen, von denen der empfangene Strahlungsfluß um mehrere Größenordnungen geringer ist, als der stets vorhandene Strahlungsbeitrag des atmosphärischen Himmelshintergrunds. Aufgrund der hohen Quanteneffizienz und dem breiten Sensitivitätsbereich der verwendeten Photodetektoren ist mit OPTIMA der signifikante Nachweis einer periodischen Intensitätsvariation der Quelle schon nach einer relativ kurzen Beobachtungszeit möglich.

Durch die schrittweise Integration der einzelnen Komponenten konnte OPTIMA, zumindest mit einer verringerten Anzahl von Detektorkanälen, schon mehr als ein Jahr vor der endgültigen technischen Fertigstellung im Sommer 2000 zu wissenschaftlichen Messungen an astronomischen Großteleskopen eingesetzt werden. Neben der erfolgreichen Überprüfung der fehlerfreien Funktion des Hochgeschwindigkeitsphotometers und der erstellten Computerprogramme zur Aufzeichnung und Auswertung der Meßdaten unter realen Beobachtungsbedingungen, lag der Schwerpunkt bei diesen Messungen auch auf der Erzielung neuer wissenschaftlicher Ergebnisse, trotz der noch vorhandenen technischen Limitierung des Detektorsystems.

Nach der Beschreibung der Eigenschaften des OPTIMA Detektorsystems, der Grundlagen der Datenanalyse und der theoretischen Intensitätsabschätzungen typischer Beobachtungsobjekte, erfolgt in dieser Dissertation die Präsentation der ersten ermittelten Meßergebnisse von drei astronomischen Zielobjekten, dem Pulsar des Krebsnebels, dem Pulsar Geminga und dem veränderlichen Binärsystem HU Aquarii.

Die Aufzeichnung der schon seit mehr als drei Jahrzehnten exakt bekannten optischen Lichtkurve des Krebs Pulsars PSR B0531+21 diene dabei vor allem der Bestätigung der zeitliche Präzision und Sensitivität des Detektorsystems. Neben der erfolgreichen Überprüfung dieser Parameter durch den Vergleich der Messung mit den Daten anderer Detektoren, konnte mit OPTIMA die Spitze des nur wenige hundert Mikrosekunden breiten ersten Strahlungsmaximums zeitlich aufgelöst werden. Das wichtigste Meßergebnis von PSR B0531+21 ist, daß die aus früheren Beobachtungen des Hubble Space Telescopes resultierende Vermutung eines an dieser Stelle vorhandenen geringfügigen aber signifikanten Intensitätsdefizits bezüglich der beiden extrapolierten Pulsflanken zweifelsfrei bestätigt wird. Der mit OPTIMA gemessene Signalverlauf läßt dabei auf ein etwa 165 μ sec langes zeitlich konstantes Intensitätsplateau schließen, was die derzeit kürzeste nachgewiesene Struktur in der Lichtkurve des Pulsars des Krebsnebels darstellt.

Das Ziel der Beobachtungen des Pulsars Geminga PSR B0630+17 war die erste unumstrittene Messung einer signifikanten optischen Intensitätsvariation mit der objekttypischen Pulsationsperiode. Trotz einer Meßzeit von mehr als 24 Stunden konnte allerdings keine derartige Modulation in den aufgezeichneten Daten entdeckt werden, was entsprechend den erstellten Simulationen einer vollständig gepulsten Strahlungsemission der Quelle widerspricht. Obwohl einige denkbare Fehlerquellen der Messung und der Datenanalyse erfolgreich ausgeschlossen werden konnten, ist es ausgehend von der unvollständigen Datengrundlage des zu diesem Zeitpunkt noch nicht mit allen Photodetektoren bestückten Hochgeschwindigkeitsphotometers nicht möglich, den absoluten gemessenen Strahlungsfluß zu berechnen. Diese Meßgröße ist jedoch unerläßlich für die Bestimmung einer oberen Grenze der Intensitätsvariation und für einen quantitativen Vergleich des Meßergebnisses von OPTIMA mit anderen Publikationen. Bis zu einer möglichen erneuten Beobachtung dieser Quelle mit dem mittlerweile vollständig fertigge-

stellten Detektorsystem kann deshalb die Frage nach einer signifikanten optischen Pulsation des Geminga Pulsars nicht endgültig geklärt werden.

Bei dem dritten in dieser Dissertation vorgestellten astronomischen Beobachtungsobjekt von OPTIMA handelt es sich nicht um einen Pulsar, sondern um das kataklysmisch veränderliche Binärsystem HU Aquarii. Hier konnte durch einen Vergleich der gemessenen Lichtkurven mit bereits publizierten Daten anderer Autoren die Vermutung einer zeitlichen Variabilität des räumlichen Verlaufs des Akkretionsstroms zwischen den beiden Sternen bekräftigt werden. Außerdem ist es mit OPTIMA möglich, die abrupten Intensitätsveränderungen beim Ein- und Austritt der Bedeckung der Akkretionsregion auf der Oberfläche des weißen Zwergs durch den Begleitstern detailliert zu verfolgen, wobei keine Anzeichen für eine Beeinflussung des empfangenen Strahlungsflusses durch die Photosphäre des weißen Zwergs entdeckt wurden. Das interessanteste Meßergebnis der Beobachtungen von HU Aquarii mit dem OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometer ist jedoch der erstmalig zeitlich aufgelöste Nachweis von sehr kurzen, aber äußerst starken Intensitätsausbrüchen, sogenannten Flares.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	3
1 Einleitung	11
1.1 Zielsetzung der Arbeit	11
1.2 Gliederung der Arbeit	13
1.3 Neutronensterne und Pulsare	15
1.3.1 Die Verbindung zwischen Neutronensternen und Supernovae	16
1.3.2 Physikalischer Aufbau von Neutronensternen	19
1.3.3 Zeitliche Veränderungen der Pulsationsperiode	21
1.3.4 Strahlungsemission von Pulsaren	26
1.3.4.1 Die Magnetosphäre eines Pulsars	28
1.3.4.2 Radioemission von den magnetischen Polen	29
1.3.4.3 Hochenergetische Emission aus der äußeren Magnetosphäre	31
2 Das OPTIMA Detektorsystem	35
2.1 Motivation zum Bau von OPTIMA	35
2.2 Überblick über das Detektorsystem	37
2.3 Das Hochgeschwindigkeitsphotometer	38
2.3.1 Erfassung des optischen Flusses	38
2.3.2 Der Avalanche Photodioden Detektor	40
2.4 Die CCD Fokalaufsicht	43
2.5 Das Steuerungs- und Kontrollsystem	47
2.5.1 Datenerfassung des Hochgeschwindigkeitsphotometers	48
2.5.1.1 Begründung des digitalen Meßverfahrens	48
2.5.1.2 Zeitliche Steuerung der Einzelmessung	50
2.5.1.3 Ablauf einer automatischen Langzeitmessung	53
2.5.1.4 Totzeit des Datenerfassungssystems	54
2.5.1.4.1 Betriebsart für lichtstarke Objekte	54
2.5.1.4.2 Betriebsart für lichtschwache Objekte	56
2.5.2 Steuerung der CCD Fokalaufsicht	58
3 Grundlagen der OPTIMA Datenanalyse	61
3.1 Baryzentrisierung der Photonen-Ankunftszeiten	61
3.1.1 Geometrische Korrektur	62
3.1.2 Relativistische Korrektur	64

3.1.3	Kontrolle des Korrekturalgorithmus	65
3.2	Suche nach Periodizitäten	69
3.2.1	Phasenanalyse.....	69
3.2.1.1	Pearson Test	70
3.2.1.2	Z^2 Test.....	72
3.2.1.3	Grenzen der Phasenanalyse.....	73
3.2.2	Frequenzanalyse	74
3.2.2.1	Fast-Fourier-Transformation.....	74
3.2.2.2	Frequenz-Abtastung.....	76
3.2.2.3	Grenzen der Frequenzanalyse.....	76
4	Intensitätsabschätzungen besonderer Zielobjekte.....	81
4.1	Ziel der Abschätzungen	81
4.2	Begründung der ausgewählten Objekte	82
4.3	PSR B0531+21 (Krebs Pulsar)	83
4.3.1	Strahlungsspektrum.....	83
4.3.2	Atmosphärische Extinktion.....	84
4.3.3	Reflexionsverluste des Teleskops	86
4.3.4	Punktverteilungsfunktion in der Fokalebene.....	86
4.3.5	Transmissionsverluste der Glasfasern.....	88
4.3.6	Quanteneffizienz der Avalanche Photodioden Detektoren	89
4.3.7	Ergebnis der Abschätzungen für PSR B0531+21	90
4.4	PSR B0630+17 (Geminga Pulsar)	91
4.4.1	Strahlungsspektrum.....	92
4.4.2	Ergebnis der Abschätzungen für PSR B0630+17	94
4.5	Himmelshintergrund	94
4.5.1	Strahlungsspektrum.....	95
4.5.2	Ergebnis der Abschätzungen des Himmelshintergrunds.....	98
5	Astronomische Messungen und Ergebnisse	101
5.1	PSR B0531+21 - der Pulsar des Krebsnebels	101
5.1.1	Die gemessene Lichtkurve	102
5.1.2	Bestimmung der durchschnittlichen Photonenrate.....	104
5.1.3	Relative Intensität des zweiten Pulses und des Brückenbereichs	109
5.1.4	Anstiegs- und Abfallszeiten der beiden Pulse.....	111
5.1.5	Phasenabstand der beiden Pulse.....	112

5.1.6	Zeitauflösung des ersten Pulses	113
5.1.7	Zeitauflösung des zweiten Pulses	118
5.1.8	Phasenlage des Hauptpulses	120
5.1.9	Vergleich der Lichtkurve mit angrenzenden Spektralbändern	122
5.1.10	Zusammenfassung der Messungen von PSR B0531+21	127
5.2	PSR B0630+17 - der Geminga Pulsar	128
5.2.1	Bisheriger Stand der Suche nach optischer Variation	129
5.2.2	Die ersten Messungen mit OPTIMA	132
5.2.2.1	Die von OPTIMA gemessene Lichtkurve	133
5.2.2.2	Kontrolle der Faltungsfrequenz.....	135
5.2.2.3	Bestimmung der Sensitivität der Messung	140
5.2.2.4	Kontrolle der Teleskopausrichtung	145
5.2.2.4.1	Positionsanalyse der CCD Fokalaufsicht.....	145
5.2.2.4.2	Bestimmung der Faserpositionen.....	148
5.2.2.4.3	Ergebnis der Positionsanalysen	151
5.2.2.5	Diskussion des ersten Meßergebnisses von PSR B0630+17.....	152
5.2.3	Mögliche Verbesserung des Ergebnisses bei erneuten Messungen.....	154
5.3	HU Aquarii - ein bedeckungsveränderliches Binärsystem.....	155
5.3.1	Die geometrische Anordnung des Akkretionsstroms	156
5.3.2	Konfiguration des Detektorsystems.....	158
5.3.3	Bestimmung der Umlaufperiode des Binärsystems.....	160
5.3.4	Identifizierung der einzelnen Komponenten der Bedeckung	162
5.3.5	Zeitliche Auflösung der Bedeckung des Akkretionspunkts	166
5.3.6	Phasenlage des Vorläufers der Bedeckung.....	170
5.3.7	Untersuchung kurzer Intensitätsausbrüche	172
5.3.8	Zusammenfassung der Messungen von HU Aquarii	175
6	Mögliche Verbesserungen des Detektorsystems bei weiteren Messungen.....	179
6.1	Das fertiggestellte Hochgeschwindigkeitsphotometer	180
6.2	Einsatz von Wellenlängenfiltern bei PSR B0630+17.....	182
Anhang A	Zeitsysteme	187
Anhang B	Transmissionskoeffizienten der Glasfasern.....	191
B.1	Versuchsaufbau.....	191
B.2	Ergebnis und Diskussion der Transmissionsmessungen	192
Anhang C	Die Eigenbewegung von PSR B0630+17.....	195

Abbildungsverzeichnis	197
Tabellenverzeichnis.....	201
Literaturverzeichnis.....	203
Schlußwort	207

1 Einleitung

1.1 Zielsetzung der Arbeit

Ausgangspunkt und Grundstein dieser Arbeit ist die Untersuchung der Strahlungsemissionen von Pulsaren im Bereich der sichtbaren Wellenlängen. Aufgrund der extremen physikalischen Parameter der dieser astronomischen Klasse zugrundeliegenden Neutronensterne, wie zum Beispiel einer zentralen Dichte von bis zu 10^{15} g/cm^3 oder einem äußeren Magnetfeld der Stärke 10^{12} Gauß, die um viele Größenordnungen außerhalb des im Labor erzeugbaren Bereichs liegen, verfügen diese Objekte über Eigenschaften, wie sie nirgendwo anders studiert werden können. Allerdings steht uns für deren Untersuchung, wie bei allen extrasolaren Himmelskörpern, nur die Analyse der beobachteten elektromagnetischen Strahlung zur Verfügung.

Bei einigen Pulsaren, wie dem bereits seit langer Zeit bekannten Pulsar des Krebsnebels, PSR B0531+21, sind Emissionen über einen Bereich von 16 Dekaden des elektromagnetischen Spektrums nachweisbar, von der niederfrequenten Radiostrahlung bei 16,7 MHz [Bobeiko et al. 1979], über die Bereiche der sichtbaren Wellenlängen [Cocke et al. 1969] und der Röntgenstrahlung [Fritz et al. 1969], bis hin zur Gammastrahlung bei vielen GeV [Nolan et al. 1993]. Abgesehen von der in Kapitel 5.2 vorgestellten einzigen bekannten Ausnahme des Geminga Pulsars, PSR B0630+17, ist der bei weitem überwiegende Großteil der zur Zeit mehr als 1200 katalogisierten Pulsare jedoch ausschließlich im Bereich der Radiowellen nachgewiesen worden. Nur bei etwa 30 Objekten konnten zusätzlich periodische Intensitätsvariationen in einem hochenergetischen Energiebereich der Röntgen- oder Gammastrahlung detektiert werden. Im Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichts wurde sogar nur bei fünf Pulsaren zumindest eine Andeutung derartiger Periodizitäten gefunden (PSR B0531+21 [Cocke et al. 1969], PSR B0833-45 [Wallace et al. 1977], PSR B0540-69 [Middleditch & Pennypacker 1985], PSR B0656+14 [Shearer et al. 1997] und PSR B0630+17 [Shearer et al. 1998]).

Das Hauptproblem für einen erfolgreichen Nachweis der aus anderen Wellenlängenbereichen bekannten Quellen im sichtbaren Spektralband liegt dabei nur zum Teil in der, mit Ausnahme des Krebs Pulsars, sehr geringen visuellen Strahlungs-

intensität von $m_v \geq 22^m$ und der dadurch notwendigen langen Meßzeit. Auch geeignete Detektoren, mit einer ausreichend hohen Zeitauflösung zur Aufzeichnung der eindeutig identifizierbaren pulsartypischen Lichtkurven, sind weltweit nur in geringer Stückzahl vorhanden und stehen bislang an keinem der astronomischen Großteleskope standardmäßig zur Verfügung.

Für das theoretische Verständnis der Pulsarstrahlung ist der sichtbare Spektralbereich jedoch von besonderem Interesse, denn wie in Kapitel 1.3.4 näher dargestellt wird, basieren die beobachtete Radiostrahlung und die höherenergetischen Emissionen nach dem derzeitigen Kenntnistand auf zwei unterschiedlichen Emissionsmechanismen. Der Übergang zwischen diesen Beiden deutet sich möglicherweise bereits am hochfrequenten Ende des Radiobereichs an, findet aber mit Sicherheit unterhalb den Photonenenergien des sichtbaren Lichts statt, deren Erzeugung offensichtlich auf den gleichen physikalischen Prozessen wie die der beobachteten Röntgen- oder Gammastrahlung beruht (siehe Kapitel 1.3.4.3). Neben einer Ausdehnung der Radioastronomie auf höhere Frequenzen, stellt damit der Nachweis von Pulsaren im sichtbaren Wellenlängenbereich einen zweiten wichtigen Schritt dar, um die Energielücke zwischen den beobachteten Emissionen zu verringern, die Messungen auf einen weiteren Teil des elektromagnetischen Spektrums auszudehnen, und damit die unterschiedlichen Modelle besser miteinander in Verbindung setzen zu können. Insbesondere durch einen Abgleich der theoretischen Emissionsmodelle mit einer statistisch aussagekräftigen Anzahl von über ein breites elektromagnetisches Spektrum vermessenen Objekten sind dabei weitere Fortschritte bei unserem physikalischen Verständnis der astronomischen Klasse der Pulsare zu erwarten.

Aus diesem Grund beschloß die Gammagruppe des Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik in Garching bei München im Sommer 1996 den Bau eines neuartigen Detektorsystems, um die vorhandene Datengrundlage im Bereich der optischen Wellenlängen zu erweitern. Nach dem erfolgreichen Verlauf einer einjährigen Studie im Rahmen einer Diplomarbeit [Straubmeier 1997] zur Verifizierung des vorgeschlagenen Meßprinzips, wurde als Ziel dieser Doktorarbeit die endgültige Konzeption und Verwirklichung des als 'Optical Pulsar Timing Analyser' (OPTIMA) bezeichneten Detektorsystems zur Erfassung von optischen Pulsarlichtkurven, sowie die Durchführung von ersten wissenschaftlichen Mes-

sungen während der schrittweisen Aufbauphase festgelegt. Im Unterschied zu den bisher vorhandenen optischen Hochgeschwindigkeitsphotometern auf der Basis von herkömmlichen Photomultipliern, soll OPTIMA dabei auf dem aktuellen technischen Stand der Halbleitertechnologie basieren, um die äußerst schwachen aber streng periodischen Intensitätsvariationen der Zielobjekte in möglichst kurzer Beobachtungszeit, trotz des Vorhandenseins eines um mehrere Größenordnungen helleren atmosphärischen Himmelshintergrunds, signifikant nachzuweisen.

Der OPTIMA Detektor setzt dazu Avalanche Photodioden ein, neuartige Halbleiterelemente, mit denen einzelne optische Photonen bei einer sehr hohen Zeitauflösung von wenigen Mikrosekunden über einen breiten Wellenlängenbereich mit einer Quanteneffizienz von bis zu 80 Prozent nachgewiesen werden können. Dadurch wird die breitbandige Sensitivität des Detektors, verglichen mit dem Einsatz von Photomultipliern, um etwa das Sechsfache gesteigert, was bei vorgegebener Meßzeit ein ungleich signifikanteres Ergebnis bzw. bei gegebenem gewünschten Signifikanzniveau eine kürzere Beobachtungsdauer und damit eine effizientere Ausnutzung der Teleskopzeit zur Folge hat.

Eine weitere Grundvoraussetzung für den erfolgreichen Nachweis der geringfügigen aber exakt periodischen Intensitätsvariationen eines Pulsars trotz des dominierenden Signals des atmosphärischen Himmelshintergrunds ist, neben der Detektion einzelner optischer Photonen, eine äußerst präzise und über mehrere Tage stabile Zeitbasis mit einer Genauigkeit von wenigen Mikrosekunden. Diese Aufgabe wird bei OPTIMA von einem integrierten Empfänger des satellitengestützten globalen Positionierungssystems GPS übernommen.

1.2 Gliederung der Arbeit

Alle genannten Ziele wurden im Rahmen der hier vorliegenden Doktorarbeit erfolgreich erreicht und werden nun, zusammen mit den Ergebnissen der ersten wissenschaftlichen Messungen des Detektorsystems vorgestellt.

Direkt im Anschluß an dieses Kapitel erfolgt eine kurze Einführung in die astronomische Klasse der Pulsare, mit einer Beschreibung der wichtigsten Grundlagen und Eigenschaften dieser extremen Sternenform. Neben einem Überblick über die Entstehung und den physikalischen Aufbau von Neutronensternen wird, im Hin-

blick auf den möglichen Beitrag des OPTIMA Detektorsystems, insbesondere auf die unterschiedlichen Arten der Strahlungsemission von Pulsaren eingegangen.

Anschließend erfolgt in Kapitel 2 die Besprechung des allgemeinen Aufbaus des neuentwickelten Detektorsystems, sowie der einzelnen Funktionen und besonderen Merkmale der beteiligten Komponenten. Abgesehen von der ausführlichen Darstellung der beiden optischen Geräte, dem eigentlichen Hochgeschwindigkeitsphotometer und der zusätzlichen CCD Fokalaufsicht zur Kontrolle der Teleskopausrichtung, wird in diesem eher technisch orientierten Abschnitt auch die Aufgabe des computergestützten Steuerungs- und Kontrollsystems erläutert. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf der Sicherstellung der hohen zeitlichen Präzision und Langzeitstabilität im Mikrosekundenbereich, sowie auf der vorhandene Totzeit des Datenerfassungssystems.

Da es sich bei OPTIMA um ein zeitauflösendes Detektorsystem zur Messung von kurzperiodischen Intensitätsveränderungen von astronomischen Zielobjekten außerhalb unseres Sonnensystems handelt, müssen die gesammelten Daten bezüglich der räumlichen Bewegung des Beobachtungsstandorts, wie sie sich unter anderem aus der Eigenrotation und der Umlaufbahn der Erde ergibt, korrigiert werden, um die Messungen über einen längeren Zeitraum vergleichen zu können. Die Erläuterung der bei dieser Transformation, der Baryzentrisierung der lokalen Zeitinformationen in das Inertialsystem des Massenschwerpunkts unseres Sonnensystems, auftretenden Faktoren erfolgt in Kapitel 3. Außerdem werden in diesem Abschnitt die unterschiedlichen bei OPTIMA verwendeten numerischen Verfahren zur Auffindung von schwachen aber äußerst periodischen Intensitätsvariationen dargestellt und die jeweiligen Nachweisgrenzen bestimmt.

Sowohl bei der Beantragung von Beobachtungszeit an astronomischen Großteleskopen, als auch zur quantitativen Beurteilung von gemessenen Lichtkurven, ist die theoretische Abschätzung des von einem betrachteten Objekt erwarteten Signalniveaus, auf der Basis der durchschnittlichen spektralen Intensitätsverteilung der Quelle und der spektralen Transmission und Sensitivität des Detektors, unerlässlich. Zur Erläuterung der dabei zu berücksichtigenden Faktoren, sowie zur Verwendung der ermittelten Resultate bei der Auswertung der ersten wissenschaftlichen Messungen von OPTIMA, werden in Kapitel 4 drei derartige Berechnungen detailliert vorgeführt, anhand von drei charakteristischen Beispielen, den

beiden Pulsaren PSR B0531+21 und PSR B0630+17, sowie dem stets zu berücksichtigenden Beitrag des atmosphärischen Hintergrunds.

Im fünften und umfangreichsten Abschnitt dieser Arbeit erfolgt die Präsentation und Diskussion der ersten wissenschaftlichen Meßergebnisse des OPTIMA Detektorsystems. Die Darstellung umfaßt dabei einerseits die Messungen an zwei der prominentesten optischen Pulsare, dem lichtstärksten bekannten Pulsar des Krebsnebels, PSR B0531+21, und dem bislang einzigen Pulsar ohne gesicherte Identifikation im Bereich der Radiowellenlängen, dem Geminga Pulsar, PSR B0630+17. Zusätzlich wird in diesem Kapitel, am Beispiel von Messungen des bedeckungsveränderlichen Binärsystems HU Aquarii, jedoch auch gezeigt, daß das neue Hochgeschwindigkeitsphotometer nicht nur zur Suche nach optischen Pulsaren eingesetzt werden kann, sondern daß mit OPTIMA auch bei anderen Zielobjekten, die ebenfalls schnelle Intensitätsvariationen aufweisen, neue Entdeckungen möglich sind.

Als Abschluß wird schließlich in Kapitel 6 ein Ausblick auf mögliche zukünftige astronomische Beobachtungen mit dem OPTIMA Detektorsystem gegeben. Neben den erwarteten Verbesserungen der Resultate bei eventuellen Wiederholungsmessungen an den beiden Pulsaren aus dem vorhergehenden Kapitel, die sich durch das inzwischen mit allen Datenkanälen fertiggestellte Hochgeschwindigkeitsphotometer ergeben, wird in diesem Abschnitt auch der Einsatz von spektralen Filtern bei einer erneuten Beobachtung des Geminga Pulsars diskutiert.

1.3 Neutronensterne und Pulsare

Bei der astronomischen Klasse der Pulsare handelt es sich um eines der jüngsten Forschungsgebiete der modernen Astrophysik. Die erste Entdeckung einer derartigen pulsierende Radioquelle¹ fand erst vor etwas mehr als dreißig Jahren statt und geht auf die beiden Radioastronomen Antony Hewish und Jocelyn Bell zurück [Hewish et al. 1968]. Die Existenz der bis dahin nicht experimentell nachgewiesenen neuen Sternenkategorie der Neutronensterne wurde hingegen schon vor weiteren dreißig Jahren von den beiden Astronomen Walter Baade und Fritz Zwicky theoretisch vorhergesagt [Baade & Zwicky 1934].

¹ Pulsar, Kurzform für pulsating source of radio; oft auch abgekürzt als PSR

Nachdem die Möglichkeit der Identifizierung der neuentdeckten periodischen Radiosignale mit dem bis dahin weitgehend unbekanntem Konzept der Neutronensterne auch bereits in der ursprünglichen Veröffentlichung von Hewish et al. Erwähnung fand, war dieser Zusammenhang schon bald durch die Entdeckung von weiteren Radiopulsaren gesichert, da sowohl das Spektrum der gemessenen Periodendauern, als auch die bei PSR B0531+21 erstmalig beobachtete geringfügige Verringerung der Pulsationsfrequenz nur durch das Modell eines schnell rotierenden Neutronensterns erklärbar ist [Gold 1968].

Zum besseren Verständnis dieser exotischen stellaren Objekte soll in den nächsten Abschnitten ein knapper Überblick gegeben werden über ihre energiegeladene Entstehung als Endprodukt einer Supernovaexplosion, über ihre extremen physikalischen Parameter, die weit außerhalb des im Labor erzeugbaren Bereichs liegen und über ihre unterschiedlichen Mechanismen der Strahlungsemission.

1.3.1 Die Verbindung zwischen Neutronensternen und Supernovae

Bereits bei der ersten theoretischen Postulierung des stellaren Endzustands des Neutronensterns wurde als dessen Entstehungsmechanismus eine Supernovaexplosion vorgeschlagen, in deren Verlauf aus einem normalen Stern ein hauptsächlich aus Neutronen bestehendes Objekt mit sehr kleinem Radius und extrem hoher Dichte entstehen könne [Baade & Zwicky 1934].

Heute ist der Zusammenhang zwischen Neutronensternen bzw. Pulsaren und Supernovae weitgehend gesichert. Abgesehen von der Schlüssigkeit der existierenden Explosionsmodelle, basiert dieses Erkenntnis auf etwa einem Dutzend bekannter Pulsare, deren jeweilige astronomische Position mit den sichtbaren Überresten einer Supernovaexplosion verträglich ist. Dabei handelt es sich vor allem um relativ junge Objekte, wie den Pulsar PSR B0531+21, der sich nahe dem Zentrum des Supernovaüberrests des Krebsnebels befindet, dessen Explosion mit Hilfe von chinesischen astronomischen Aufzeichnungen auf das Jahr 1054 nach Christus datiert wird. Ähnliche Übereinstimmungen gibt es zum Beispiel aber auch für den ungefähr $2 \cdot 10^4$ Jahre alten Vela Pulsar (PSR B0833-45), den etwa zweitausend Jahre alten Pulsar PSR B0540-69 in der großen Magellanschen Wolke, oder den circa 1500 Jahre alten Pulsar PSR B1509-58.

Bei der Diskussion der vergleichsweise geringen Anzahl bekannter Assoziationen ist insbesondere das Alter der Pulsare und deren hohe lineare Raumgeschwindigkeit

keit, die im Mittel mehrere hundert Kilometer pro Sekunde beträgt [Lyne & Lorimer 1994] [Cordes & Chernoff 1998], von großer Bedeutung. Das charakteristische Alter eines Pulsars, das aus der Energiebilanz eines rotierenden magnetischen Dipols abgeleitet wird (siehe Kapitel 1.3.3), beträgt dabei bei alten Objekten bis zu 10^{10} Jahre [Taylor et al. 1993]. Der gasförmige Überrest einer Supernovaexplosion kann hingegen nur bis zu einem Alter in der Größenordnung von 10^5 Jahren beobachtet werden [Lyne & Graham-Smith 1998], so daß bei der Mehrzahl der bekannten Pulsare, deren Alter eine Million Jahre oder mehr beträgt, der mit ihnen entstandene Supernovaüberrest bereits nicht mehr sichtbar ist.

Doch auch bei jüngeren Objekten, deren zugehörige Explosionsnebel noch sichtbar sein sollten, ist die Bildung passender Paarungen, wegen der bereits oben angesprochenen hohen Raumgeschwindigkeit, nicht einfach. So liegt die anfängliche ballistische Expansionsgeschwindigkeit des Explosionsgases zwar in der Größenordnung von 10^4 km/s und damit über der Lineargeschwindigkeit des Pulsars, doch wird diese Ausdehnung durch das interstellare Gas im Lauf der Zeit bis zum Stillstand abgebremst. Wegen seinem ungleich höheren Trägheitsmoment verläuft die Bewegung des Pulsars hingegen praktisch ungebremst, so daß seine räumliche Position nach vielen Jahren also durchaus auch außerhalb des Explosionsnebels liegen kann. Auch diese Positionsabweichung zwischen dem Pulsar und dem Zentrum des Supernovaüberrests findet ansatzweise bei den oben angeführten Assoziationen insofern Bestätigung, als daß die beobachteten Winkelabweichungen mit dem charakteristischen Alter und den theoretisch erklärbaren Geschwindigkeiten der Objekte verträglich sind.

Durch all diese Beobachtungen kann die Entstehung der als Pulsare in Erscheinung tretenden Neutronensterne im Rahmen einer Supernovaexplosion als gesichert betrachtet werden, wobei der Umkehrschluß, daß jede Supernova auch einen Neutronenstern hervorbringt, jedoch nicht zulässig ist, da das Ergebnis einer derartigen Explosion stark von der ursprünglich vorhandenen Masse des Vorläufersterns abhängt. Dabei werden hauptsächlich die drei in Tabelle 1.1 zusammengefaßten Arten von Supernovae unterschieden, von denen nur zwei zur Entstehung eines Neutronensterns führen können.

Wie aus der Tabelle ersichtlich, findet bei einem alleinstehenden Hauptreihenstern mit weniger als vier Sonnenmassen keine Supernovaexplosion statt. Nach Beendigung der Wasserstoffbrennphase ist die Masse dieser Objekte zu gering, um

Bezeichnung	Masse des Vorläufersterns	Endprodukt
—	$M \lesssim 4 M_{\odot}$	weißer Zwerg
SN Ia	$4 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 8 M_{\odot}$	C-Detonation
SN Ib	$M \lesssim 4 M_{\odot}$ in Binärsystem	Neutronenstern?
SN II	$8 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 15 M_{\odot}$	Neutronenstern
	$15 M_{\odot} \lesssim M$	schwarzes Loch

Tabelle 1.1: massenabhängiger stellarer Endzustand

einen ausreichend hohen Gravitationsdruck zur Zündung von höheren Brennprozessen hervorzurufen, und ohne den stabilisierenden inneren thermischen Druck der Fusionsprozesse kollabieren sie zu einem weißen Zwerg. Ist solch ein Stern allerdings Teil eines Binärsystems kann die Entwicklung unter Umständen fortgesetzt werden und zu einer späteren Supernova des Typs Ib führen. Voraussetzung dazu ist, daß das Binärsystem eng genug ist, damit der weiße Zwerg von seinem Begleiter Materie akkretieren kann und so seine Masse weiter erhöht. Sofern er die stetig zugeführte Materie nicht wieder regelmäßig durch Novae abgibt, erreicht die Masse des Stern schließlich die Chandrasekhar Masse von 1,4 Sonnenmassen (M_{\odot}) und damit die obere Grenze der Stabilität eines weißen Zwergs. Als Folge ergeben sich zwei Möglichkeiten der Weiterentwicklung, nämlich entweder eine vollständige explosionsartige Zerstörung, oder ein weiterer Gravitationskollaps zu einem Neutronenstern. Zwar wird der erste Fall, der in etwa mit einer Supernova des Typs Ia vergleichbar ist, allgemein als wahrscheinlicher angesehen, doch könnte der zweite Mechanismus trotzdem einen signifikanten Beitrag zur Population der Pulsare liefern.

Ausgehend von den vorhandenen theoretischen Modellen, sind zumindest ein Teil der Supernovae des Typs II hingegen eine sichere Quelle von Neutronensternen. In diesem Fall ist ein ausreichend großer Gravitationsdruck vorhanden, daß nach der Beendigung des Wasserstoffbrennens auch die Phase des Heliumbrennens und eventuell auch alle weiteren Fusionsprozesse bis hin zur Erzeugung von energetisch stabilem Eisen gezündet werden. Erst danach gerät der Stern aus dem thermischen Gleichgewicht und beginnt unter der eigenen Gravitation zu kollabieren. Beträgt die Masse des ursprünglichen Sterns dabei nicht mehr als etwa 15 Sonnenmassen, was einer Masse des zentralen Kerns von ungefähr $2,5 M_{\odot}$ entspricht, kann der Zusammensturz vom Entartungsdruck der Neutronen gestoppt und stabilisiert werden, so daß, abgesehen von der mehrere Sonnenmassen schweren abge-

stoßenen Gashülle, als Endprodukt ein Neutronenstern vorliegt. Ist diese Grenze hingegen überschritten, so ist der vollständige Kollaps nicht aufzuhalten und es entsteht ein schwarzes Loch.

Ebensowenig hinterlassen Supernovae des Typs Ia ein stellares Objekt, denn in diesem Massenbereich verläuft die Zündung der zentralen Kohlenstoffbrennphase katastrophal in Form einer explosionsartigen Kohlenstoffdetonation, durch die der Stern zerstört wird.

1.3.2 Physikalischer Aufbau von Neutronensternen

Wie bereits einleitend angesprochen, ist das Studium der Neutronensterne unter anderem deshalb so wichtig und faszinierend, da diese Objekte einige physikalische Parameter aufweisen, deren Werte um viele Größenordnungen außerhalb des im Labor erreichbaren Bereichs liegen. Neben dem äußerst starken Magnetfeld gehört dazu vor allem auch ihre extreme Dichte, die in den inneren Regionen sogar die Dichte eines Atomkerns übersteigt.

Zur genaueren Beschreibung des mehr als neun Größenordnungen überspannenden Dichteverlaufs ist in Abbildung 1.1 ein radialer Querschnitt dargestellt, so wie er sich aus den theoretischen Modellen eines typischen Neutronensterns ergibt. Mit Hilfe dieser Theorien kann auch der zulässige Massenbereich bestimmt werden, in dem stabile Neutronensterne existieren können, wobei man als untere und obere Grenze $0,2 M_{\odot}$ bzw. $2,0 M_{\odot}$ erhält. Unterhalb davon reicht die erzeugte Gravitationskraft nicht aus, um den Stern in seinem kondensierten Zustand zu halten und eine größere Masse würde zu einem weiteren Kollaps zu einem

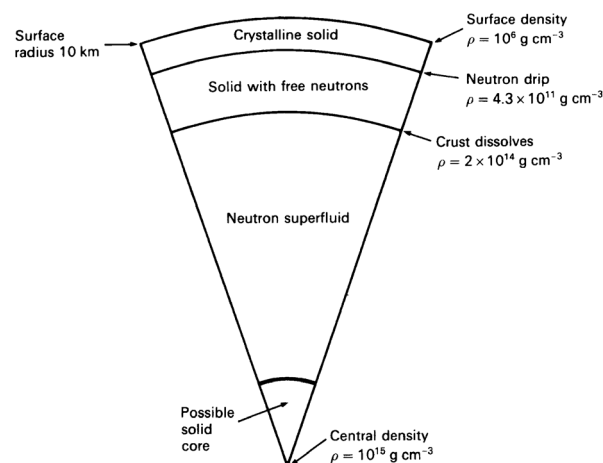


Abbildung 1.1: radialer Aufbau der inneren Schichten eines Neutronensterns
(Abbildung aus Lyne & Graham-Smith 1998)

schwarzen Loch führen. Innerhalb des zulässigen Bereichs hat eine größere Masse hingegen hauptsächlich einen dichteren Aufbau des Sterns zur Folge, so daß das resultierende Trägheitsmoment des Körpers nahezu konstant bleibt.

Der Durchmesser eines typischen Neutronensterns mit $1,4 M_{\odot}$ liegt gemäß den Modellen bei ungefähr 20 bis 30 Kilometern und die zentrale Dichte beträgt etwa 10^{14} bis $3 \cdot 10^{15}$ g/cm³. Die Unsicherheit der angegebenen Werte ist dabei zurückzuführen auf die, in diesem extremen Dichtebereich, nur ungenügend genau bekannte Zustandsgleichung der Sternmaterie.

Bei Betrachtung von Abbildung 1.1 lassen sich vor allem zwei Bereiche unterscheiden, nämlich die ungefähr einen Kilometer dicke feste Oberfläche und das hauptsächlich aus flüssigen Neutronen bestehende Sterninnere. Der Übergang zwischen diesen beiden Gebieten findet ungefähr bei einer Dichte von $\rho_0 = 2,8 \cdot 10^{14}$ g/cm³ statt, der Dichte eines Atomkerns. Wie bereits angesprochen, weist die aus Beschleunigerexperimenten extrapolierte Zustandsgleichung jedoch insbesondere im Bereich der höchsten Dichten, in der Nähe des Zentrums, große Unsicherheiten auf, die sich auch auf die Ergebnisse der Sternmodelle auswirken.

Härtere Zustandsgleichungen, bei denen sich die Neutronenflüssigkeit sehr schwer verdichten läßt, führen dabei zu einer niedrigeren zentralen Dichte, einem größeren Radius und einer dickeren Oberflächenkruste. Die derzeit favorisierten Modelle, auf denen auch die Darstellung in Abbildung 1.1 basiert, gehen allerdings von einer weicheren Zustandsgleichung aus, die auch längereichweitige Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Neutronen berücksichtigt.

Die Zusammensetzung der äußeren Oberflächenschicht ähnelt dem Inneren eines weißen Zwergs und besteht aus einem sehr starken und steifen Kristallgitter aus Eisenkernen. Mit zunehmendem Druck wird es dann jedoch für immer mehr freie Elektronen energetisch vorteilhafter, sich mit den Protonen des Kerns zu Neutronen zu vereinigen, so daß bei einer Dichte von etwa $4,3 \cdot 10^{11}$ g/cm³ schließlich äußerst neutronenreiche Kerne wie ¹¹⁸Kr, ein Atomkern mit 82 Neutronen und nur 36 Protonen, den energetisch stabilsten Materiezustand darstellen [Baym et al. 1971].

Bis zu diesem Grenzwert² kommen zwar außerhalb der Atomkerne nahezu keine freien Neutronen vor, doch ihre Bindung innerhalb eines Kerns nimmt mit stei-

² Dieser Grenzwert bei $4,3 \cdot 10^{11}$ g/cm³ wird in der Literatur auch als 'neutron drip point' bezeichnet.

gender Neutronenzahl immer weiter ab. Oberhalb von diesem Punkt hingegen beginnen einzelne Neutronen von den Atomkernen abzuwandern und bilden eine sogenannte Neutronenflüssigkeit. Dieser Vorgang setzt sich mit zunehmendem Druck immer weiter fort, so daß im inneren Bereich des Sterns, ungefähr ab der nuklearen Dichte ρ_0 , keine geordneten Atomkerne mehr vorhanden sind, und der Stern hier nur noch aus einer Flüssigkeit von Neutronen mit einem geringen Prozentsatz an einzelnen Protonen und Elektronen besteht [Alpar & Sauls 1988]. Sowohl die Neutronen- als auch die Protonenflüssigkeit befindet sich dabei in einem superfluiden und viskositätsfreien Zustand, was vor allem das Rotationsverhalten des Sterns entscheidend beeinflusst (siehe Kapitel 1.3.3).

Für das innerste Zentralgebiet, in etwa ab einer Dichte von $2\rho_0$, werden die Voraussagen über die dort herrschenden Materiezustände aufgrund der mangelhaften Kenntnisse über die unter diesen extremen Bedingungen möglichen Phasenübergänge hingegen immer spekulativer. Ein theoretisch denkbares und diskutiertes Szenario ist zum Beispiel ein fester Kern aus Mesonen und Kaonen, die sich ungefähr ab $6\rho_0$ aus den vorhandenen Neutronen bilden können. Ebenso könnte auch ein weiterer Phasenübergang eintreten, ähnlich dem beim Grenzwert ρ_0 , und die Neutronen könnten sich in Quarks und Gluonen teilen.

1.3.3 Zeitliche Veränderungen der Pulsationsperiode

Wie bei der Beschreibung der Mechanismen der Strahlungsemission in Kapitel 1.3.4 deutlich wird, ist bei einem Pulsar die charakteristische Periodendauer unmittelbar mit der Rotation des zugrundeliegenden Neutronensterns verknüpft, so daß alle zeitlichen Veränderungen der Pulsation direkt auf diese Bewegung zurückgeführt werden können. Da zudem im Inneren eines Neutronensterns keinerlei Energieerzeugung mehr stattfindet, stellt der vorhandene Drehimpuls das einzige nutzbare Energiereservoir dar, aus dem, im Sinne der Energieerhaltung, alle Energieverluste zu bestreiten sind. Somit muß der beobachtete Strahlungsfluß eines Pulsars zwangsläufig zur einer Verlangsamung der Rotationsgeschwindigkeit führen, die sich wiederum in einer zeitlichen Dehnung der empfangenen Signalzüge ausdrückt.

Für den einfachsten Fall eines rotierenden magnetischen Dipols läßt sich die pro Zeiteinheit abgestrahlte Energie wie folgt berechnen:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} \frac{\Omega^4 M_{\perp}^2}{c^3} = \frac{2}{3} \frac{\Omega^4 (M \cdot \sin \alpha)^2}{c^3} = \frac{\Omega^4}{3c^3} B_0^2 r^6 \sin^2 \alpha$$

- mit: Ω : Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Dipols
 M : magnetisches Dipolmoment
 B_0 : polare magnetische Flußdichte an der Oberfläche
 r : Radius des Neutronensterns
 α : Winkel zwischen den Achsen des magnetischen Dipols und der Rotation

Auf der anderen Seite steht für den Energiegewinn aus einer Verlangsamung der Rotation:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{d\left(\frac{1}{2} I \Omega^2\right)}{dt} = I \Omega \dot{\Omega}$$

- mit: Ω : Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Körpers
 I : Trägheitsmoment des rotierenden Körpers

Zusammengefaßt ergibt sich durch die Energieerhaltung:

$$I \Omega \dot{\Omega} = -\frac{2}{3} \frac{M_{\perp}^2}{c^3} \Omega^4$$

oder allgemein ausgedrückt:

$$\dot{\Omega} = -k \Omega^n$$

- mit: Ω : Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Körpers
 k : eine Konstante zur Berücksichtigung des Trägheits- und magnetischen Moments des rotierenden Körpers
 n : der sogenannte Bremsindex³ (im Fall der oben dargestellten reinen magnetischen Dipolstrahlung ist dieser Wert gleich 3)

Durch Integration dieser Differentialgleichung läßt sich daraus der folgende mathematische Zusammenhang zwischen der aktuell beobachteten Winkelgeschwindigkeit, ihrer ersten Zeitableitung und dem Alter des Pulsars herstellen:

$$t = -\frac{\Omega}{(n-1)\dot{\Omega}} \left(1 - \frac{\Omega^{n-1}}{\Omega_0^{n-1}} \right)$$

- mit: Ω : aktuelle Winkelgeschwindigkeit des Pulsars
 Ω_0 : Winkelgeschwindigkeit zum Zeitpunkt $t = 0$
 n : Abbremsindex ($n \neq 1$)
 t : Alter des Pulsars

³ in der englischsprachigen Literatur als 'braking index' bezeichnet

der sich für den Spezialfall einer reinen magnetischen Dipolabstrahlung ($n = 3$) und unter der Bedingung $\Omega_0 \gg \Omega$ zum charakteristischen Alter eines Pulsars vereinfachen läßt:

$$\tau = -\frac{\Omega}{2\dot{\Omega}} = \frac{P}{2\dot{P}}$$

mit: Ω : aktuelle Winkelgeschwindigkeit
 P : aktuelle Rotationsperiode
 τ : charakteristisches Alter

Aus dieser Differentialgleichung ist klar ersichtlich, daß die Rotationsperiode eines Pulsars zum Ausgleich der abgestrahlten Energie kontinuierlich zunimmt. Deshalb muß auch bei der Phasenanalyse der OPTIMA Meßdaten die zum Zeitpunkt der Messung vorliegende Rotationsfrequenz eines betrachteten Pulsars stets auf der Basis von interpolierten Ephemeridensätzen berechnet werden (siehe Kapitel 3.2.1).

Doch zusätzlich zu dieser gleichmäßigen und genau vorausberechenbaren Verlangsamung der Rotation kommen vor allem bei jungen, gelegentlich aber auch bei älteren Pulsaren, noch andere Veränderungen der beobachteten Periodendauer vor, die sogenannten Glitches. Bei diesen, je nach betrachtetem Objekt unterschiedlich häufigen Erscheinungen, handelt es sich um abrupte Erhöhungen der beobachteten Umdrehungsgeschwindigkeit, die typischerweise in der Größenordnung eines Faktors 10^{-6} der aktuellen Rotationsfrequenz liegen. Da der Zeitpunkt dieser Ereignisse nicht vorhersagbar ist, kann ihr Auftreten erst nachträglich auf der Basis regelmäßiger Messungen bestimmt werden, in deren Datensätzen sie je nach beobachtetem Objekt als sprunghafte Veränderungen der Periodendauer (siehe Abbildung 1.3) oder der Zeitkonstante der Abbremsung der Rotation (siehe Abbildung 1.2) erkennbar sind.

Bezüglich der Datenanalyse bei Messungen mit dem OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometer bedeutet dies, daß insbesondere bei schwachen Quellen und für den Fall, daß mit den im Zeitraum vor der Messung bestimmten Rotationsephemeriden keine Pulsation in den Daten nachgewiesen werden kann, überprüft werden muß, ob diese Ephemeriden überhaupt noch gültig sind, oder ob eventuell ein Glitch aufgetreten ist. Sofern das Signal einer Quelle in den OPTIMA Meßdaten zu schwach ist, um auch eine leicht veränderte Periodendauer im Rahmen einer Frequenzabtastung zu finden (siehe Kapitel 5.2.2.2), muß diese Überprüfung

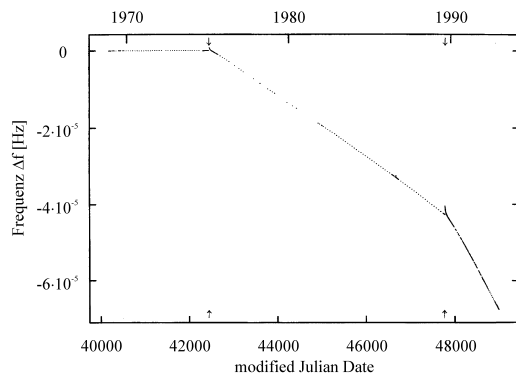


Abbildung 1.2: Glitches bei PSR B0531+21
 Es ist deutlich die Veränderung der Zeitkonstante der Abbremsung der Rotationsfrequenz an den beiden mit Pfeilen markierten Stellen zu erkennen.
 (basierend auf Lyne et al. 1992b)

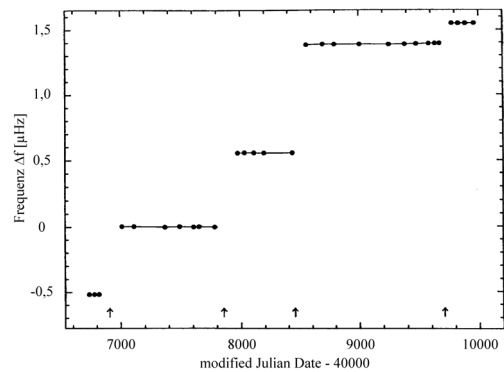


Abbildung 1.3: Glitches bei PSR B1758-23
 Es sind mehrere un stetige Veränderungen der Rotationsfrequenz dargestellt. Eine geänderte Abbremsung ist hier nicht zu erkennen.
 [Shemar & Lyne 1996]

der Rotationsparameter von Detektoren aus anderen Energiebereichen erfolgen, in denen die Quelle ein deutlicheres Signal aufweist. Erst danach ist sichergestellt, daß die Phasenanalyse mit der korrekten Wiederholfrequenz durchgeführt wurde. Eine theoretische Erklärung für diese, scheinbar dem Energieerhaltungssatz widersprechenden, abrupten Zunahmen der Umdrehungsgeschwindigkeit liefert die im vorhergehenden Kapitel geschilderte Zusammensetzung der Rotation des Neutronensterns aus der Rotation eines Festkörpers und einer superfluiden Flüssigkeit.

Der überwiegende Großteil der inneren Neutronenflüssigkeit ist dabei, über Wechselwirkungen mit den in geringer Menge ebenfalls vorhandenen Protonen und Elektronen, relativ starr an die Rotation des Magnetfelds und der festen Oberfläche des Sterns gekoppelt, so daß die Anpassung an eine veränderte Winkelgeschwindigkeit innerhalb von wenigen Rotationsperioden erfolgt [Alpar & Sauls 1988]. Im äußeren Übergangsbereich zur kristallinen Oberfläche existiert jedoch eine nicht zu vernachlässigende Menge an superfluiden Neutronen, deren Kopplung an die übrigen Komponenten deutlich geringer ist, und die deshalb der allgemeinen Verlangsamung der Umdrehungsgeschwindigkeit nur mit einer deutlich größeren Zeitkonstante folgen, in der Größenordnung von etwa einem Jahr. Der Grund für dieses stark unterschiedliche Wechselwirkungsverhalten liegt darin, daß die Neutronenflüssigkeit in den beiden Bereichen in verschiedenen Quantenzuständen vorliegt, denn unter der hohen Dichte des Zentralbereichs besetzen die Neutronenpaare den räumlich anisotropen 3P_2 Zustand, der eine weit

bessere magnetische Kopplung ermöglicht als der bei geringeren Teilchenzahl-dichten energetisch begünstigte 1S_0 Zustand.

Dadurch nehmen die in den inneren Schichten der festen Oberfläche vorhandenen freien Neutronen nur bedingt an der allgemeinen Verringerung der Rotationsfrequenz teil und können das Kristallgitter der neutronenreichen Atomkerne nahezu wechselwirkungsfrei mit einer signifikant höheren Winkelgeschwindigkeit durchströmen.

Wie mit Hilfe von Versuchen mit superflüssigem Helium gezeigt wurde, erfolgt die Rotation einer superfluiden Flüssigkeit durch die Ausbildung von Wirbellinien, in deren Zentrum die Flüssigkeit in ihrem Normalzustand vorliegt. Ähnlich dem Fall der magnetischen Flußschläuche eines Typ II Supraleiters, werden diese Wirbellinien bevorzugt an Gitterfehlstellen oder an bzw. zwischen Gitteratomen verankert, und sind außerdem in ihrer Flächendichte proportional zur Winkelgeschwindigkeit der Bewegung. Eine Veränderung der Rotationsfrequenz⁴ ist demnach nur über die Erhöhung oder Verringerung der Zahl der vorhandenen Wirbelfäden möglich, wobei aus theoretischen Modellen bekannt ist, daß die Erzeugung oder Vernichtung einzelner Wirbel nur am äußeren Rand der rotierenden Flüssigkeit erfolgt, und eine Änderung der Winkelgeschwindigkeit deshalb stets eine radiale Bewegung der Wirbellinien nach Innen oder Außen zur Folge hat. Diese Verschiebung steht nun allerdings in direktem Konflikt zur Verankerung der Wirbel am festen Kristallgitter und führt zu den beobachteten Glitches der Neutronensterne.

Als Ausgangspunkt der Erklärung wird dazu ein Rotationszustand betrachtet, bei dem die kristalline Oberfläche und die superfluiden Neutronen die gleiche Winkelgeschwindigkeit besitzen, und die Wirbellinien der Supraflüssigkeit am Kristallgitter verankert sind. Wird nun die Rotation der festen Komponente langsam abgebremst, so wie es bei den hier betrachteten Pulsaren der Fall ist, so wirkt wegen der nun unterschiedlichen Winkelgeschwindigkeiten und den geringfügig vorhandenen Wechselwirkungen eine gewisse Kraft auf die Teilchen der nun vergleichsweise schneller rotierenden Flüssigkeit. Diese als Magnus-Kraft bezeichnete Kraft ist proportional zur Differenz der beiden Winkelgeschwindig-

⁴ Auch wenn hier und im folgenden Text immer von einer Rotation der Supraflüssigkeit gesprochen wird, so ist dies strenggenommen nicht korrekt, sondern die superflüssigen Teilchen ahmen lediglich die Rotation eines Festkörpers durch die Ausbildung von Wirbellinien nach.

keiten [Alpar & Sauls 1988] und hätte bei fehlender Verankerung eine nach außen gerichtete Wanderung der Wirbellinien und somit eine ebenfalls langsamere Rotation der Neutronenflüssigkeit zur Folge.

Diese radiale Bewegung wird nun allerdings von der Haftenergie einer Verankerung, die in der Größenordnung von einigen Kiloelektronenvolt bis 10 MeV liegt [Link et al. 1993], so lange unterbunden, bis die Differenz der Winkelgeschwindigkeiten, und damit auch die wirkende Magnus-Kraft, ausreichend angewachsen ist, um die Verankerung zu lösen. Geschieht die folgende Radialbewegung in Form einer kollektiven Wirbellinientankerung, so kommt es zu einem Glitch und die Rotationsfrequenz der festen Oberfläche wird durch den plötzlich freiwerdenden, bis dahin in der schnelleren Bewegung der Neutronenflüssigkeit gespeicherten, Drehimpuls sprunghaft angehoben.

Je nach Ausmaß des Glitches sind die Bewegungen des Kristallgitters und der superfluiden Flüssigkeit danach wieder weitgehend angeglichen und die verbleibenden Wirbellinien gehen neue Verankerungen ein, so daß sich ein erneuter Drehimpulsüberschuß aufbauen kann.

1.3.4 Strahlungsemission von Pulsaren

Obwohl schon kurze Zeit nach der ersten Entdeckung eines Pulsars allgemein akzeptiert war, daß den beobachteten periodischen Intensitätsvariationen eigentlich keine echte Pulsation, sondern vielmehr die schnelle leuchtturmartige Rotation eines begrenzten Emissionsgebiets zugrunde liegt (siehe Abbildung 1.4), ist der detaillierte Emissionsmechanismus auch nach drei Jahrzehnten intensiver Forschung noch unklar. Eine räumlich derart stark gebündelte Strahlung war bis zu diesem Zeitpunkt noch von keinem astronomischen Objekt gemessen worden, und es existierte bis dahin auch kein bekannter Emissionsmechanismus, der einen solchen Strahl über nahezu das komplette elektromagnetische Spektrum erzeugen könnte, so wie es zum Beispiel beim Pulsar des Krebsnebels beobachtet wird.

Es wurden jedoch, unter den englischsprachigen Bezeichnungen 'polar cap model' [Daugherty & Harding 1982] und 'outer gap model' [Cheng et al. 1986], zwei empirische Theorien entwickelt, die zusammen viele Charakteristika der über das ganze Spektrum beobachteten Emissionen erklären können. Abgesehen von unterschiedlichen Emissionsregionen und -mechanismen, basieren beide Modelle auf dem dominierend starken magnetischen Feld, das sowohl den Ort, als auch die

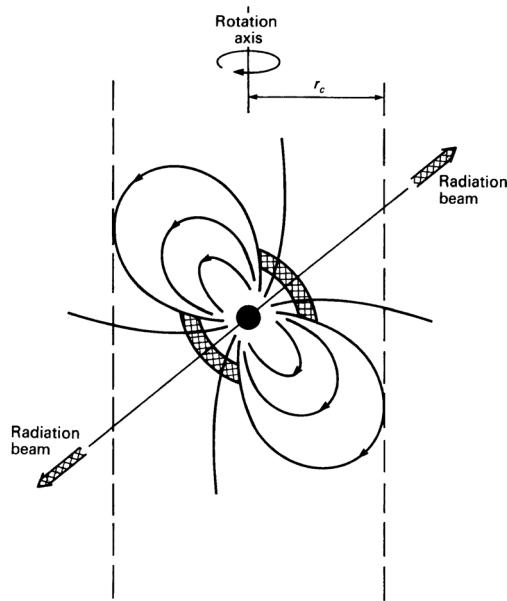


Abbildung 1.4: schematische Darstellung der leuchtturmformigen Strahlungsemission eines Pulsars
 Die möglichen Emissionsregionen über den beiden magnetischen Polen sind als schraffierte Gebiete gekennzeichnet. Die beiden äußeren vertikalen Linien definieren den sogenannten Lichtzylinder und befinden sich in dem radialen Abstand, in dem sich die mitrotierenden magnetischen Feldlinien mit Lichtgeschwindigkeit bewegen.
 (Abbildung aus Lyne & Graham-Smith 1998)

Richtung der gebündelten Abstrahlung bestimmt. Eine vollständige Vereinigung der beiden Theorien erweist sich dabei als schwierig, so daß derzeit davon ausgegangen wird, daß die empfangene Strahlung anscheinend aus zwei unterschiedlichen Regionen der Magnetosphäre des rotierenden Neutronensterns stammt. Da die physikalischen Parameter, unter denen die Pulsare ihre enormen Strahlungsmengen erzeugen und abgeben, jedoch weit außerhalb des uns bekannten Bereichs liegen, der bei anderen Strahlungsquellen oder gar im Labor studiert werden kann, sind viele Aspekte der beobachteten Strahlungsemissionen noch unverstanden und die theoretischen Modelle sind somit sicherlich noch nicht als endgültig zu betrachten.

Trotzdem soll in den nun folgenden letzten Abschnitten dieses kleinen Überblicks über die fundamentalen Eigenschaften der Pulsare versucht werden, die Grundzüge dieser Emissionsmodelle zu veranschaulichen. Begonnen wird dabei mit der Skizzierung der physikalischen Abläufe, die zur Ausbildung der plasmagefüllten Magnetosphäre eines Pulsars führen, welche die Basis der beiden danach vorgestellten Modelle bildet und in der die Emissionsprozesse ablaufen.

1.3.4.1 Die Magnetosphäre eines Pulsars

Die Magnetosphäre eines Pulsars kann im allgemeinen als mitrotierende Plasmahülle betrachtet werden, deren Bewegungen und Eigenschaften nahezu vollständig durch das starke Magnetfeld und das von diesem induzierte elektrische Feld bestimmt sind.

Für den vereinfachten Fall einer Ausrichtung des Magnetfelds parallel zur Rotationsachse wurden die Entstehung einer plasmagefüllten Magnetosphäre und die in ihr herrschenden Feldstärken und Ladungsdichten erstmals von Goldreich und Julian analysiert [Goldreich & Julian 1969]. Ausgehend von der sehr hohen, und von den Autoren als unendlich angenommenen, elektrischen Leitfähigkeit der Materie des Neutronensterns gilt in diesem die Beziehung:

$$\vec{E} + \frac{1}{c}(\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{B} = 0$$

mit: \vec{E} : elektrische Feldstärke
 c : Lichtgeschwindigkeit
 $\vec{\Omega}$: Winkelgeschwindigkeit des Neutronensterns
 \vec{r} : Ortsvektor
 \vec{B} : magnetische Feldstärke

Für den Spezialfall der parallelen Magnetfeldanordnung ergibt sich außerhalb des Sterns dabei ein elektrisches Quadrupolfeld, das auch eine Komponente entlang der magnetischen Feldlinien aufweist. An der Oberfläche des Neutronensterns beträgt diese elektrische Feldstärke:

$$E_{\parallel} \approx \frac{\Omega R}{c} B$$

mit: R : Radius des Neutronensterns

und liegt bei typischen Pulsaren im Bereich von 10^{12} V/cm. Die aus diesem Feld auf geladene Teilchen wirkende Kraft übersteigt die entsprechende Gravitationskraft um viele Größenordnungen, so daß es, sofern die Bindungsenergien an der Oberfläche nicht allzu groß sind, zu einem Teilchenfluß aus dem Stern in die umgebende Region kommt.

Dort sind allerdings zwei verschiedene Gebiete zu unterscheiden, die sich aus der Rotation des Magnetfelds ergeben. Dies ist zum Einen der magnetisch geschlossene Bereich, dessen Feldlinien vollständig innerhalb des sogenannten Lichtzylinders verlaufen, und zum Anderen der magnetisch Offene, dessen Feldlinien diese

in Abbildung 1.4 als vertikale Linien eingezeichnete Grenze überschreiten. Der radiale Abstand des Lichtzylinders von der Rotationsachse des Pulsars ergibt sich dabei gemäß $r_c = c/\Omega$ aus der Winkelgeschwindigkeit und der Lichtgeschwindigkeit, und definiert denjenigen Radius, bei dem sich ein mit der rotierenden Magnetosphäre mitbewegtes Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit bewegen muß, um den Feldlinien zu folgen. Da die enorme Stärke des Magnetfelds großräumige Bewegungen des Plasmas in erster Näherung nur parallel zu seinen Feldlinien zuläßt, sind somit alle Teilchen, die sich auf geschlossenen Linien innerhalb des Lichtzylinders befinden, in der Magnetosphäre des Pulsars gefangen, und ein Abfluß von Partikeln in den interstellaren Raum kann nur in den Regionen mit offenen Feldlinien erfolgen.

Im magnetisch geschlossenen Bereich der Magnetosphäre wird dabei eine stabile Gleichgewichtssituation erreicht, in der die Raumladung der gefangenen Teilchen das elektrische Feld auf Null reduziert. In diesem, mit dem Neutronenstern starr mitrotierenden Gebiet, gilt die Beziehung $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$ und es findet keine Teilchenbeschleunigung entlang den magnetischen Feldlinien statt.

Im magnetisch offenen Bereich ist ein solches statisches Gleichgewicht hingegen nicht möglich, da die Teilchen hier entlang dem Magnetfeld aus dem Lichtzylinder und der Magnetosphäre abfließen [Arons 1981]. Ausgehend von dieser Bewegung der elektrisch geladenen Teilchen entlang den gekrümmten Magnetfeldlinien wurden nun, wie bereits angesprochen, zwei verschiedene theoretische Emissionsmodelle mit den Namen 'polar cap model' und 'outer gap model' entwickelt. Die Namensgebung der beiden Theorien spiegelt dabei die unterschiedlichen Regionen der Magnetosphäre wieder, in denen die zugehörigen Emissionsprozesse ablaufen, und jedes der Beiden ist für die Erklärung der beobachteten Pulsarstrahlung in einem unterschiedlichen Energiebereich zuständig.

1.3.4.2 Radioemission von den magnetischen Polen

Abgesehen von der bislang einzig bekannten Ausnahme, dem Geminga Pulsar PSR B0630+17 (siehe Kapitel 5.2), ist die periodische Veränderung der gemessenen Radiostrahlung das charakteristischste Beobachtungsmerkmal der astronomischen Klasse der Pulsare.

Nachdem schon kurz nach der ersten Entdeckung von einzelnen Radiopulsen, von einer bis dahin unbekannten astronomischen Quelle, als emittierendes Objekt ein schnell rotierender Neutronenstern vermutet wurde [Gold 1968], der seine Strahlung in der Art eines Leuchtfeuers als stark gebündelten Lichtstrahl abgibt (siehe Abbildung 1.4), war auch klar, daß die beobachtete Periodizität von der Rotation des emittierenden Gebiets hervorgerufen wird. Umgekehrt bedeutet dies, daß von dem gemessenen zeitlichen Pulsprofil direkt auf die räumliche Ausdehnung und Anordnung der zugehörigen Emissionsregion zurückgeschlossen werden kann.

Während der zeitliche Intensitätsverlauf dabei bei der Betrachtung von einzelnen Pulsationsperioden sehr variabel sein kann und gelegentlich sowohl überdurchschnittlich große Pulse⁵, als auch das vollständige Ausbleiben gepulster Emission über mehrere Perioden⁶ möglich sind, weist das über eine Vielzahl von Umdrehungen gemittelte charakteristische Emissionsprofil eine überraschend hohe Konstanz auf. Bei den meisten Objekten entsprechen die typischen Zeitdauern der gemessenen Radiopulse, bezogen auf die jeweilige Periodendauer, nur einem Rotationswinkel des Neutronensterns zwischen 5° und 20° , weshalb diese Strahlung nur aus einem räumlich sehr begrenzten Bereich stammen kann. Die von einer geringeren Anzahl von Pulsaren bekannten und scheinbar widersprüchlichen sehr großen Pulsbreiten, die sich teilweise nahezu über eine gesamte Periode erstrecken, könnten zum Beispiel durch eine bei diesen Objekten vorhandene nahezu parallele Ausrichtung des Magnetfelds entlang der Rotationsachse des Neutronensterns erklärt werden.

Zudem weisen die gemittelten Intensitätsprofile meist einen hohen Grad an linearer Polarisierung auf und die phasenabhängige Lage des Polarisationswinkels folgt oft einem erstaunlich einfachen Muster. In Bereichen außerhalb der Pulse verbleibt die Polarisationsrichtung dabei nahezu unverändert, wohingegen sie sich im Verlauf eines Pulses kontinuierlich und streng monoton um bis zu 180° dreht. Dieses einfache zeitliche Verhalten deutet darauf hin, daß die Emission der Radiostrahlung in der unmittelbaren Umgebung über einem magnetischen Pol stattfindet, da dann die beobachtete Veränderung des Polarisationswinkels direkt mit der Anordnung der gekrümmten magnetischen Feldlinien in Verbindung gebracht werden kann, sofern ein Emissionsprozeß zugrunde liegt, bei dem die Polarisierung

⁵ in der englischsprachigen Literatur als giant pulses bezeichnet

⁶ sogenanntes pulse nulling

tionseigenschaften der erzeugte Strahlung mit dem Verlauf des Magnetfelds verknüpft sind.

Zusammen mit der vorliegenden Feldgeometrie, bei der sich der radiale Durchmesser des Bereichs offener Feldlinien über den magnetischen Polen mit steigendem Abstand von der Oberfläche des zentralen Neutronensterns immer schneller vergrößert, und der geringen Winkelausdehnung der gemessenen Pulsbreiten ergibt sich somit ein Modell, bei dem die beobachteten Radioemissionen aus einer Region direkt über den magnetischen Polen und mit relativ geringem Abstand zur Sternoberfläche stammen. Dieses wird im allgemeinen als 'polar cap model' bezeichnet.

Zur Klärung des vorliegenden Emissionsmechanismus muß die sehr hohe Intensität der empfangenen Radiostrahlung berücksichtigt werden, wodurch eine thermische Emission als Ursprung ausscheidet. Da zudem kein nachträglicher Verstärkungsprozeß bekannt ist, der für den beobachteten hohen Strahlungsfluß in Frage kommt, legt dies eine kohärente Strahlungserzeugung nahe, in deren Fall sich der erzeugte Strahlungsfluß quadratisch proportional zur Anzahl der beteiligten Teilchen verhält, anstelle einer direkten Proportionalität bei inkohärenter Emission. Als denkbare Emissionsmechanismen werden dabei kohärente Krümmungsstrahlung [Ruderman & Sutherland 1975], relativistische Plasmaemissionen [Asseo et al. 1980] und Maserstrahlung [Luo & Melrose 1992] diskutiert.

1.3.4.3 Hochenergetische Emission aus der äußeren Magnetosphäre

Der Energieinhalt der bei nahezu allen bekannten Pulsaren gemessenen Radiostrahlung stellt allerdings nur einen geringen Bruchteil der zur Verfügung stehenden Gesamtenergie dar, die sich aus der beobachteten Verlangsamung der Rotation ergibt. Insbesondere bei jungen Pulsaren können die gepulsten Emissionen deshalb, ausgehend vom niederenergetischsten Energiebereich der Radiowellen, oft auch bei infraroten, sichtbaren und ultravioletten Wellenlängen, sowie im nieder- und hochenergetischen Röntgenbereich, und bis hin zur hochenergetischen Gammastrahlung bei vielen GeV nachgewiesen werden. Im Fall des jüngsten Pulsars, dem Pulsar des Krebsnebels PSR B0531+21, überdeckt die gemessene Pulsation den riesigen Bereich von ungefähr 16 Dekaden des elektromagnetischen Spektrums, wobei sich das Maximum der emittierten Energie im Bereich der Röntgenstrahlung befindet.

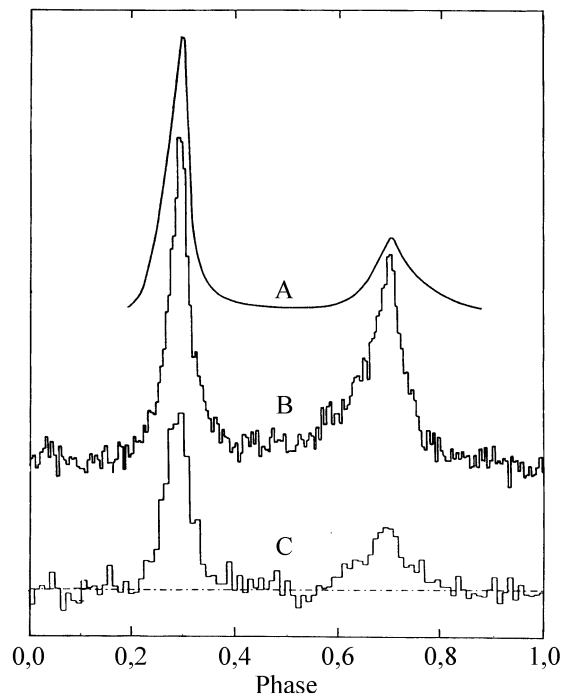


Abbildung 1.5: Lichtkurven von PSR B0531+21 in mehreren höherenergetischen Energiebereichen (A) visuell [Jones et al. 1981] (B) Röntgen 0,6-23 keV [Kestenbaum et al. 1976] (C) Gamma 50-5000 MeV [Nolan et al. 1993]

Während sich die Formen der gemessenen Lichtkurven dabei zwischen den Objekten stark unterscheiden, und sich von nahezu sinusförmigen Signalen bis zu scharf gebündelten Pulsen erstrecken, bleibt zum Beispiel beim Pulsar des Krebsnebels die charakteristische Pulsform in allen höherenergetischen Energiebereichen⁷ nahezu unverändert (siehe Abbildung 1.5). Dieses Verhalten legt die Vermutung nahe, daß alle höherenergetischen Beobachtungen auf ein und denselben Emissionsprozeß zurückzuführen sind, der über eine dementsprechend breite Spektralverteilung verfügen muß. Mit den kohärenten Mechanismen der Radiostrahlung ist eine derartige Verteilung zum Einen nicht zu erreichen, und zum Anderen scheinen die bei mehr als 1200 bekannten Pulsaren vorhandenen Radioemissionen auch nicht mit den, nur bei wenigen Objekten meßbaren, höherenergetischen Pulsen in Zusammenhang zu stehen.

Die Erzeugung der höherenergetischen Strahlungskomponenten wird deshalb auf das sogenannte 'outer gap model' zurückgeführt. Bei dieser Theorie befindet sich die Emissionsregion weit außen in der Magnetosphäre des Pulsars [Romani & Yadigaroglu 1995], nahe des Lichtzylinders, wo es an der Grenzfläche zwischen

⁷ Die Bezeichnung als 'höherenergetische Energiebereiche' umfaßt bei der Diskussion von Pulsaren alle Energiebereiche der sichtbaren, der Röntgen- und der Gammastrahlung.

den Bereichen der geschlossenen und der offenen Magnetfeldlinien möglich ist, Teilchen auf sehr hohe Energien bis zu 10^{15} Elektronenvolt zu beschleunigen. Bei den beschleunigten Partikeln handelt es sich dabei vermutlich um Elektronen und Positronen, die dort durch Paarbildung aus vorhandener Gammastrahlung entstehen, und deren Anzahl sich lawinenartig verstärken kann, da die neu erzeugten Teilchen bei ihrer hochrelativistischen Bewegung weitere Gammastrahlen abgeben [Sturrock 1971].

Als Emissionsmechanismus kommt neben der Krümmungsstrahlung und inverser Comptonstreuung bei den hier betrachteten hochrelativistischen Teilchen und dem beobachteten breiten spektralen Verlauf der Emissionen auch Synchrotronstrahlung in Betracht. Vor allem bei hohen Lorentzfaktoren wird bei dieser, ausgehend von der Grundfrequenz des umlaufenden Teilchens, noch eine große Anzahl von Oberwellen abgegeben, die wegen ihrer hohen Dichte praktisch ein kontinuierliches Spektrum bilden. Dadurch könnten mit Hilfe der Synchrotronstrahlung die über viele Dekaden des elektromagnetischen Spektrums beobachteten höherenergetischen Emissionen der jungen Pulsare auf einen einzigen Emissionsmechanismus zurückgeführt werden, was ein guter Ausgangspunkt für den ähnlichen Intensitätsverlauf in diesen Bereichen ist.

2 Das OPTIMA Detektorsystem

2.1 Motivation zum Bau von OPTIMA

Ausgehend von dem in Kapitel 1.3.4 gegebenen Überblick über die beiden unterschiedlichen vermuteten Arten der Strahlungsemission von Pulsaren wird deutlich, daß das Spektralband der optischen Wellenlängen ein wichtiges Bindeglied für ein umfassendes Verständnis der beobachteten Emissionen darstellt, da unterhalb von diesem Bereich ein Übergang von den kohärenten Strahlungsprozessen der niederenergetischen Radiostrahlung zu den inkohärenten Mechanismen der höherenergetischen Emissionen stattfindet.

Abgesehen von einer einzigen Ausnahme, dem Pulsar des Krebsnebels (PSR B0531+21 $m_V = 16,6^m$), handelt es sich bei den wenigen bislang bekannten oder vermuteten Identifikationen von Pulsaren im sichtbaren Bereich jedoch um äußerst lichtschwache Objekte. Mit visuellen Helligkeiten von $m_V \geq 22^m$ beträgt ihre durchschnittliche Strahlungsintensität an den meisten bodengestützten astronomischen Teleskopen, selbst unter bestmöglichen Wetterbedingungen, weniger als ein Zehntel der vergleichbaren Intensität des natürlichen Himmelshintergrunds ($m_V \approx 22^m \cdot \text{arcsec}^{-2}$). Die Suche nach optischen Gegenstücken zu bekannten Radio- oder Gammapulsaren erfordert deshalb sehr lange Meßzeiten, und die zweifelsfreie Zuordnung eines vermuteten optischen Objekts ist meist nur durch den Nachweis von Intensitätsschwankungen mit der typischen Rotationsperiode des gesuchten Pulsars möglich.

Da das dazu notwendige Sensitivitätsniveau mit den bislang existierenden und auf Photomultipliern basierenden Kurzzeitphotometern, wie sie für die Aufzeichnung der drei bis dato gesicherten optischen Lichtkurven verwendet wurden, an bodengestützten Teleskopen nur durch äußerst lange Beobachtungszeiten von vielen Stunden erreicht werden kann, gehörte ein derartiger Detektor unter dem Namen High Speed Photometer (HSP) im April 1990 zur Erstausrüstung des Hubble Space Telescopes. Leider war das HSP sehr stark von den anfänglichen Problemen des Weltraumteleskops betroffen, die zu deutlich verschlechterten Abbildungseigenschaften führten, [Bless et al. 1999], wodurch in den ersten drei Betriebsjahren im Bereich der Pulsare lediglich die bereits bekannten Lichtkurven

der Pulsare PSR B0531+21 [Percival et al. 1993] und PSR B0540-69 [Boyd et al. 1995] zu Demonstrations- und Kalibrationszwecken nachgewiesen werden konnten. Bei der ersten Service-Mission des Teleskops im Dezember 1993 wurde das High Speed Photometer schließlich zugunsten der Korrekturoptik für die Faint Object Camera ausgetauscht.

Durch diesen Schritt standen fortan wieder nur die altbewährten Detektoren zur zeitaufgelösten Messung von kurzzeitveränderlichen und lichtschwachen Quellen zur Verfügung, die zudem immer seltener eingesetzt wurden, da sie zum Einen nicht zur Standardinstrumentierung der astronomischen Großteleskope gehören, und zum Anderen nur nach mehrtägigen Beobachtungsdauern die Aussicht auf eine erfolgreiche Detektion besteht. Um den aus diesem Dilemma entstehenden Mangel an zeitaufgelösten optischen Messungen von Pulsaren zu beseitigen, wurde im Juni 1996 in der Abteilung für Gammaastronomie des Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik mit der Planung und Entwicklung von OPTIMA, dem Optical Pulsar Timing Analyser, begonnen.

Ziel dieses neuen Projekts war es, ein modernes schnelles und hochempfindliches Photometer zu entwickeln, das in der Lage ist, einzelne optische Photonen mit hoher Quanteneffizienz und einer absoluten Zeitauflösung von wenigen Mikrosekunden nachzuweisen. Das gesamte Detektorsystem soll dabei möglichst eigenständig und leicht transportabel sein, so daß es mit minimalem Aufwand an jedem der optischen Großteleskope betrieben werden kann. Im Gegensatz zu früheren Photometern, werden anstelle der üblichen Photomultipliierröhren neuartige Halbleiterelemente, sogenannte Avalanche Photodioden (APD), verwendet, die verglichen mit Photomultipliern eine annähernd sechsfach höhere Quanteneffizienz für einzelne optische Photonen aufweisen. Da die genauen Eigenschaften der APDs zum damaligen Zeitpunkt noch weitgehend unerforscht waren, sollten zugleich erste Erfahrungen im Umgang und Betrieb dieser, eventuell auch bei anderen Experimenten gewinnbringend einsetzbaren, neuen Detektorelemente gewonnen werden.

In den folgenden Abschnitten wird nun der technische Aufbau des inzwischen fertiggestellten OPTIMA Detektorsystems vorgestellt.

2.2 Überblick über das Detektorsystem

Um einen schrittweisen Aufbau von OPTIMA zu ermöglichen, in dessen mehrjährigem Verlauf bereits zu einem möglichst frühen Zeitpunkt wichtige Erfahrungen im Betrieb des Detektors an astronomischen Teleskopen und in der Analyse von realen Meßdaten gesammelt werden können, wurde ein modularer Aufbau aus weitgehend eigenständigen Elementen gewählt. Bevor in den folgenden Kapiteln nun die Funktionen und Eigenschaften der drei Hauptkomponenten des OPTIMA Detektorsystems, dem Hochgeschwindigkeitsphotometer, der CCD Fokalaufsicht, und der Kontroll- und Steuereinheit detailliert beschrieben werden, ist zur besseren Übersicht Abbildung 2.1 eine schematische Darstellung des Gesamtsystems mit einer Identifizierung der einzelnen Elemente wiedergeben.

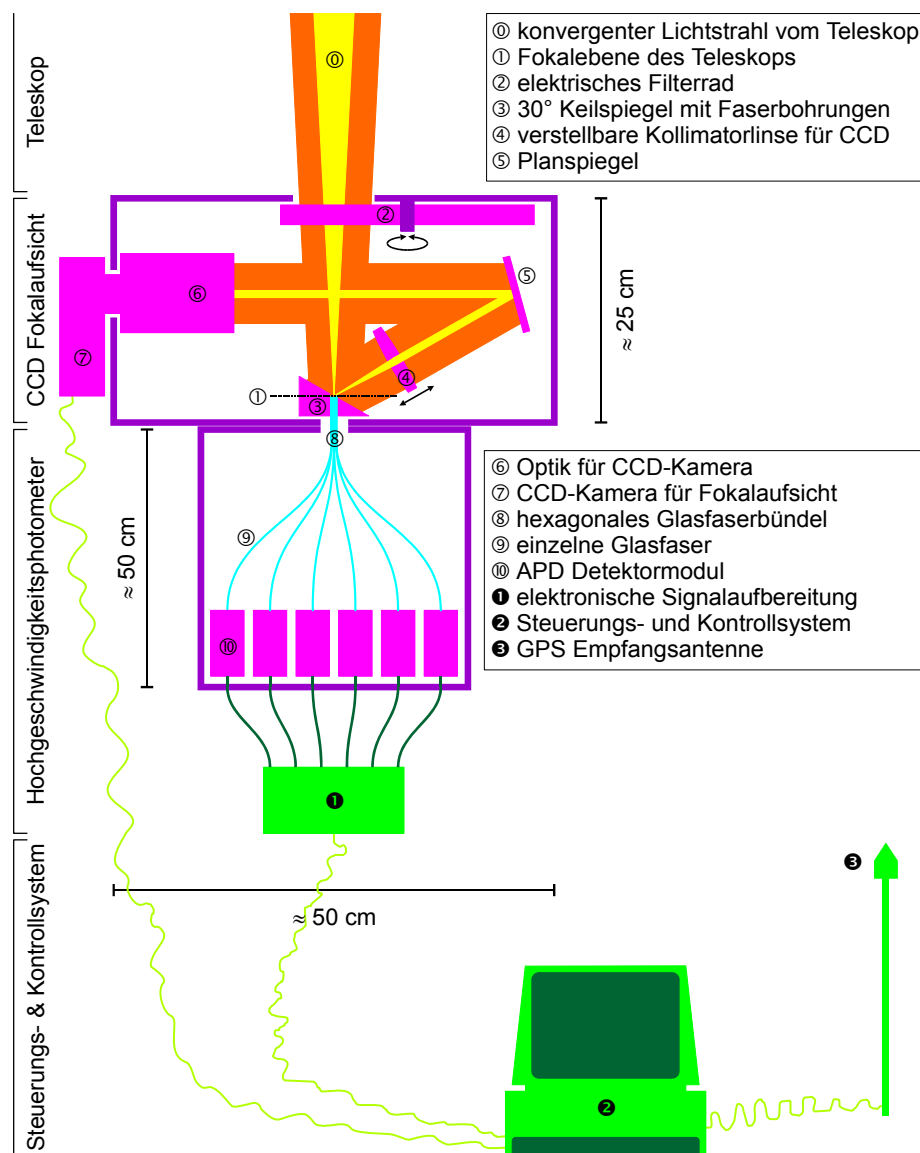


Abbildung 2.1: schematische Darstellung des OPTIMA Detektorsystems

2.3 Das Hochgeschwindigkeitsphotometer

Die wichtigste Komponente des OPTIMA Detektorsystems ist sicherlich das mehrkanalige Hochgeschwindigkeitsphotometer mit Einzelphotonenauflösung, das sich durch die Verwendung von modernen Avalanche Photodioden⁸, anstelle der bei einem derartigen Detektor bislang üblichen Photomultiplerröhren, grundlegend von früheren astronomischen Photometern unterscheidet. Die Beschreibung der Funktion und des Aufbaus dieses Detektors beginnt dabei in der Fokalebene des Teleskops und folgt anschließend dem Weg des gesammelten Lichts bzw. der elektrischen Signale bis zur Steuerungs- und Kontrolleinheit.

2.3.1 Erfassung des optischen Flusses

Um eine korrekte photometrische Messung, also eine exakte Bestimmung des von einem astronomischen Objekt empfangenen optischen Flusses durchzuführen, muß das Abbild des Zielobjekts durch eine geeignete Blende möglichst scharf von umliegenden weiteren Strahlungsquellen, sowie vom stets überlagerten Himmels-hintergrund abgegrenzt werden. Der Durchmesser dieser Blende muß dazu sowohl an die Fokalauflösung⁹ des verwendeten Teleskops, als auch an das erwarteten Seeing¹⁰ angepaßt sein, da diese beiden Faktoren die Größe der Abbildung einer unendlich entfernten Punktquelle in der Fokalebene des Teleskops bestimmen. Beide Werte können sich dabei von Teleskop zu Teleskop bzw. von Nacht zu Nacht über mehrere Größenordnungen verändern.

Bei OPTIMA wird die Abbildung des Zielobjekts in der Fokalebene des Teleskops von einem hexagonalen Glasfaserbündel erfaßt (siehe ① und ② in Abbildung 2.1 sowie Abbildung 2.2), wobei jede einzelne Faser das von ihr geleitete Licht einem eigenen Meßkanal des Detektors zuführt (③).

Da in der Fokalebene des Teleskops die zeitlich gemittelte Intensitätsverteilung der Abbildung einer unendlich entfernten Punktquelle einer Gaußfunktion entspricht, deren volle Halbwertsbreite (full-width-half-maximum) durch den Seeing-Wert bestimmt ist, wird der Durchmesser einer einzelnen Faser so gewählt, daß er

⁸ Im folgenden Text wird anstelle der ausgeschriebenen Bezeichnung oft auch die Abkürzung APD verwendet

⁹ Die Fokalauflösung eines Teleskops bestimmt den Abbildungsmaßstab in μm pro Bogensekunde.

¹⁰ Der Seeing-Wert bestimmt die volle Halbwertsbreite der Abbildung einer unendlich entfernten Punktquelle in der Fokalebene des Teleskops in Bogensekunden, wie er sich aufgrund der aktuell herrschenden äußeren Bedingungen wie Wetter, Luftschichtung und Temperatur ergibt.

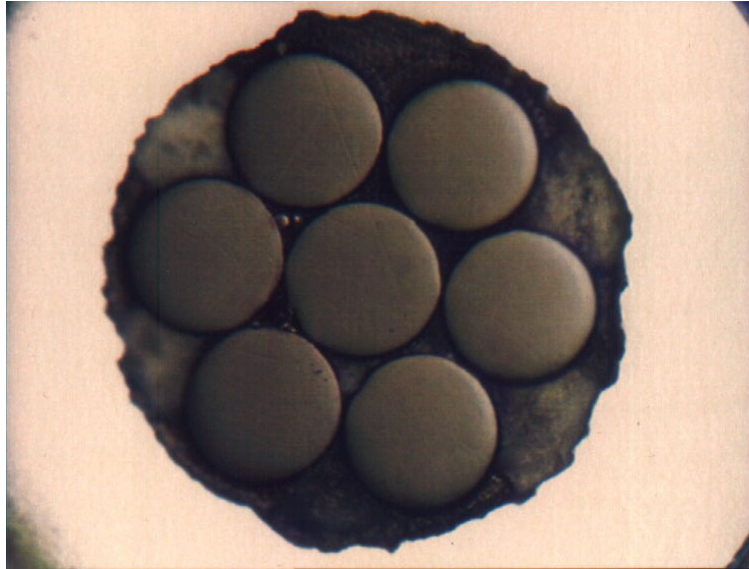


Abbildung 2.2: Frontansicht auf ein hexagonales Glasfaserbündel
Der Durchmesser einer Faser beträgt $100\ \mu\text{m}$. Die sieben Fasern sind zu ihrem Schutz in ein Metallröhrchen eingeklebt (weißer Rand).

unter Berücksichtigung der Fokalauflösung ungefähr dem doppelten Seeing-Durchmesser entspricht. Bei einer guten Fokussierung und Ausrichtung des Teleskops kann dann mehr als 98% der Gesamtintensität des Zielobjekts im Detektor kanal einer einzelnen Faser konzentriert werden.

Durch die hexagonal dichtgepackte Anordnung der sieben Kanäle ist über deren relative Intensitäten zusätzlich eine gewisse Ortsauflösung gegeben, die bei der Justierung der Teleskopausrichtung dazu dient, das Abbild des zu messende Objekts optimal auf der mittleren Faser zu zentrieren, bzw. diese Positionierung fortlaufend zu verifizieren. Zudem sind die aufgezeichneten Daten der umliegenden Kanäle sehr wichtig, um im Rahmen der Datenauswertung ein bestmögliches Modell für die Intensität des das Zielobjekt überlagernden Himmelshintergrunds zu entwickeln, sowie um Änderungen der Signalqualität aufgrund veränderter Umgebungs- und Wetterbedingungen nachträglich zu erkennen und eventuell zu kompensieren.

Jede der sieben Fasern, sowie eine zusätzliche Faser, die das optische Signal des reinen Himmelshintergrunds an einer wählbaren Position ungefähr eine Bogenminute neben dem zentralen Faserbündel erfaßt, führt die von ihr geleiteten Photonen auf einen separaten Kanal des APD-Detektors (Ⓢ), wodurch ein Übersprechen zwischen den Signalen von unterschiedlichen Positionen in der Fokalebene des Teleskops ausgeschlossen ist.

2.3.2 Der Avalanche Photodiode Detektor

Nachdem die optischen Photonen des Zielobjekts sowie des Himmelhintergrunds in den jeweiligen Glasfasern erfaßt wurden, müssen sie zur Weiterverarbeitung, Speicherung und späteren Analyse in elektrische Signale umgewandelt werden. Vergleicht man das Intensitätsniveau der in Frage kommenden astronomischen Objekte (siehe Intensitätsabschätzungen in Kapitel 4), das im Bereich der sichtbaren Wellenlängen so gering ist, daß die von ihnen empfangene Emissionsrate auch an modernen Großteleskopen meist weit unterhalb von tausend Photonen pro Sekunde liegt, mit der gewünschten Zeitauflösung von wenigen Mikrosekunden, so ist leicht zu erkennen, daß diese Bedingungen nur von einem Detektor erfüllt werden können, der in der Lage ist, einzelne optische Photonen nachzuweisen.

In der Vergangenheit konnte dies nur mit Photomultiplerröhren erreicht werden, deren grundlegende Funktionsweise darauf basiert, daß ein einfallendes Photon durch Photoeffekt mit der Photokathode des Systems wechselwirkt, und das entstandene Elektron in einem mehrstufigen elektrischen Feld beschleunigt wird, wobei es bei den aufgrund der geometrischen Anordnung zwangsläufigen Kollisionen mit den Dynoden eine exponentiell anwachsende Wolke weiterer Elektronen auslöst. Dadurch entsteht schließlich eine elektrische Ladung, die nach entsprechender Nachverstärkung groß genug ist, um signifikant nachgewiesen und

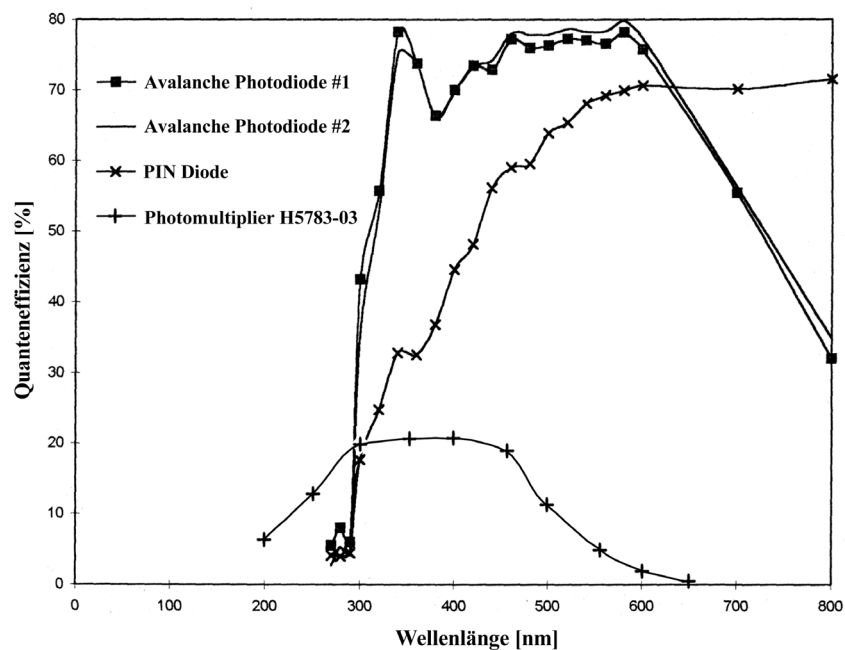


Abbildung 2.3: Nachweiswahrscheinlichkeit für einzelne optische Photonen (Datenpunkte nach Dr. Eckart Lorenz, Max-Planck-Institut für Physik, München, und Produktspezifikation Hamamatsu Photonics, Japan)

mit einem einfallenden Photon assoziiert zu werden. Leider beträgt die maximale Wechselwirkungswahrscheinlichkeit an der dünnen Photokathode nur ca. 20 Prozent und erstreckt sich auch nur auf einen schmalen Wellenlängenbereich (siehe Abbildung 2.3).

Um diesen Nachteil mangelnder Photonenausbeute zu beseitigen, verwendet OPTIMA deshalb anstelle der Photomultiplier neuartige Avalanche Photodioden, um die einzelnen optischen Photonen nachzuweisen. Wie aus dem in Abbildung 2.3 dargestellten Verlauf der Quanteneffizienzen ersichtlich ist, wird dadurch die über den sichtbaren Wellenlängenbereich integrierte Nachweiswahrscheinlichkeit um annähernd das Sechsfache gesteigert und auf einen größeren Teil des Spektralbereichs ausgedehnt.

Das Arbeitsprinzip einer APD setzt sich dabei aus den Funktionsweisen einer Halbleiter-Photodiode und eines Photomultipliers zusammen, und basiert ebenfalls auf dem Photoeffekt des einfallenden Photons und einer anschließenden exponentiellen Vervielfältigung des entstandenen Photoelektrons (siehe Abbildung 2.4 und Abbildung 2.5).

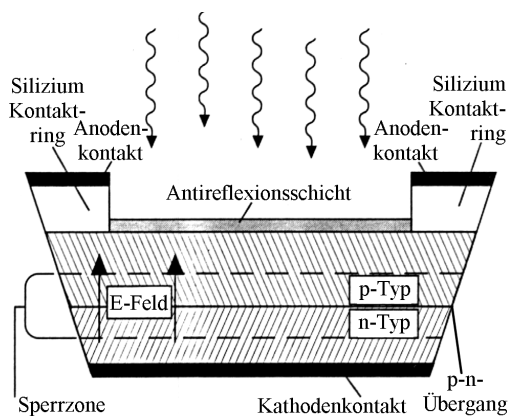


Abbildung 2.4: schematischer Aufbau einer Avalanche Photodiode

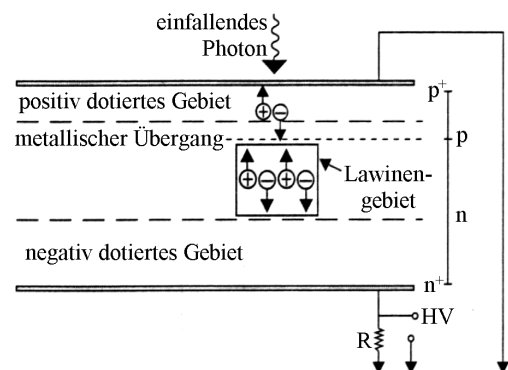


Abbildung 2.5: schematisches Funktionsprinzip einer Avalanche Photodiode

Wie bei einer normalen Photodiode findet der Photoeffekt in den oberen (positiv dotierten) Schichten des Siliziums statt und es entsteht ein Elektron-Loch-Paar. Während das positiv geladene Loch nach oben, zur von außen negativ aufgeladenen Seite des Halbleiters abfließt, wird das Elektron zur unteren Seite, in Richtung der isolierenden Sperrzone des Halbleiters gezogen. Aufgrund der hohen von außen angelegten Spannung von mehreren hundert Volt, ist das resultierende elektrische Feld, im Gegensatz zu einer PIN-Diode, in dieser Sperrzone stark genug, daß freie Elektronen auf ihrem Weg zur positiv geladenen Unterseite des

Halbleiters ausreichend beschleunigt werden, um bei Stößen mit den Siliziumatomen immer weitere Elektronen freizusetzen. Auf diese Weise löst das aus dem Photoeffekt stammende einzelne Elektron bei seinem Weg durch die Sperrzone eine exponentiell anwachsende Lawine weiterer Elektronen aus. Dieser interne Verstärkungsfaktor, der sehr stark von der angelegten Vorspannung abhängig ist, kann hoch genug gewählt werden, um genug elektrische Ladung für den sicheren Nachweis des ursprünglichen Photons zu erzeugen.

Da die Voraussetzungen für den Betrieb von APDs als einzelphotonensensitive Detektoren in der Planungs- und dem ersten Teil der Aufbauphase von OPTIMA jedoch noch absolut unerforscht waren, mußte dieses Grundlagenwissen zunächst in umfangreichen Testreihen an einzelnen APD Prototypen, in Zusammenarbeit mit der japanischen Herstellerfirma Hamamatsu Photonics und dem Münchner Max-Planck-Institut für Physik, erarbeitet werden. Unerfreulicherweise konnte auch nach einer fast dreijährigen Forschungsphase und der Reduzierung des aktiven Detektordurchmessers von drei auf einen Millimeter, bei proportionaler Verminderung der elektrischen Kapazität und resultierendem Detektorrauschen, kein wissenschaftlich nutzbarer Einzelphotonen-Betrieb erreicht werden. Da im Hinblick auf OPTIMA der zum stabilen und kontrollierten Betrieb der Dioden notwendige apparative Aufwand, wie zum Beispiel eine mehrstufige Peltierkühlung mit nachgeschalteter Wasserkühlung, jedoch immer weiter vom Ziel eines verlässlichen, langzeitstabilen und vor allem transportablen Detektorsystems abrückte, und sich aus Sicht der japanischen Herstellerfirma auch die Effizienz der Fertigung der Halbleiterelemente nicht einstellte, wurde das ursprüngliche Vorhaben der eigenständigen Entwicklung eines einzelphotonensensitiven Detektors auf der Basis von Avalanche Photodioden im Sommer 1999 aufgegeben. Einen starken Einfluß auf diese Entscheidung hatte dabei sicherlich auch die gleichzeitig beginnende Verfügbarkeit von kommerziellen APD-Detektormodulen der Herstellerfirma EG&G.

Durch die Umrüstung auf die neuen Detektormodule wurde der Abschluß der Aufbauphase des OPTIMA Detektorsystems wesentlich beschleunigt, und vor allem ein reibungsloser Betrieb der Avalanche Photodioden sichergestellt. Im Vergleich mit dem selbstentwickelten Prototypen, besitzen die kommerziellen Detektormodule intern einen sehr ähnlichen Aufbau, können jedoch viele Probleme, wie sie zum Beispiel durch die Wärmeentwicklung der Hochspannungs-

elektronik und der Peltierkühlung der Dioden entstehen, durch einen viel höheren Integrationsgrad vermeiden oder zumindest merklich vermindern. Ebenso beträgt der Durchmesser der verwendeten APDs mit 200 μm nur noch ein Fünftel der kleinsten im Prototypen getesteten Dioden, wodurch die Kapazität der Diode und das damit verbundene elektronische Rauschen deutlich abnimmt.

Für die bereits fertiggestellten Komponenten des OPTIMA Detektorsystems war die Umstellung der verwendeten Detektoren ohne Bedeutung, da sich alle damit verbundenen konstruktiven Veränderungen auf das Innere des Hochgeschwindigkeitsdetektormoduls beschränkten.

Als Ausgangssignal stellen die Detektormodule pro Kanal einen TTL-Puls pro detektiertem Photon mit einer Zeitauflösung von 300 Pikosekunden zur Verfügung. Da eine derartig hohe Zeitauflösung weder von wissenschaftlichem Interesse ist, noch von den weiterverarbeitenden Komponenten des Detektorsystems aufrechterhalten werden kann (siehe Kapitel 2.5.1.2), werden die abgegebenen Pulse von nachgeschalteten Filtern auf die jeweilige zeitliche Länge der aktuellen Meßfrequenz der Steuerungseinheit ausgedehnt (❶). Diese Meßfrequenz kann in einem Bereich zwischen 100 Kilohertz und einem Megahertz gewählt werden, darf jedoch die Verarbeitungsgeschwindigkeit des Kontrollrechners nicht überschreiten (siehe Kapitel 2.5.1). In der aktuellen Konfiguration des Detektors beträgt der Meßtakt 250 Kilohertz, was einer Pulsbreite von vier Mikrosekunden entspricht.

2.4 Die CCD Fokalaufsicht

Da die absolute Positioniergenauigkeit der derzeitigen Großteleskope meist nur im Bereich von einer Bogenminute liegt, ist auch bei OPTIMA, wie bei allen astronomischen Detektoren die nur über ein kleines Gesichtsfeld von wenigen Bogensekunden verfügen, ein zusätzliches abbildendes System notwendig, um das gewünschte Zielobjekt auf dem Detektor zu plazieren.

Ähnlich der Konstruktion von Spaltspektrographen, wurde bei OPTIMA dieses Problem durch eine rückwärts blickende Fokalaufsicht gelöst. Dabei wird in der Fokalebene des Teleskops (❶) ein spezieller Spiegel positioniert (❷ und Abbildung 2.6), der den Abbildungsbereich von mehreren Zentimetern um das in

einer zentralen Bohrung fixierte Glasfaserbündel über ein einfaches Optiksistem (④⑤⑥) auf eine großflächige CCD (⑦) umlenkt.

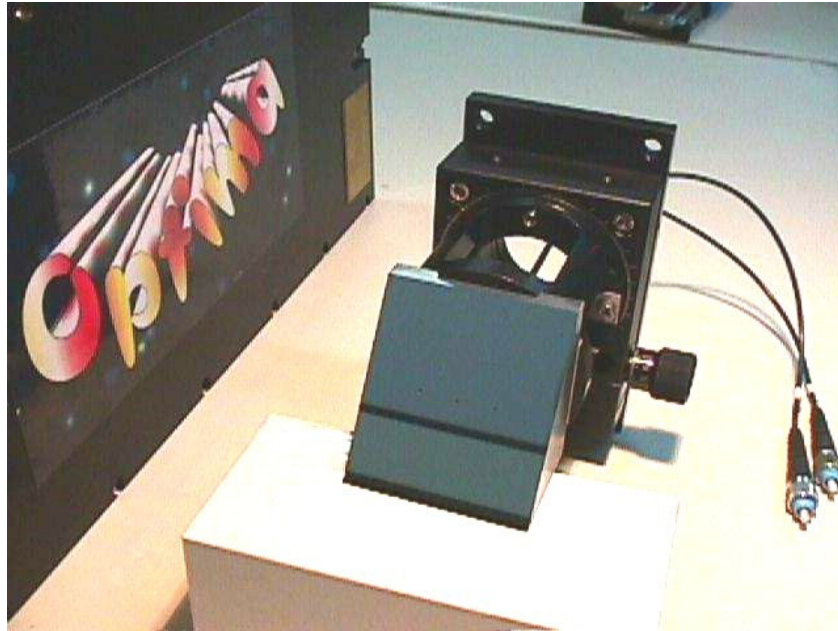


Abbildung 2.6: geneigter Keilspiegel für CCD Fokalaufsicht
Es sind die drei symmetrisch angeordneten Durchführungen für das zentrale Faserbündel sowie zwei möglichen Positionen der Faser zur Erfassung des Himmelshintergrundes zu erkennen. Bei den parallel zur Spiegelkante verlaufenden dunklen Streifen handelt es sich um Reflexionseffekte.

Durch den Vergleich des von der CCD empfangenen Bildes mit einer vorgefertigten Sucherkarte der fraglichen Himmelsregion, in der sowohl das Zielobjekt, als auch lichtstarke und leicht wiederzuerkennende Sternkonstellationen markiert sind, kann die wahre Ausrichtung des Teleskops selbst nach relativ kurzen Integrationszeiten der CCD präzise bestimmt und entsprechend korrigiert werden. Diese Vorgehensweise macht es außerdem möglich, Objekte auf dem Faserbündel zu positionieren und dem Hochgeschwindigkeitsdetektor zuzuführen, welche aufgrund ihrer geringen Lichtstärke nicht selbst auf dem Bild der CCD zu erkennen sind. Voraussetzung dazu ist lediglich, daß ihre relative Position in Bezug auf hellere Objekte des Bildes mit ausreichender Genauigkeit bekannt ist.

In Abbildung 2.7 eine beispielhafte Aufnahme der CCD Fokalaufsicht dargestellt, welche im Rahmen einer Meßkampagne am 30. Dezember 1999 am 3,5 Meter Teleskop auf dem Calar Alto in Spanien mit einer Belichtungszeit von 600 Sekunden erstellt wurde. Das angesteuerte Zielobjekt war dabei der Pulsar PSR B0531+21 im Krebsnebel. Durch die lange Belichtung sind neben einer großen Anzahl von Sternen sowohl der Pulsar selbst, der zum Zeitpunkt dieser Aufnahme noch nicht auf dem zentralen Faserbündel positioniert war, als auch die Struktur

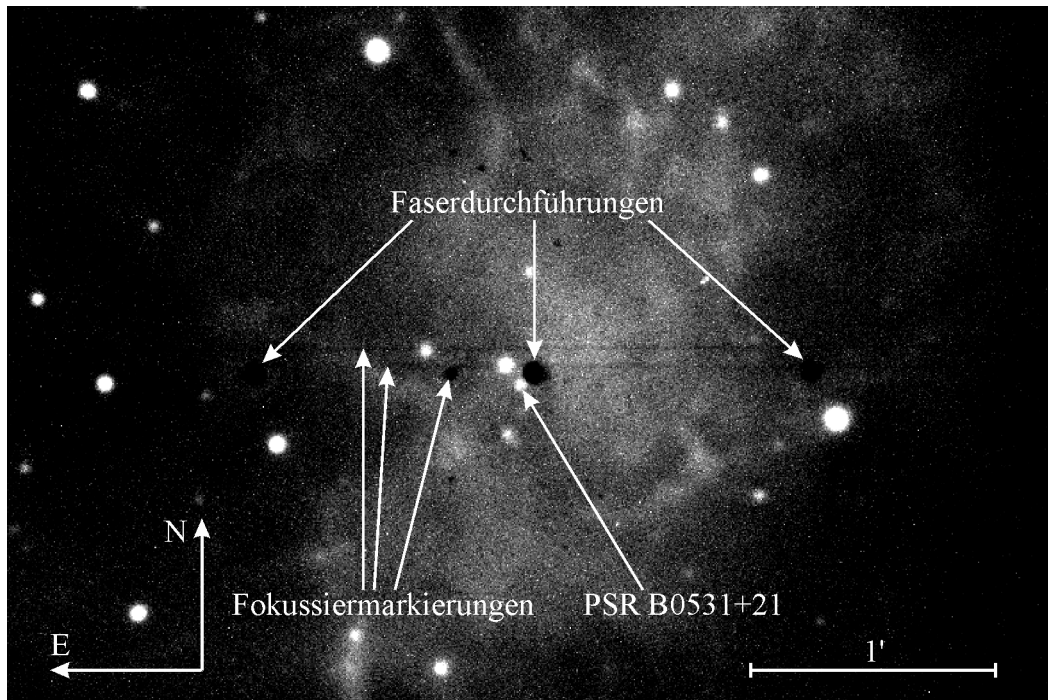


Abbildung 2.7: Aufnahme der CCD Fokalaufsicht des Pulsars PSR B0531+21 sowie des ihn umgebenden Krebsnebels am 3,5 m Teleskop auf Calar Alto. Die Belichtungszeit beträgt 10 Minuten, und durch die Beleuchtung des ausgedehnten Emissionsnebels sind sowohl die drei Faserdurchführungen zum Hochgeschwindigkeitsphotometer als auch mehrere Fokussiermarkierungen für die CCD-Optik zu erkennen.

des ihn umgebenden Emissionsnebels und dadurch mehrere Markierungen zur Fokussierung der CCD-Optik deutlich zu erkennen.

Um die Größe des von der CCD abgedeckten Bildfeldes, trotz der an wechselnden Teleskopen unterschiedlichen Fokalaufösungen, stets auf einem optimalen Wert zu halten, ist in die dem Detektor vorgeschaltete Optik eine stufenlos einstellbare Zoom Funktion integriert (©). Dadurch wird bei allen Teleskopauflösungen zwischen 20 und 170 Mikrometern pro Bogensekunde und selbst bei hervorragenden atmosphärischen Bedingungen eine Abbildung mit zwei Bildpunkten pro Seeing-Durchmesser ermöglicht. Entsprechend der Anzahl der vorhandenen Pixel beträgt das Bildfeld der Fokalaufsicht dann ungefähr vier mal drei Quadratbogenminuten.

Nach einer Erweiterung der elektrischen Beschaltung und der entsprechenden Software der Kontrolleinheit, ist es seit Sommer 1999 auch möglich, aufgrund der empfangenen Bilder der Fokalaufsicht, in die Steuerung des Teleskops einzugreifen (siehe Kapitel 2.5.2). Dadurch kann das OPTIMA Detektorsystem auch an Observatorien eingesetzt werden, die nicht auf den Betrieb von Gast-Instrumenten

ausgelegt sind, sondern normalerweise nur einen fest installierten Detektor zur Verfügung stellen.

Bei derartigen Teleskopen, wie zum Beispiel dem 2,2 Meter Teleskop auf La Silla, stellt sich oft das Problem, daß die an jedem professionellen Teleskop vorhandene Zusatzoptik des sogenannten Auto-Guiders oder Star-Trackers fest in das jeweilige Detektorsystem integriert ist, und somit nach der Umrüstung des Teleskops auf den Betrieb von OPTIMA nicht mehr zur Verfügung steht. Da ein funktionierender Star-Tracker, der aufgrund einer kontinuierlich durchgeführten Positionsanalyse eines am Rande des Gesichtsfeld befindlichen Sterns die mechanische Nachführung des Teleskops selbständig korrigiert und dadurch erst die korrekte Ausrichtung über lange Zeiträume hinweg gewährleistet, jedoch für einen präzisen Betrieb absolut notwendig ist, können mit Hilfe der oben angesprochenen Erweiterungen die entsprechenden Positionskorrekturen auch von der OPTIMA Fokalaufsicht veranlaßt werden. Die einzige Voraussetzung dazu ist das Vorhandensein eines astronomischen Objekts ausreichender Helligkeit, das sich nahe genug am beobachtenden Zielobjekt befindet, daß es sich im Blickfeld der Fokalaufsicht befindet, was aber bei der vorhandenen Bilddiagonalen von mehr als sechs Bogenminuten (siehe Abbildung 2.7) stets der Fall sein sollte.

Unabhängig von den bislang dargestellten Aufgaben der CCD Fokalaufsicht ist in deren Gehäuse noch eine weiteres Gerät untergebracht, welches zwar vor allem für wissenschaftliche Messungen mit dem Hochgeschwindigkeitsphotometer relevant ist, sich jedoch auch im Strahlengang der Fokalaufsicht befindet, nämlich das elektrische Filterrad (⊙).

Mit Hilfe dieser Vorrichtung ist es bei Objekten ausreichender Intensität möglich, Messungen des Polarisationsgrads und der Polarisationsrichtung mit hoher Zeitauflösung durchzuführen. Das Filterrad wird dazu mit einem großflächigen Polarisationsfilter bestückt und in eine konstante Rotation mit Umdrehungsfrequenzen von einigen Hertz versetzt, deren jeweiliger Nulldurchgang elektronisch erfaßt und an die OPTIMA Kontrolleinheit weitergeleitet wird.

Da sich der Filter gleichmäßig über das an dieser Stelle räumlich ausgedehnte konvergente Lichtbündel erstreckt, besteht die Abbildung in der Fokalebene vollständig aus linear polarisiertem Licht der aktuellen Winkelausrichtung des Filterrads. Ist nun das vom betrachteten Objekt emittierte Licht zumindest teilweise polarisiert, so wird durch die im Vergleich zur Meßfrequenz des Detektors lang-

same Rotation die empfangene Intensität mit der Rotationsfrequenz moduliert. Nach der Bestimmung der Ausrichtung des eingebauten Polarisationsfilters bezüglich des Nulldurchgangs, durch die Beobachtung von astronomischen Standardobjekten, können die unterschiedlichen Phasenlagen der Modulation direkt einer bestimmten Polarisationsrichtung zugeordnet werden.

An den speziellen Wert der Rotationsfrequenz werden dabei keine besonderen Anforderungen gestellt, außer, daß je nach Art und Geschwindigkeit der erwarteten periodischen oder aperiodischen zeitlichen Veränderung der Polarisations-eigenschaften und der durchschnittlichen Strahlungsintensität, darauf geachtet werden sollte, daß in dem einer gegebenen Winkelauflösung entsprechendem Zeitintervall genügend Photonen vom Detektor empfangen werden, um ein statistisch aussagekräftiges Signal zu erhalten.

Wie aus der Position des Filtrerrades in der schematischen Darstellung des Detektorsystems in Abbildung 2.1 ersichtlich ist, wird auch von der Kamera der CCD Fokalaufsicht nur noch der vom Filtrerrad transmittierte Anteil der Gesamtintensität empfangen. Obwohl die CCD, aufgrund der im Vergleich zur Rotationsperiode viel längeren Belichtungszeit, natürlich nur ein zeitlich gemittelttes Bild liefert, muß die Belichtungszeit der Kamera im Vergleich zum Betrieb ohne Polarisationsfilter entsprechend der reduzierten Transmission um mindestens einen Faktor zwei verlängert werden, um eine vergleichbares Intensitätsniveau zu erreichen.

2.5 Das Steuerungs- und Kontrollsystem

Sowohl die Weiterverarbeitung der elektrischen Signale des Hochgeschwindigkeitsphotometers und der CCD Fokalaufsicht, als auch die Kontrolle und Ansteuerung der beiden Geräte, ist auf zwei speziell dafür ausgestattete Personal Computer im Kontroll- bzw. Beobachtungsraum des Teleskops verteilt, wobei je ein Rechner für eines der beiden Module zuständig ist. Ausschlaggebend für die Wahl der Rechnerarchitektur und des Betriebssystems Microsoft Windows 98, im Gegensatz zu Echtzeitbetriebssystemen wie vxWorks, war Kosteneffizienz, leichtere Transportierbarkeit und erhöhte Ausfallsicherheit durch einfachen und schnellen Austausch von Hardware-Komponenten vor Ort.

Ohne mehr als notwendig auf die technischen Details und innere Struktur der zum Großteil selbst erstellten, parallel verarbeitenden Software einzugehen, soll in den folgenden Abschnitten ein nach Modulen getrennter knapper Überblick gegeben werden, über die jeweils zu erledigenden Steuerungsaufgaben, sowie die beim Photometer zusätzlich auftretenden grundsätzlichen Probleme der Echtzeit-Datenerfassung, im Hinblick auf deren Lösung und Realisierung im Rahmen des OPTIMA Kontrollsystems.

2.5.1 Datenerfassung des Hochgeschwindigkeitsphotometers

Wie gegen Ende von Kapitel 2.3.2 beschrieben, signalisieren die APD-Detektormodule ein registriertes Photon innerhalb von 300 Pikosekunden durch einen sehr kurzen TTL-Puls von 9 Nanosekunden Dauer und einer anschließenden Totzeit von maximal 50 Nanosekunden. Diese genaue Zeitinformation soll natürlich nicht unnötig durch die Datenerfassung und -speicherung des Steuerungsrechners verringert werden, was bedeutet, daß die einzelnen Signale der registrierten Photonen mit möglichst hoher Zeitauflösung nach Kanälen getrennt erfaßt und ihnen präzise absolute Ankunftszeiten zugeordnet werden müssen.

2.5.1.1 Begründung des digitalen Meßverfahrens

Grundsätzlich sind bei rechnergestützten Meßsystemen stets die beiden Möglichkeiten der analogen und der digitalen Datenerfassung vorhanden, wobei jedes der beiden Prinzipien Vor- und Nachteile bei der Lösung einer gestellten Aufgabe besitzt. Für OPTIMA wurde die digitale Variante gewählt, was im Folgenden durch einen Vergleich der beiden Methoden begründet werden soll.

Das zu lösende Problem kann dazu zusammengefaßt werden zu der Aussage, daß auf mehrere Kanäle verteilte digitale Signale mit möglichst hoher Zeitauflösung in den Rechner übertragen werden sollen. Der maximale Frequenzbereich eines Detektorkanals beträgt zwischen Null Hertz und zwei Megahertz¹¹, wobei idealerweise auch bei hohen Zählraten keine Signale verloren gehen sollten.

Ein gewichtiges Argument für die Entscheidung ist also die für eine vorgegebene Anzahl von acht Detektorkanälen maximal erreichbare Meßfrequenz.

¹¹ Dies ist die maximal zulässige Belastung der verwendeten APD-Detektormodule.

Hier liegt der Vorteil klar auf Seiten der digitalen Erfassung, denn aufgrund der entfallenden Signalwandlung ist die Meßfrequenz für einen langzeitstabilen Betrieb nur dadurch beschränkt, daß die eingelesenen Daten schnell genug über den Datenbus des Rechners zum Hauptprozessor gelangen, und von diesem weiterverarbeitet und abgespeichert werden müssen. Die mit einem normalen Computersystem auf der Basis eines 700 MHz Pentium III Prozessors auf diese Art erreichbare Meßfrequenz beträgt ungefähr 250 Kilohertz.

Bei einer analogen Erfassung ist die Limitierung der Meßfrequenz durch die Geschwindigkeit des Analog-Digital-Wandlers gegeben. Diese beträgt bei teuren Datenerfassungskarten zwar bis zu 500 Kilohertz, doch wegen dem hohen Preis der notwendigen Bauelemente besitzt nicht jeder Kanal einen eigenen Wandler, sondern einem A/D-Wandler werden zyklisch mehrere zu messende Kanäle zugeführt, wodurch sich die maximale Meßfrequenz indirekt proportional zur Kanalzahl verhält, und für die vorgegebenen acht Datenkanäle nur noch knapp über 60 Kilohertz liegt. Zudem sind die produzierten Datenmengen mindestens um den Faktor acht größer, da pro Kanal mindestens ein Byte für die Übermittlung benötigt wird, wohingegen im vorherigen Fall alle acht Kanäle in einem Byte übertragen werden können. Die mit einem vergleichbaren Computersystem erreichbare langzeitstabile Meßfrequenz beträgt bei diesem Verfahren deshalb nur ungefähr 50 Kilohertz.

Doch trotz einer deutlich niedrigeren Geschwindigkeit hätte die analoge Variante auch einen Vorteil, und zwar könnte bei hohen Signalraten, das Zusammentreffen von mehreren Photonen pro Meßintervall berücksichtigt werden, indem die kurzen TTL-Signale der Detektormodule mit Hilfe einer einfachen Elektronik innerhalb eines Meßintervalls zu einem Spannungssignal zusammengefaßt werden, dessen Höhe die Zahl der registrierten Photonen widerspiegelt.

Bei einer digitalen Signalerfassung mit nur einem Bit pro Kanal ist dies selbstverständlich nicht zu realisieren. Hier werden die kurzen Detektorsignale lediglich auf die Länge des entsprechenden Meßintervalls aufgeweitet, wodurch sich aus der Sicht des Rechners der Fall mehrerer Photonen nicht mehr von dem eines einzelnen Photons unterscheidet.

Um diese Problem bewerten zu können, muß festgestellt werden, ab welchen Photonenraten das Zusammentreffen mehrerer Photonen pro Meßintervall eine nennenswerte Rolle spielt. Ausgehend von der Poissonverteilung:

$$p_k = \frac{\lambda^k}{k!} \cdot e^{-\lambda} \quad (k = 0, 1, \dots)$$

mit: λ : Erwartungswert von Photonen pro Meßintervall
 k : tatsächlich gemessene Anzahl von Photonen pro Meßintervall
 p_k : Wahrscheinlichkeit für Auftreten von k Photonen pro Meßintervall

und der Annahme einer konstanten mittleren Photonenzahl:

$$\lambda = \Delta T \cdot I$$

mit: ΔT : zeitliche Länge eines Meßintervalls in Sekunden
 I : mittlere Photonenzahl pro Sekunde

kann berechnet werden, daß bei einer Meßfrequenz von 250 Kilohertz der Fall mehrerer Photonen pro Meßintervall erst ab einer mittleren Photonenzahl von mehr als 37.000 Photonen pro Sekunde mit einer Wahrscheinlichkeit von über einem Prozent eintritt.

Daß es sich bei diesem Wert bereits um eine Signalstärke handelt, welche außerhalb des vorgesehenen Einsatzgebietes von OPTIMA liegt, wird beim Vergleich mit der in Kapitel 4.3.7 theoretisch abgeschätzten Intensität des Pulsars im Krebsnebel deutlich, dem im sichtbaren Wellenlängenbereich mit großem Abstand hellsten bekannten Pulsar. Selbst am 3,5 Meter Teleskop auf Calar Alto kann dieses Objekt unter besten Bedingungen nur eine maximale theoretische Photonenzahl von 15.000 Photonen pro Sekunde erzeugen.

Bei den geringen visuellen Helligkeiten der mit OPTIMA beobachteten Objekte ist die Wahrscheinlichkeit für das Zusammentreffen von mehreren Photonen pro Meßintervall somit für die mit einer digitalen Datenerfassung realisierbare hohe Meßfrequenz sehr gering. Deshalb wurde die Möglichkeit einer höheren zeitlichen Auflösung gegenüber einer auch bei hellen Objekten verlustfreien Datenerfassung bevorzugt, und für die digitale Variante entschieden.

2.5.1.2 Zeitliche Steuerung der Einzelmessung

Als weltweit einheitlicher, anerkannter und an allen Standorten verfügbarer absoluter Zeitstandard sind die Funksignale der GPS¹²-Satelliten gut geeignet. Aus ihnen läßt sich mit Hilfe eines entsprechenden Empfängers¹³ sehr einfach die

¹² GPS, global positioning system

¹³ Bei OPTIMA wird hierzu eine PC-Steckkarte des Typs bc627AT von Datum Inc. (USA) verwendet.

aktuelle UTC¹⁴-Zeit (ein genauerer Überblick über die unterschiedlichen Zeitsysteme befindet sich in Anhang A) mit einem maximalen Fehler von zwei Mikrosekunden¹⁵ bestimmen. Diese Genauigkeit ist selbst für die Untersuchung von äußerst schnellen Intensitätsvariationen, wie etwa möglichen optischen Lichtkurven von Millisekundenpulsen, deutlich ausreichend.

Um bei der Korrelation der Detektorsignale mit der jeweiligen GPS-Zeit auf eine teure, mit programmierbaren digitalen Signalprozessoren arbeitende, externe Elektronik verzichten zu können, wird diese Aufgabe vom Steuerungsrechner übernommen. Da dieser jedoch, wie bereits angesprochen, mit dem nicht-echtzeitfähigen Multitasking-Betriebssystem Windows 98 betrieben wird, muß ein besonderes Augenmerk auf die korrekte zeitliche Zuordnung der Detektorsignale gelegt werden, welche über lange Meßzeiten von mehreren Stunden und einen möglichst großen dynamischen Bereich von verarbeitbaren Photonennraten absolut sichergestellt sein muß.

Um diese Kriterien zu erfüllen, bzw. um das Auftreten eines etwaigen Fehlers sicher zu erkennen und den Beobachter davon in Kenntnis zu setzen, wird die zeitliche Steuerung der Datenerfassung auf der Hardwareebene zwischen Datenerfassungskarte und GPS-Empfänger durchgeführt und überwacht. Dazu wird die GPS-Karte so programmiert, daß sie an einem Außenanschluß ein mit dem GPS-Zeitsignal synchronisiertes TTL-Signal softwaremäßig einstellbarer Frequenz zur Verfügung stellt. Durch die selbständige kontinuierliche Anpassung des internen Hochfrequenzgenerators an die Sekundenpulse der GPS-Satelliten unterliegt das von der Karte erzeugte Ausgangssignal nur einem maximalen Fehler von fünf aus 10^8 Takten bezüglich des GPS-Signals. Für die bei OPTIMA typischerweise erzeugten Frequenzen von einigen hundert Kilohertz bedeutet dies, daß eine auf dem abgegebene Taktsignal basierende virtuelle Uhr erst nach mehr als einer Minute um maximal eine Periodenlänge, also wenige Mikrosekunden, von der wahren Zeit abweicht.

Dieser äußerst präzise Zeittakt und der GPS Sekundentakt werden nun der Datenerfassungskarte zugeführt, und können von dieser zur zeitlichen Steuerung der Messung benutzt werden (siehe Abbildung 2.8). Während der Zeittakt dabei den Abstand zwischen zwei Einzelmessungen bestimmt, dient der Sekundentakt als

¹⁴ UTC, coordinated universal time

¹⁵ Dieser Wert entspricht der Spezifikation des verwendeten GPS-Empfängers.

Startsignal, wenn eine neue Meßreihe begonnen werden soll. Auf diese Weise ist der exakte zeitliche Ablauf einer Meßreihe mit einer einzigen Ausnahme vollständig unabhängig vom zeitlichen Ablauf der Steuerungssoftware, und die oben angesprochene korrekte zeitliche Zuordnung der empfangenen Detektorsignale ist im Rahmen der Genauigkeit des Frequenzsignals garantiert.

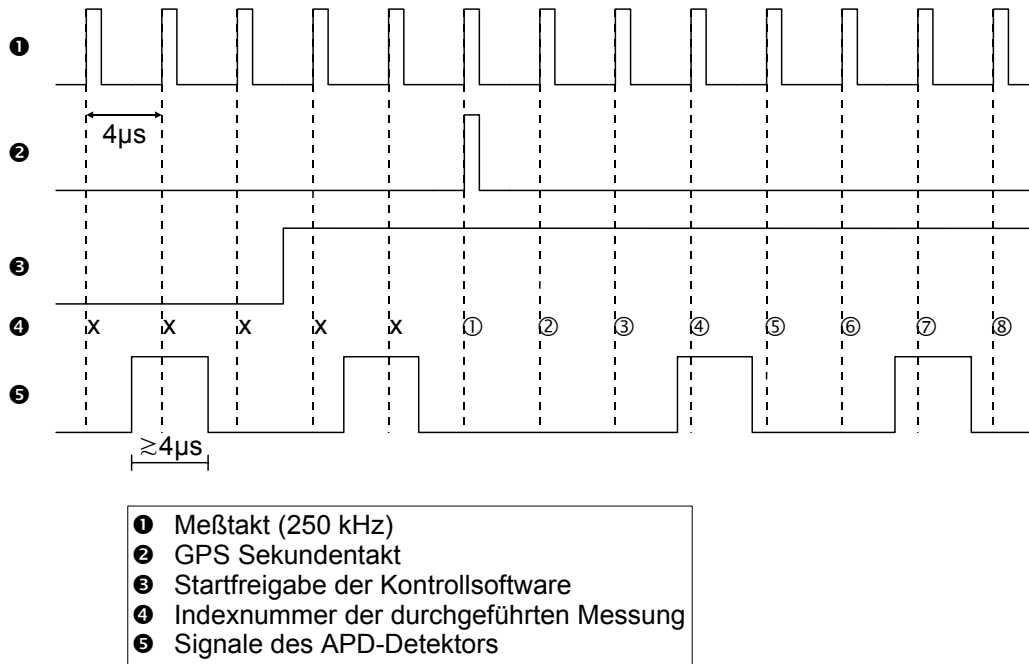


Abbildung 2.8: zeitlicher Ablauf der Datenerfassung

Nach der Freigabe einer neuen Meßreihe durch die Kontrollsoftware **3** startet die Datenerfassung selbständig zur nächsten vollen Sekunde **2** und speichert fortan zu jedem Takt der Meßfrequenz **1** den logischen Zustand der Ausgänge der einzelnen Detektorkanäle **5**.

Ursache für die erwähnte Ausnahme ist der bei hohen Meßfrequenzen nur für wenige Millisekunden ausreichende Zwischenspeicher der Datenerfassungskarte¹⁶, von dem aus die Daten blockweise zur weiteren Verarbeitung in den Hauptspeicher des Rechners übertragen werden. Um einen rechtzeitigen Datentransfer zu gewährleisten und einen Überlauf des Zwischenspeichers zu verhindern, darf die vom GPS-Empfänger vorgegebene Meßfrequenz also nicht die Verarbeitungsgeschwindigkeit des Hauptprozessors übersteigen. Bei der aktuellen Konfiguration des Steuerungsrechners beträgt die gewählte Meßfrequenz 250 Kilohertz, mit der ein ausfallfreier Betrieb des Systems mit bis zu acht Detektorkanälen gewährleistet ist. Sollte eine rechtzeitige Auslese des Pufferspeichers aus beliebigen Gründen trotzdem einmal nicht gelingen, so wird dies von der Datenerfassungskarte diagnostiziert und die laufende Messung wird gestoppt, bevor

¹⁶ Es wird eine PC-Steckkarte des Typs PCI-DIO-32HS von National Instruments (USA) verwendet.

bereits vorhandene Daten überschrieben werden. Anschließend werden die Daten gesichert und der Beobachter über den Vorfall informiert.

Nach der Übertragung eines Datenblocks in den Hauptspeicher, und ohne Unterbrechung der fortlaufenden Datenerfassung, findet bereits eine erste Auswertung der Detektorsignale durch den Hauptprozessor statt. Dabei werden die Daten aller Meßtakte in denen kein Photon detektiert wurde aussortiert und die verbleibenden Bruchstücke zur Aufrechterhaltung der Zeitinformationen mit einer ganzzahligen Nummer indiziert, welche der Anzahl der Meßtakte seit dem Start der Meßreihe entspricht. Im normalen Betrieb von OPTIMA, bei dem sich abgesehen vom zentralen Meßkanal das Intensitätsniveau der weiteren sieben Kanäle nur wenig oberhalb des Himmelshintergrunds bewegt, reduziert sich durch diese Auswahl die zu speichernde Datenmenge bei gleichbleibendem Informationsgehalt auf weniger als ein Hundertstel der ursprünglichen Größe.

2.5.1.3 Ablauf einer automatischen Langzeitmessung

Da das interne Bussystem des Kontrollrechners bereits durch den zeitkritischen Transfer der Meßdaten von der Datenerfassungskarte zum Hauptspeicher weitgehend ausgelastet ist, und deshalb während einer laufenden Messung keine Festplattenzugriffe erfolgen dürfen, müssen die reduzierten Daten vorerst im Hauptspeicher des Rechners abgelegt werden. Dies ist je nach verfügbarer Speichergröße und Intensität des betrachteten Objekts für einen Zeitraum von mehreren Minuten bis zu einer Viertelstunde möglich, bevor die Daten auf größere Speichermedien ausgelagert werden müssen.

Zu diesem Zweck wird die Datenerfassung automatisch in periodischen und vorher festgelegten Intervallen für wenige Sekunden unterbrochen, um die Datenübertragung vom Hauptspeicher auf vorhandenen Festplatten durchzuführen. Nach Beendigung dieser Datensicherung wird die Datenerfassung ebenfalls automatisch zum nächstmöglichen Zeitpunkt neu gestartet, so daß trotzdem ein über mehrere Stunden andauernder Meßbetrieb ohne regelmäßige Interventionen durch den ausführenden Beobachter gewährleistet ist.

Abgesehen von der Notwendigkeit der Datenspeicherung sind die routinemäßigen Unterbrechungen auch durch die beim Neustart zwangsläufig erfolgende neue Synchronisation bezüglich des GPS-Zeitsignals begrüßenswert. Etwaige, sich im Rahmen der im vorangehenden Kapitel genannten Grenzen bewegende Ungenau-

igkeiten des Frequenzgenerators können sich somit nicht über mehrere Stunden unkontrolliert aufsummieren, sondern die absolute Zeitlinie wird mehrmals pro Stunde wieder auf ein Fehlerniveau unterhalb von zwei Mikrosekunden kalibriert.

2.5.1.4 Totzeit des Datenerfassungssystems

Durch die in Kapitel 2.5.1 beschriebene zeitliche Steuerung der Signalübertragung von der Detektorhardware zum Kontrollrechner, deren Basis ein digitales Meßverfahren mit konstantem Meßtakt bildet, muß insbesondere bei sehr hohen Photonenraten die vom Rechner ermittelte Zählrate bezüglich der Limitierung des Datenerfassungssystems korrigiert werden.

Die theoretische Berechnung der Korrekturfaktoren für die bei der Datenerfassung ermittelten Zählraten berücksichtigt dabei zwei Faktoren, die zu einer Verfälschung des direkten Meßergebnisses beitragen.

Um sicherzustellen, daß bei der unsynchronisierten Übertragung der Photonsignale vom Detektor zum Kontrollrechner keine Ereignisse verloren gehen, muß die zeitlich Länge der von den Detektormodulen abgegebenen TTL Pulse (siehe Kapitel 2.3.2) etwas mehr als die Zeitspanne zwischen zwei aufeinanderfolgenden Datenerfassungen betragen, um das endliche Anstiegs- und Abfallzeit der Elektronik zu kompensieren. Infolge dieser Überlappung kann es natürlich auch vorkommen, daß das elektrische Signal eines einzelnen Photons in zwei unmittelbar aufeinander folgenden Messungen des Kontrollrechners erfaßt wird, was zu einer ersten notwendigen Korrektur des Meßergebnisses führt.

Der zweite Korrekturfaktor berücksichtigt die Totzeit des Datenerfassungssystems, die aus der digitalen Signalverarbeitung resultiert, und welche die maximal vom Kontrollrechner detektierbare Photonenrate auf die Meßfrequenz begrenzt.

Die Steuerungssoftware des OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometers stellt dem Benutzer dabei zwei Betriebsarten zur Verfügung, welche in Abhängigkeit von der erwarteten Intensität des beobachteten Objekts eingesetzt werden, um die Totzeitkorrektur möglichst effizient zu gestalten.

2.5.1.4.1 Betriebsart für lichtstarke Objekte

Bei dieser Standardbetriebsart werden im Rahmen der Datenerfassung keine sofortigen Korrekturen an den eingelesenen Detektorsignalen vorgenommen. Dadurch weist die Zählratenkorrektur des Kontrollsystem zwar über einen großen

Intensitätsbereich einen sehr einfachen, nahezu linearen Verlauf auf (siehe Abbildung 2.9), jedoch ist eine nachträgliche Korrektur der gemessenen Zählraten auch bei geringen Intensitäten unumgänglich.

Die Berechnung des Korrekturfaktors setzt sich bei dieser Betriebsart aus beiden der bereits angesprochenen Faktoren zusammen. Die Überlappung der Detektorsignale führt entsprechend dem Verhältnis von Pulslänge zu Abtastintervall zu einer direkt proportionalen Erhöhung der Zählrate aufgrund von Mehrfachzählungen:

$$R_{Messung} = R_{Detektor} \cdot \Delta T_{Puls} \cdot f_{Messung}$$

mit: $R_{Messung}$: vom Kontrollsystem gemessene Zählrate
 $R_{Detektor}$: vom Detektor abgegebene Zählrate
 ΔT_{Puls} : zeitliche Länge eines vom Detektor abgegebenen Signalpulses
 $f_{Messung}$: Abtastfrequenz des Kontrollsystems

Die Verluste des digitalen Meßverfahrens durch das Zusammentreffen von mehreren Photonen pro Meßintervall werden ausgehend von der Poissonstatistik folgendermaßen bestimmt:

$$R_{Messung} = f_{Messung} \cdot \left(1 - e^{-\frac{R_{Detektor}}{f_{Messung}}} \right)$$

mit: $R_{Messung}$: vom Kontrollsystem gemessene Zählrate
 $R_{Detektor}$: vom Detektor abgegebene Zählrate
 $f_{Messung}$: Abtastfrequenz des Kontrollsystems

Der gesuchte Korrekturfaktor, um von der vom Kontrollsystem gemessenen Zählrate auf die tatsächlich vom Detektor abgegebene Signalrate zu schließen, ergibt sich dann als invertiertes Produkt der beiden Einzelfaktoren.

In Abbildung 2.9 ist der berechnete Verlauf der Korrektur (schwarze Kurve) für eine Meßfrequenz von 250 kHz und eine zeitliche Länge der Detektorsignale von 4,2 µs zusammen mit einer für die praktische Durchführung ausreichend präzisen linearen Näherung (blaue Gerade) dargestellt. Vor allem bei Intensitäten unter 20 kHz sind deutlich die Auswirkungen der Signalüberlappungen zu erkennen, die in diesem Bereich, in dem Mehrphotonenereignisse noch keine Rolle spielen, zu einem abschwächenden Korrekturfaktor führen. Andererseits beträgt die Korrek-

tur auch bei hohen Signalraten im Bereich der halben Meßfrequenz noch weniger als 20 Prozent, wodurch diese Betriebsart auch bei helleren Zielobjekten noch über eine ausreichende Dynamik zum Nachweis von Intensitätsmodulationen verfügt.

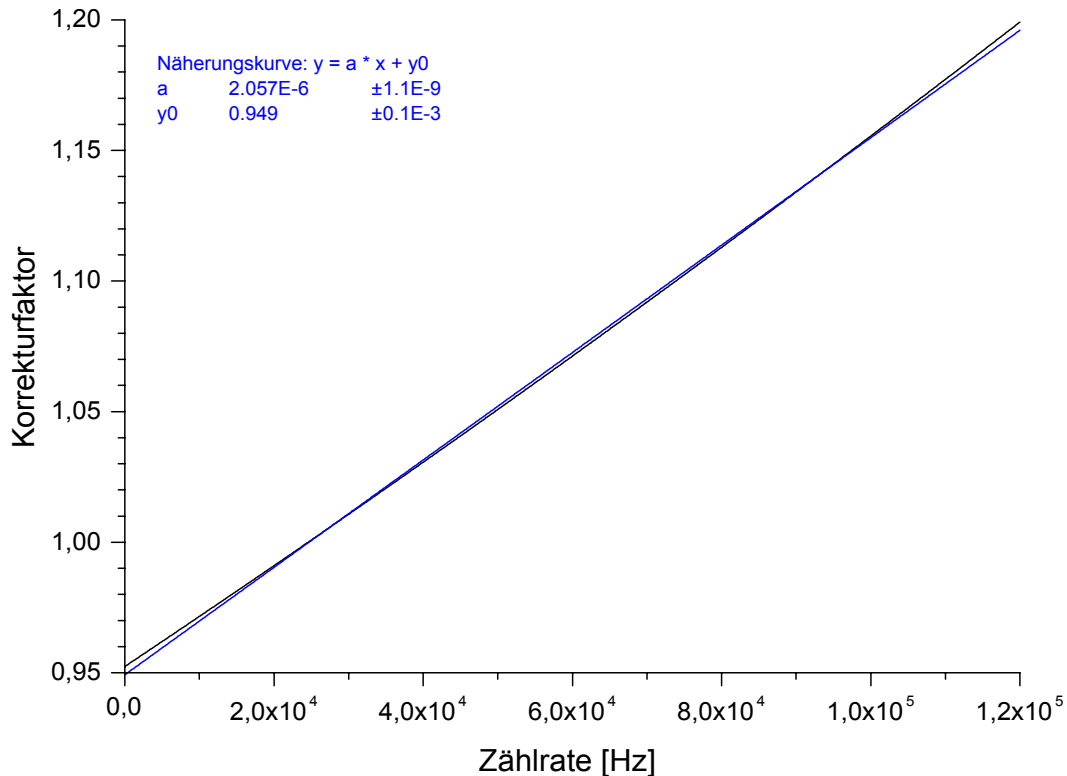


Abbildung 2.9: Verlauf des Korrekturfaktors für die vom Kontrollrechner ermittelte Photonenzählrate beim Einsatz der Software für lichtstarke Objekte. Die Berechnung basiert auf einer Meßfrequenz von 250 kHz und einer Länge der Detektorsignale von 4,2 µs.

2.5.1.4.2 Betriebsart für lichtschwache Objekte

Speziell für die Untersuchung von sehr lichtschwachen Objekten, bei denen die gemessenen Photonennraten nur wenige tausend Hertz betragen, steht eine zusätzliche Betriebsart des Kontrollsystems zur Verfügung, bei der die aufgrund der Signalüberlappung auftretenden Doppelzählungen bereits während der Datenerfassung unterdrückt werden. Dazu werden nur solche Pulse als gültige Signale gewertet, deren Messung unmittelbar auf ein leeres Meßintervall folgt. Anhand des in Abbildung 2.10 dargestellten Verlaufs des resultierend Korrekturfaktors wird sowohl der Vor- als auch der Nachteil dieses Verfahrens offensichtlich.

Durch die Unterdrückung der Doppelzählungen liegt der Korrekturfaktor bei niedrigen Intensitäten von wenigen tausend Hertz (untere schwarze Linie mit grüner

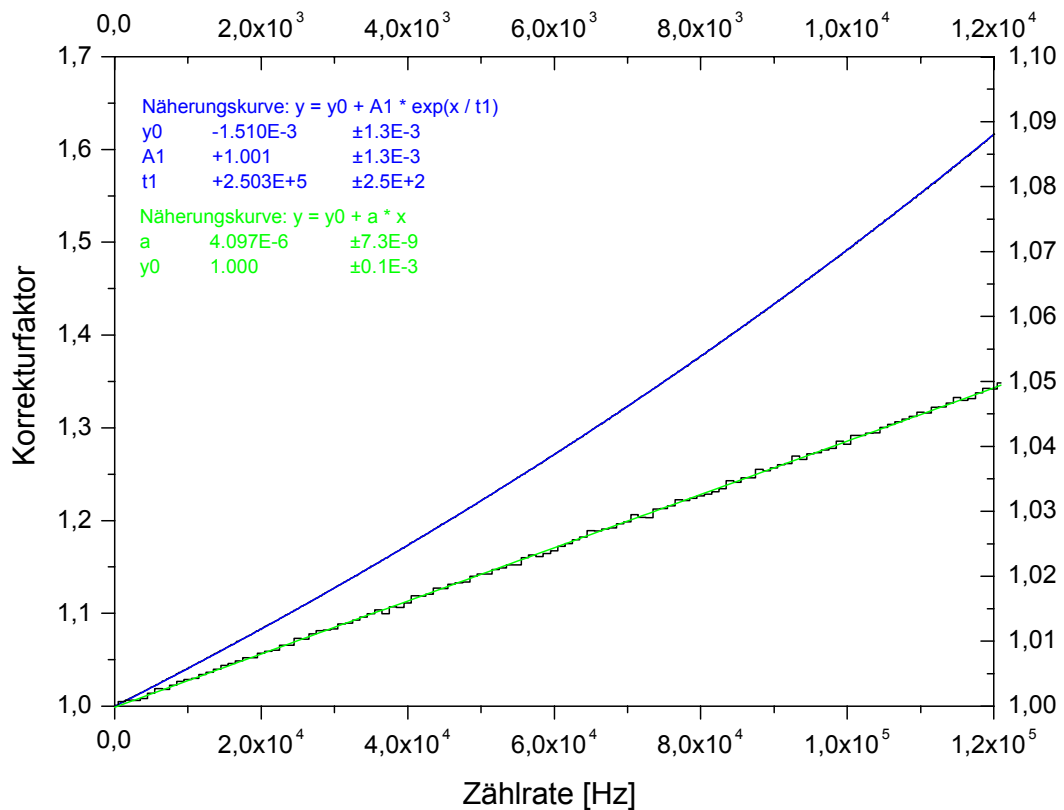


Abbildung 2.10: Verlauf des Korrekturfaktors für die vom Kontrollrechner ermittelte Photonen-zählrate beim Einsatz der Software für lichtschwache Objekte. Die untere schwarze Linie sowie die zugehörigen Achsen auf der rechten und oberen Seite stellen eine Ausschnittsvergrößerung des vollständigen Kurvenverlaufs dar.

Näherungsgeraden, sowie rechte und obere Skala in Abbildung 2.10) sehr nahe bei Eins und die Abweichung beträgt auch bei 7 kHz noch weniger als drei Prozent. Bei vielen Anwendungen von OPTIMA bedeutet dies, daß im Gegensatz zur vorhergehenden Betriebsart auf eine nachträgliche Korrektur der Meßdaten eventuell verzichtet werden kann. Insbesondere unter Berücksichtigung der großen Datenmengen und der Tatsache, daß unter guten astronomischen Bedingungen mit geringem atmosphärischen Seeing die meisten Detektorkanäle des Hochgeschwindigkeitsphotometers nur die Strahlung des Himmelshintergrunds messen, wird die Nachbearbeitung und Auswertung der Meßdaten dadurch erheblich beschleunigt.

Der Nachteil dieser Betriebsart ist, daß durch die Signallogik des Kontrollsystems die maximal meßbare Zählrate deutlich reduziert wird. Außerdem steigt die Totzeit des Kontrollsystems bei sehr hohen Zählraten über 100 kHz rapide an, da die zur Freischaltung von gültigen Signalen notwendigen leeren Meßintervalle immer seltener auftreten.

Für die Berechnung des in Abbildung 2.10 dargestellten Verlaufs des Korrekturfaktors wurde eine Computersimulation erstellt, welche entsprechend der geforderten durchschnittlichen Signalintensität und einer vorgegebenen Meßfrequenz von 250 kHz zunächst eine pseudozufällige Abfolge von Signalpulsen auf der Basis der Poissonstatistik erzeugt. Diese Signalfolgen werden dann zur Ausfilterung der gültigen Ereignisse der Logik des Kontrollsystems zugeführt. Der gesuchte Korrekturfaktor ergibt sich abschließend aus dem Verhältnis der als gültig gewerteten Ereignisse zur Zahl der simulierten Ereignisse.

2.5.2 Steuerung der CCD Fokalaufsicht

Absolut unabhängig von der bislang geschilderten Datenerfassung des Hochgeschwindigkeitsphotometers findet die Verarbeitung der Signale der CCD Fokalaufsicht auf einem getrennten Rechnersystem statt. Durch die Verwendung eines weitverbreiteten astronomischen CCD Kamerasystems (⊙ Abbildung 2.1) des gehobenen Amateurbereichs¹⁷ konnte hier vollständig auf die eigene Entwicklung geeigneter Kontrollsoftware verzichtet werden, da alle gestellten Aufgaben von der mitgelieferten Standardsoftware oder vergleichbaren Produkten des Free- und Shareware Bereichs zufriedenstellend erledigt werden. Die Kommunikation zwischen Rechner und Kamera wird bei diesem System über den parallelen Druckeranschluß abgewickelt, wobei eine vollständige CCD Aufnahme mit 765 x 510 Bildpunkten in weniger als zwanzig Sekunden übertragen wird.

Wie bereits bei der technischen Beschreibung in Kapitel 2.4 veranschaulicht, besteht die Hauptaufgabe der CCD Fokalaufsicht darin, dem Beobachter ein räumlich ausgedehntes Bild von mehreren Quadratbogenminuten um das zu beobachtende Himmelsobjekt zu präsentieren, anhand dessen er die stets vorhandenen Ungenauigkeiten der absoluten Teleskopausrichtung manuell korrigieren und das Zielobjekt auf dem zentralen Glasfaserbündel zentrieren kann.

Die zu diesem Zweck notwendigen Belichtungen werden nach einer ersten groben Ausrichtung des Teleskops vom Beobachter mit einer geeigneten Belichtungszeit von mehreren Minuten initiiert, nach deren Ablauf das Bild automatisch zum Kontrollrechner übertragen, einer kurzen standardisierten Nachbearbeitung zur Korrektur von Bildfehlern unterzogen und dem Beobachter auf dem Monitor

¹⁷ Eine ST-7 Kamera der Santa Barbara Instrument Group, USA

präsentiert wird. Durch den Vergleich mit vorgefertigten Sucherkarten, auf denen die präzisen astronomischen Koordinaten des Zielobjekts und von anderen leicht identifizierbaren Objekten des entsprechenden Himmelschnitts angegeben sind, kann dann direkt der genaue Abbildungsmaßstab der Fokalaufsicht und die gewünschte Korrektur der Teleskopausrichtung bestimmt werden. Nach der Ausführung dieser Korrektur und dem Start der Datenerfassung des Hochgeschwindigkeitsphotometers können bei Bedarf weitere, eventuell auch länger integrierendere CCD Aufnahmen veranlaßt werden, um die automatische Nachführung zu verifizieren. Diese kontinuierlich aufgezeichneten Bilder sind insbesondere im Fall eines negativen Meßergebnisses wichtig, bei dem keine signifikanten Intensitätsvariationen entdeckt werden konnten, um aussagekräftig belegen zu können, daß das Teleskop während der ganzen Beobachtungszeit korrekt auf das Zielobjekt ausgerichtet war (siehe Kapitel 5.2.2.4).

Abgesehen von diesem Standardeinsatz der Fokalaufsicht, ist noch eine weitere Betriebsart der Steuerungssoftware vorhanden. Diese wird benötigt, wenn das benutzte Teleskop, aus Gründen wie in Kapitel 2.4 dargestellt, während dem Betrieb von OPTIMA nicht über den zur präzisen Nachführung notwendigen Auto-Guider oder Star-Tracker verfügt, der in kurzen Intervallen von wenigen Sekunden die relative Ausrichtung des Teleskops anhand der Positionsanalyse der Abbildung eines sich am Rande des Gesichtsfelds befindlichen Sterns bestimmt, und die mechanische Nachführung entsprechend korrigiert.

Um diese grundlegende Teleskopfunktion der Fokalaufsicht von OPTIMA zu übergeben, können je nach Lage der Teleskopschnittstelle entweder die CCD oder der zugehörige Kontrollrechner über elektrische Signalleitungen mit dem Rechner der Teleskopsteuerung verbunden werden.

Nach der erfolgreichen Zentrierung des Zielobjekts auf dem Glasfaserbündel und dem Start der Datenerfassung des Hochgeschwindigkeitsphotometers wird dann eine weitere Aufnahme der CCD veranlaßt, deren Belichtungszeit möglichst kurz im Bereich von wenigen Sekunden gewählt wird, so daß sie gerade noch ausreicht, um die hellsten im Blickfeld befindlichen Objekte deutlich abzubilden. Von diesen kann der Beobachter ein Objekt auswählen, das über eine möglichst punktförmige aber vor allem symmetrische Abbildung verfügt, und sich weder sehr nahe am Rand des Bildfeldes, noch am Rand einer Faserdurchführung oder

einer auf sonstige Weise ungeeigneten Stelle des Keilspiegels (③ in Abbildung 2.1) befindet.

In der Betriebsart als Star-Tracker startet die Steuerungssoftware nun eine fortlaufende Reihe von kurzen Belichtungen, bei denen nur noch ein kleiner, um das selektierte Objekt zentrierter, Ausschnitt des gesamten Bildes von der Kontrollelektronik der CCD ausgelesen und an den Rechner übertragen wird. Dadurch verringert sich die notwendige Zeit zur Auslese und Übertragung auf weniger als eine Sekunde, und die Zeitspanne zwischen zwei Aufnahmen ist fast nur noch von der verwendeten Belichtungszeit von wenigen Sekunden abhängig. Die Steuerungssoftware bestimmt daraufhin bei jedem Bild den genauen Mittelpunkt des ausgewählten Objekts mit Hilfe einer einfachen Zentroidberechnung auf Bruchteile eines Pixels, und vergleicht diesen Wert mit der Ausgangsposition zum Zeitpunkt der Selektion. Überschreiten die dabei ermittelten Abweichungen einen festgelegten Grenzwert, so sendet die Software die entsprechenden Korrekturimpulse über die Signalleitungen an den Hauptrechner der Teleskopsteuerung. Auf diese Art kann die Funktion eines Auto-Guiders vollständig von der CCD Fokalaufsicht des OPTIMA Systems übernommen und die korrekte Ausrichtung des Teleskops auch über lange Zeiträume sichergestellt werden.

3 Grundlagen der OPTIMA Datenanalyse

Eine wichtige Voraussetzung bei der zeitlichen Analyse von astronomischen Meßdaten ist die Transformation der Ankunftszeiten der detektierten Photonen vom Standort des Teleskops in das Inertialsystem des Massenschwerpunktes unseres Sonnensystems¹⁸. In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels werden nun sowohl die bei dieser baryzentrischen Korrektur berücksichtigten Faktoren, als auch die bei OPTIMA verwendeten mathematischen Testmethoden vorgestellt, mit deren Hilfe ein periodisches Signal selbst bei einem um mehrere Größenordnungen dominierenden Hintergrund nachweisbar ist.

3.1 Baryzentrisierung der Photonen-Ankunftszeiten

Wie bei der Erläuterung des OPTIMA Detektorsystems in Kapitel 2.5.1.2 dargelegt wurde, werden die Ankunftszeiten der registrierten Photonen zunächst im UTC¹⁹ Zeitsystem gespeichert. Da sich dieses Referenzsystem jedoch auf den Nullmeridian der Erde bezieht, ist es für eine präzise Analyse der zeitlichen Verteilung der detektierten Photonen über einen längeren Zeitraum ungeeignet, denn wegen der Eigenrotation der Erde und der Bahn der Erde um die Sonne kommt es zu kontinuierlichen Änderungen der Signallaufzeit zwischen dem beobachteten astronomischen Objekt und dem Standort des Observatoriums. Zusätzlich zu der aus diesem größtenteils geometrischen Effekt resultierenden Verfälschung der registrierten Ankunftszeit, werden im UTC-System sogenannte Schaltsekunden, also instantane Änderungen der Systemzeit um ± 1 Sekunden, verwendet, um Unregelmäßigkeiten in der Erdrotation auszugleichen, und das Zeitsystem im Einklang mit dem Sonnenstand zu halten. Eine detaillierte Beschreibung der unterschiedlichen Zeitsysteme befindet sich in Anhang A.

Um diese Probleme zu beseitigen, müssen die am Standort des Teleskops gemessenen Ankunftszeiten auf ein geeignetes Inertialsystem mit kontinuierlich fortlaufender Zeitlinie umgerechnet werden. Bei der langjährigen Studie von Pulsaren hat sich dabei der Massenschwerpunkt unseres Sonnensystems¹⁸ als ausreichend

¹⁸ SSB, solar system barycenter

¹⁹ UTC, coordinated universal time

Der Vektor $\bar{g}(t)$, der die Position des Geozentrums relativ zum Baryzentrum angibt, wird durch die Bewegung aller Körper im Sonnensystem bestimmt. Um eine möglichst genaue Bestimmung der Planetenbahnen zu erhalten, wurde am Jet Propulsion Laboratory in Pasadena, USA, eine numerische Integration der Bahnen der Sonne, der neun Planeten, der fünf größten Asteroiden und des Erdmondes sowie dessen Librationsbewegung durchgeführt. Die integrierten Bahnen werden an Beobachtungsdaten angepaßt, die sowohl optische Beobachtungen, als auch Radar-Reflexionsmessungen, Radio-Entfernungsmessungen mit Raumsonden und Laser-Entfernungsmessungen des Mondes beinhalten. Die Genauigkeit mit der die Position der Erde relativ zum SSB aus diesen Ephemeriden bestimmt werden kann wird mit 200 m angegeben. Der maximal durch diese Ungenauigkeit hervorgerufene Laufzeitfehler beträgt dementsprechend weniger als 1 µsec und ist damit für die Datenanalyse bei OPTIMA vernachlässigbar.

Diese unter der Bezeichnung DE200 veröffentlichten Ephemeriden enthalten für den Beginn eines jeden Tages einen Datensatz, der aus den drei Raumkomponenten der Position, der Geschwindigkeit, der Beschleunigung und deren Zeitableitung für das Geozentrum, sowie der Position der Sonne relativ zum Baryzentrum besteht. Für einen bestimmten Zeitpunkt wird zuerst der zugehörige Eintrag in der Ephemeridendatei für den Beginn des entsprechenden Tages (t_0) gesucht und anschließend der exakte Vektor vom SSB zum Geozentrum mittels einer Taylorentwicklung relativ zum Tagesbeginn (dt) bestimmt:

$$\bar{g}(t) = \bar{g}(t_0) + dt \cdot \dot{\bar{g}}(t_0) + \frac{1}{2} \cdot dt^2 \cdot \ddot{\bar{g}}(t_0) + \frac{1}{6} \cdot dt^3 \cdot \dddot{\bar{g}}(t_0)$$

Der Vektor $\bar{k}(t)$ vom Erdmittelpunkt zum Observatorium ergibt sich aus der geozentrischen Länge, Breite und Höhe des Beobachtungsortes und dem Zeitpunkt der Messung. OPTIMA verwendet hierzu die Signale des integrierten GPS²⁰ Empfängers, der die drei gesuchten Ortsparameter im Rahmen des WGS-84²¹ Koordinatensystems bestimmt. Dieses System beruht im Gegensatz zu normalen geodätischen Positionsangaben nicht auf einer länderspezifischen Definition von Normalnull, sondern nähert die unregelmäßige Form der Erdoberfläche (und damit des Bezugspunktes für Höhenangaben) durch ein Rotationsellipsoid an, wodurch die Berechnung des Abstandes zum Erdmittelpunkt, vor allem im

²⁰ GPS, global positioning system

²¹ WGS-84, world geodetic system 1984

Hinblick auf den mobilen Einsatz des OPTIMA Detektorsystems, erleichtert wird. Der gesuchten Vektor lautet dann:

$$\vec{k}(t) = \begin{pmatrix} (R_{\Phi} + h) \cdot \cos(\Phi) \cdot \cos(HA - \lambda) \\ (R_{\Phi} + h) \cdot \cos(\Phi) \cdot \sin(HA - \lambda) \\ (R_{\Phi} + h) \cdot \sin(\Phi) \end{pmatrix}$$

mit: R_{Φ} : Radius des Rotationsellipsoids für die geozentrische Breite Φ
 h : Höhe des Detektors über dem Rotationsellipsoids
 Φ : geozentrische Breite des Observatoriums
 HA : Stundenwinkel des nullten Längengrades (Hour Angle); Dieser ist identisch mit der mittleren Sternzeit in Greenwich (Greenwich Mean Sidereal Time)
 λ : geodätische Länge des Observatoriums

Der Beitrag der Nutation der Erdachse kann geometrisch abgeschätzt werden, wobei die Achsenausrichtung eine Ellipse mit einer großen Halbachse von neun Bogensekunden um die Präzessionsachse beschreibt. Daraus ergibt sich ein maximaler Effekt von 18 Bogensekunden, was ungefähr 550 Metern auf der Erdoberfläche entspricht. Der daraus abgeleitete maximale Laufzeitunterschied beträgt weniger als 1,9 μsec und liegt damit unterhalb der Genauigkeit des für die Messung verwendeten Zeitsignals des GPS-Empfängers.

Mit Hilfe der Vektoren $\vec{g}(t)$ und $\vec{k}(t)$ können nun die gemessenen Ankunftszeiten der Photonen für den geometrischen Laufzeitunterschied vom Observatorium zum Baryzentrum des Sonnensystems korrigiert werden. Dieser Unterschied kann bis zu acht Minuten betragen.

3.1.2 Relativistische Korrektur

Abgesehen von den soeben dargestellten geometrischen Laufzeitkorrekturen, muß auch ein relativistischer Beitrag berücksichtigt werden. Durch die von der Sonne hervorgerufene Krümmung des Raumes kommt es zu einer Ablenkung der Photonen, was zu einem längeren Weg, bzw. zu der sogenannten Shapiro Dilatation [Shapiro 1964] führt. Die dadurch erzeugte Zeitkorrektur ergibt sich zu:

$$\Delta t = -\frac{2GM_{\odot}}{c^3} \cdot \log(1 + \cos \Theta) = -9,85 \mu\text{s} \cdot \log(1 + \cos \Theta)$$

mit: G : Gravitationskonstante
 M_{\odot} : Masse der Sonne

Θ : Winkel zwischen der Richtung der Quelle und der Verbindungslinie Erde - Sonne

und kann bis zu einigen Mikrosekunden betragen.

3.1.3 Kontrolle des Korrekturalgorithmus

Zur Überprüfung der Richtigkeit und Präzision aller beschriebenen Korrekturen wird ein Vergleich mit einer Messung von Radiopulsen des Pulsars im Krebsnebel vorgenommen. Dazu enthalten die vom Jodrell Bank Observatory veröffentlichten "Jodrell Bank Crab Pulsar Timing Results" [Lyne et al. 1992a] zwei Beispiele zur vollständigen baryzentrischen Korrektur der Ankunftszeiten. In Tabelle 3.1 und Tabelle 3.2 sind die dort angegebenen Werte mit den entsprechenden Werten der OPTIMA Baryzentrisierung dargestellt.

Die Abweichungen der OPTIMA Korrektur von den beiden Beispiele betragen somit $-20 \mu\text{sec}$ und $-30 \mu\text{sec}$. Obwohl Werte dieser Größenordnung für den wissenschaftlichen Betrieb des Detektors nur von geringer Bedeutung sind, soll im Folgenden ihre Ursache näher beleuchtet werden.

	<i>Jodrell Bank Wert</i>	<i>OPTIMA Wert</i>
<i>lokale Ankunftszeit</i>	15. Jan 1989 $16^{\text{h}} 08^{\text{m}} 49,060034^{\text{s}}$	15. Jan 1989 $16^{\text{h}} 08^{\text{m}} 49,060034^{\text{s}}$
UTC nach TAI	$+24,000000^{\text{s}}$	$+24,000000^{\text{s}}$
TAI nach TDT	$+32,184000^{\text{s}}$	$+32,184000^{\text{s}}$
TDT nach TDB	$+0,000348^{\text{s}}$	$+0,000350^{\text{s}}$
Observatorium - Geozentrum	$+0,006671^{\text{s}}$	$+0,006670^{\text{s}}$
Geozentrum - SSB	$+6^{\text{m}} 58,424915^{\text{s}}$	$+6^{\text{m}} 58,424899^{\text{s}}$
Shapiro Dilatation	$-0,000001^{\text{s}}$	$-0,000006^{\text{s}}$
<i>SSB Ankunftszeit</i>	$16^{\text{h}} 16^{\text{m}} 43,675967^{\text{s}}$	$16^{\text{h}} 16^{\text{m}} 43,675947^{\text{s}}$

Tabelle 3.1: Kontrolle der baryzentrischen Korrektur nach Jodrell Bank

	<i>Jodrell Bank Wert</i>	<i>OPTIMA Wert</i>
<i>lokale Ankunftszeit</i>	12. Feb 1989 $14^{\text{h}} 08^{\text{m}} 36,094064^{\text{s}}$	12. Feb 1989 $14^{\text{h}} 08^{\text{m}} 36,094064^{\text{s}}$
UTC nach TAI	$+24,000000^{\text{s}}$	$+24,000000^{\text{s}}$
TAI nach TDT	$+32,184000^{\text{s}}$	$+32,184000^{\text{s}}$
TDT nach TDB	$+0,001062^{\text{s}}$	$+0,001063^{\text{s}}$
Observatorium - Geozentrum	$+0,006146^{\text{s}}$	$+0,006146^{\text{s}}$
Geozentrum - SSB	$+4^{\text{m}} 07,211028^{\text{s}}$	$+4^{\text{m}} 07,210998^{\text{s}}$
Shapiro Dilatation	$-0,000003^{\text{s}}$	$-0,000004^{\text{s}}$
<i>SSB Ankunftszeit</i>	$14^{\text{h}} 13^{\text{m}} 39,496297^{\text{s}}$	$14^{\text{h}} 13^{\text{m}} 39,496267^{\text{s}}$

Tabelle 3.2: Kontrolle der baryzentrischen Korrektur nach Jodrell Bank

Betrachtet man die einzelnen Werte, aus denen sich die Gesamtkorrektur zusammensetzt, so ist leicht ersichtlich, daß die Abweichung fast vollständig durch die Laufzeitkorrektur zwischen dem Erdmittelpunkt und dem Baryzentrum unseres Sonnensystems bestimmt wird. In dieser Korrektur ist, abgesehen von konstanten Faktoren, vor allem das Skalarprodukt zwischen der Einfallsrichtung der Photonen und dem Vektor Geozentrum - SSB enthalten. Da die Genauigkeit des Erdvektors von JPL²² mit 200 m angegeben wird und somit nicht für einen Effekt dieser Größe verantwortlich sein kann, sollen nun die Auswirkungen einer leicht veränderten Quellposition untersucht werden.

Dazu wird bei ansonsten gleichbleibenden Rahmenbedingungen die angenommene astronomische Position des Pulsars um einige Millibogensekunden variiert und jeweils die daraus resultierende Laufzeitkorrektur bestimmt. Wie in Abbildung 3.2 dargestellt, reicht bei dem in Tabelle 3.1 präsentierten Beispiel bereits eine Abweichung von 0,1 Bogensekunden aus, um einen Laufzeitunterschied von mehr als 100 μsec hervorzurufen.

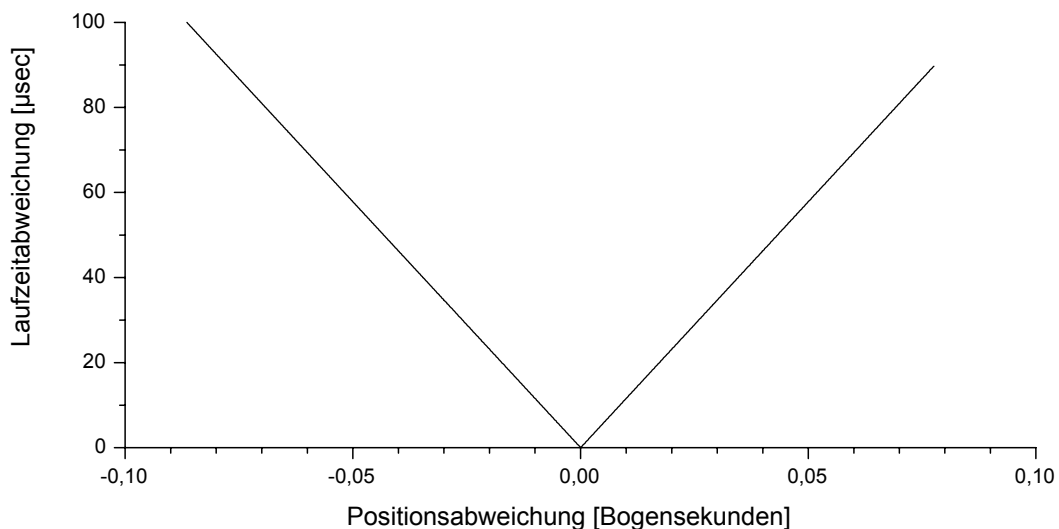


Abbildung 3.2: Einfluß der Quellposition auf die baryzentrische Korrektur

Selbstverständlich wird der Einfluß der Quellposition auf das Skalarprodukt auch von der dreidimensionalen Ausrichtung des Erdvektors, und somit von der jährlichen Bahn der Erde um die Sonne, bzw. dem betrachteten Zeitpunkt der Messung bestimmt. Um eine obere Grenze für die für eine präzise baryzentrische Korrektur notwendige Genauigkeit der Einfallsrichtung zu erhalten, kann von dem in

²² JPL, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, USA

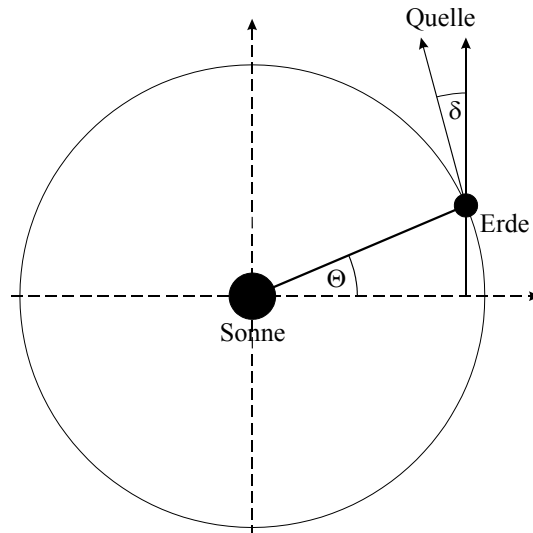


Abbildung 3.3: Modell zur Abschätzung des Zeitfehlers der baryzentrischen Korrektur aufgrund eines Winkelfehlers in der Quellposition

Abbildung 3.3 dargestellten Szenario ausgegangen werden, bei dem sich die Erde in erster Näherung auf einer Kreisbahn um die Sonne bewegt.

In diesem vereinfachten Modell kann der aus dem Winkelfehler δ resultierende Fehler in der Laufzeitkorrektur für die Verbindungslinie zwischen Erdmittelpunkt und Baryzentrum mit Hilfe der folgenden Gleichungen berechnet werden:

$$t_{GeoZ-SSB}^{theo} = \frac{R}{c} \cdot \sin(\Theta)$$

$$t_{GeoZ-SSB}^{mess} = \frac{R}{c} \cdot \sin(\Theta - \delta) = \frac{R}{c} \cdot (\sin \Theta \cdot \cos \delta - \cos \Theta \cdot \sin \delta)$$

$$\Delta t = t_{GeoZ-SSB}^{mess} - t_{GeoZ-SSB}^{theo} = \frac{R}{c} \cdot [\sin \Theta \cdot (1 - \cos \delta) + \cos \Theta \cdot \sin \delta]$$

mit: $\frac{R}{c}$: Abstand Erde - Baryzentrum in Lichtsekunden = 499 sec

Für einen Winkelfehler der Quellposition von 0,1 Bogensekunden ist das Ergebnis für einen vollen Umlauf der Erde um die Sonne in Abbildung 3.4 dargestellt.

Wie leicht zu erkennen ist, beträgt der maximale Zeitfehler innerhalb eines Jahres 480 Mikrosekunden, und gelangt damit zum Beispiel bei Objekten wie den Millisekundenpulsaren, die Rotationsfrequenzen bis zu 1 kHz erreichen, in den zeitlichen Bereich der zu untersuchenden Intensitätsschwankungen. Um eine Abschätzung der nötigen Positioniergenauigkeit für einen vorgegebenen maximalen Zeitfehler zu erhalten, können der Sinus und Kosinus von δ als Reihen entwickelt, und, da δ sehr klein ist, die Terme der Ordnung $O(\delta^2)$ vernachlässigt werden. Das

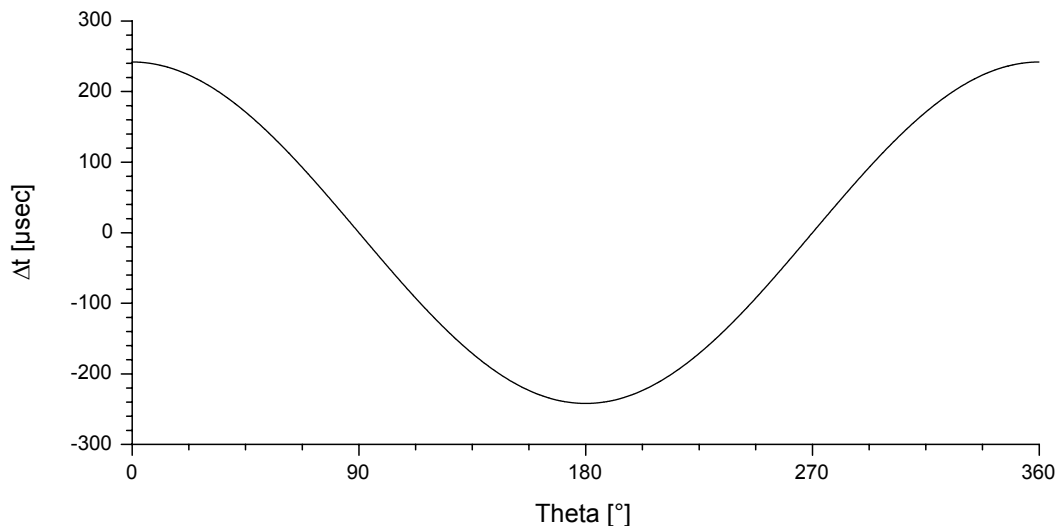


Abbildung 3.4: Zeitfehler der baryzentrischen Korrektur aufgrund einer Abweichung der Quellposition von 0,1 Bogensekunden

Maximum der Zeitabweichung ergibt sich dann für den Fall, in dem $\cos \delta$ gleich 1 bzw. -1 ist, und für den zugehörigen Winkel δ ergibt sich:

$$\delta = \frac{c \cdot \Delta t}{R}$$

Soll also zum Beispiel der maximale Zeitfehler der Baryzentrisierung innerhalb eines Jahres für ein bestimmtes Objekt nicht mehr als $\pm 20 \mu\text{sec}$ betragen, so muß die astronomische Position auf 0,008 Bogensekunden genau bekannt sein.

Derartig exakte Positionsbestimmungen können bislang jedoch nur durch Radio-Interferometrie oder durch weltraumgestützte optische Teleskope erreicht werden, wobei beide Techniken ausreichend starke Objekte erfordern. Für die meist äußerst lichtschwachen Zielobjekte von OPTIMA bedeutet dies, daß sich größere Langzeitschwankungen nicht vermeiden lassen.

Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß es sich bei den hier geschilderten Zeitfehlern um einen reinen Langzeiteffekt handelt, der klar abgegrenzt werden muß von einer statistisch verteilten Meßunsicherheit einer einzelnen Zeitmessung. Dies bedeutet insbesondere, daß die Daten einer einzelnen Meßkampagne von mehreren fortlaufenden Tagen nur indirekt davon betroffen sind. Die absoluten Ankunftszeiten der einzelnen registrierten Photonen sind zwar bei der baryzentrischen Korrektur aufgrund eines etwaigen Positionsfehlers einem geringen Fehler unterworfen, die daraus resultierende zeitliche Abweichung vom tatsächlichen Wert kann jedoch für die Dauer von einigen Tagen als konstant angenommen

werden. Für die Analyse von kurzzeitveränderlichen Objekten wie Pulsaren, ist dieser Fehler damit ohne Bedeutung, solange der betrachtete Datenraum auf eine Zeitspanne von mehreren Tagen begrenzt bleibt, und die absoluten Ankunftszeiten nicht mit den Daten von anderen Experimenten im Bereich unterhalb von Millisekunden verglichen werden sollen.

3.2 Suche nach Periodizitäten

Nachdem die lokalen Ankunftszeiten der Photonen auf das Baryzentrum unseres Sonnensystems korrigiert wurden, können die Daten nun wissenschaftlich analysiert werden, wobei die Hauptaufgabe des OPTIMA Photometers die Suche bzw. Analyse von periodischen Schwankungen der visuellen Intensität eines betrachteten Objekts ist. Geeignete Zeitskalen erstrecken sich dabei von Bruchteilen von Millisekunden bis hin zu einigen Minuten oder Stunden.

Bei der entsprechenden Weiterverarbeitung der Daten können zwei grundlegende Fälle unterschieden werden, nämlich einerseits die Erstellung von Lichtkurven bei extern vorgegebenen Wiederholungsfrequenzen, und andererseits die eigenständige Suche nach periodischen Intensitätsveränderungen und die exakte Bestimmung der zugehörigen Periodendauer. Beide Techniken werden nun im Folgenden näher erläutert.

3.2.1 Phasenanalyse

Ein typischer Fall für die Erstellung von Lichtkurven auf der Basis von extern vorgegebenen Periodenlängen sind Messungen an der in Kapitel 1.3 vorgestellten astronomischen Klasse der Pulsare. Bei diesen Objekten liegt die typische Pulsationsfrequenz, welche aus der Rotation des zugrundeliegenden Neutronensterns resultiert, im Bereich zwischen einigen Hertz und einem Kilohertz, und ist oft bis auf 10^{-12} Hz genau aus anderen Wellenlängenbereichen her bekannt. Abgesehen von bislang nur einer einzigen bekannten Ausnahme (PSR B0531+21 mit $m_V = 16,6^m$), kann bei diesen Objekten aufgrund ihrer äußerst geringen Lichtstärke ($m_V > 22^m$) und des daraus resultierenden schwachen Signals im sichtbaren Bereich keine direkte Frequenzanalyse durchgeführt werden.

Um dieses Problem, das zum Beispiel auch die Gammaastronomie betrifft, zu beseitigen, werden die aktuellen Ephemeriden eines Objekts aus allen Wellenlän-

genbereichen zentral gesammelt und sind öffentlich zugänglich. Mit Hilfe dieser Angaben, in denen für einen festgelegten Referenzzeitpunkt die exakte Rotationsfrequenz, deren ersten beiden Zeitableitungen und die Phasenlage enthalten sind, ist es möglich, die einzelnen Ankunftszeiten der Photonen einer Phasenanalyse zu unterziehen. Ausgehend von der Taylorentwicklung der Phasenlage:

$$\varphi(t) = f \cdot (t - t_0) + \frac{1}{2} \cdot \dot{f} \cdot (t - t_0)^2 + \frac{1}{6} \cdot \ddot{f} \cdot (t - t_0)^3 + \varphi_0$$

mit: $\varphi(t)$: Phasenlage zur Zeit t
 f, \dot{f}, \ddot{f} : Rotationsfrequenz und deren Zeitableitungen
 t_0 : Referenzzeitpunkt der Frequenzangaben
 φ_0 : Phasenlage zum Referenzzeitpunkt

kann für die Ankunftszeit eines jeden registrierten Photons die Zahl der Pulsationszyklen seit dem Referenzzeitpunkt berechnet werden. Betrachtet man nur den nicht ganzzahligen Anteil von $\varphi(t)$, so erhält man die Phase, also den Zeitpunkt innerhalb einer Periode, ausgedrückt in Einheiten der Periodendauer, zu der das Ereignis stattgefunden hat. Bei einer vollständige Phasenanalyse werden auf diese Weise alle Ankunftszeiten in die entsprechenden Phasenlagen umgerechnet.

Die erhaltene Phasenverteilung der Photonenergebnisse, die sogenannte Lichtkurve, kann nun gegen eine Nullhypothese getestet werden. In den meisten Fällen kann man dabei, in Abwesenheit eines Signals, von einer zeitlich konstanten Verteilung der Ereignisse aus dem Himmelshintergrund ausgehen. Ob diese Annahme jedoch zulässig ist, muß vorher für jeden einzelnen Fall geprüft werden.

3.2.1.1 Pearson Test

Die einfachste Art eines derartigen Tests ist der χ^2 Test von Pearson. Als Erstes wird dazu die erhaltenen Phasenverteilung histogrammiert. Die Breite der einzelnen Phasenintervalle muß dabei so gewählt werden, daß, in Bezug auf die Form und Amplitude der erwarteten Intensitätsvariation, die Phasenauflösung einerseits für ein aussagekräftiges Ergebnis hoch genug ist, andererseits aber noch genügend Signal in jedem Intervall enthalten ist, um nicht von der Poissonstatistik der Photonen aus dem Himmelshintergrund überdeckt zu werden.

Die Häufigkeiten der einzelnen Phasenintervalle des Histogramms werden dann mit einer erwarteten Häufigkeit, welche durch die Nullhypothese H_0 definiert ist,

verglichen. Für die Analyse von Frequenzen von mehreren Hertz, bei denen die Variation des Himmelshintergrunds keine Rolle spielt, und auch keine intrinsischen Einflüsse des Detektors vorhanden sind, kann für die erwarteten Häufigkeiten der einzelnen Intervalle eine einfache Gleichverteilung benutzt werden. Die Teststatistik des χ^2 Tests lautet wie folgt:

$$\chi'^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(n_i - e_i)^2}{e_i}$$

mit: n_i : beobachtete Häufigkeit im Phasenintervall i
 e_i : erwartete Häufigkeit im Phasenintervall i
 N : Anzahl der Phasenintervalle

Die Wahrscheinlichkeitsdichte χ'^2 ist unter der Hypothese H_0 wie eine χ^2 Verteilung mit $\nu = N - 1$ Freiheitsgraden verteilt, wodurch das ermittelte Ergebnis von der Anzahl der verwendeten Phasenintervalle abhängig ist. Um dieses Problem zu vermeiden, wird bei OPTIMA ein reduzierter χ^2 Wert verwendet, der bezüglich der Zahl der vorliegenden Freiheitsgrade korrigiert ist:

$$\chi_{red}^2 = \frac{1}{N-1} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{(n_i - e_i)^2}{e_i}$$

Die χ^2 Verteilung ist in den meisten Lehrbüchern der Statistik tabelliert, mit deren Hilfe schließlich die Wahrscheinlichkeit angegeben werden kann, daß ein bestimmter Wert von χ^2 unter der Hypothese H_0 auftritt.

Kann die Nullhypothese mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden, so ist noch nicht endgültig bewiesen, daß ein Signal mit der zugrundegelegten Periode vorliegt, denn ein Signal mit doppelter oder halber Frequenz relativ zur Testfrequenz kann ebenfalls zu einer Verteilung führen, welche die Nullhypothese durch den verwendeten Test ausschließt. Es kann jedoch trotzdem davon ausgegangen werden, daß die Annahme einer variablen Emission mit der bekannten Periode richtig ist, denn diese Annahme ist zusätzlich durch das physikalische Modell, das zur Erklärung der Periodizität herangezogen wird, begründet. So ist es doch sehr plausibel, daß bei einem Objekt mit bekannter Variationsfrequenz im Radio-, Röntgen- und Gammabereich auch im Bereich der optischen

Wellenlängen die selbe Periode beobachtet wird, während die Annahme des doppelten oder halben Werts sehr unwahrscheinlich ist.

Der Hauptvorteil des Pearson Tests liegt in seiner mathematischen Einfachheit, wodurch er von modernen Computern auch in hoher Anzahl innerhalb von kurzer Zeit durchgeführt werden kann. Sein Hauptnachteil ergibt sich dadurch, daß das Ergebnis des Tests von der Anzahl und Einteilung der Phasenintervalle abhängen kann. Dieses Problem wird bei Tests, wie zum Beispiel dem folgenden Z_m^2 Test, welche nicht auf Histogrammen beruhen, umgangen.

3.2.1.2 Z^2 Test

Beim Z_m^2 oder Buccheri Test [Buccheri et al. 1983] werden die Phasenlagen durch Vektoren auf dem Einheitskreis, den sogenannten Rayleigh-Vektoren, repräsentiert. Die Teststatistik des Z_m^2 Tests ist gegeben durch:

$$Z_m^2 = \frac{2}{n} \cdot \sum_{k=1}^m \left[\left(\sum_{i=1}^n \cos(2\pi k \phi_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n \sin(2\pi k \phi_i) \right)^2 \right]$$

mit: n : Anzahl der Ereignisse
 m : Anzahl der zu berücksichtigenden Oberwellen
 ϕ_i : Phase des Ereignisses i

Dieser Test berechnet die normierte Summe der Rayleigh-Vektoren für die Grundwelle und die $m-1$ ersten Oberwellen. Für große Werte von n ($n > 100$) ist Z_m^2 wie eine χ^2 Verteilung mit $2m$ Freiheitsgraden verteilt. Die einzige Wahl, die der Benutzer bei diesem Test treffen muß, ist die Anzahl der in die Berechnung einzubeziehenden Oberwellen, wobei jedoch bedacht werden sollte, daß der Rechenaufwand linear mit m steigt.

Die Zahl der im Frequenzraum auftretenden Oberwellen ist dabei vom zeitlichen Verlauf der Intensitätsschwankung abhängig. Ausgehend von einer sinusförmigen Modulation, welche in der Frequenzanalyse nur eine große Fundamentalmode hervorruft, steigt die Zahl der harmonischen Oberschwingungen mit abnehmender Pulsbreite des Signals indirekt proportional an. Unter der Voraussetzung einer bekannten oder zumindest vermuteten Form der Modulation, kann als Anhaltspunkt für die Festlegung des Parameters m die ungefähre Zahl der Oberwellen,

deren Amplitude mit derjenigen der Grundschiwingung vergleichbar ist, mit der folgenden Beziehung bestimmt werden:

$$N \approx \frac{T}{2 \cdot t_p}$$

mit: N : Anzahl der harmonischen Oberwellen vergleichbarer Amplitude
 T : Periodendauer des Signalzugs
 t_p : zeitliche Länge des Signalpulses

Der Hauptvorteil des Z_m^2 Tests liegt im Vergleich zum Pearson Test in seiner weitgehenden Unabhängigkeit von äußeren Parametern und der deutlich erhöhten Sensitivität durch die Berücksichtigung der oberen Harmonischen. Nachteilig wirkt sich jedoch der erhebliche gesteigerte Rechenaufwand aufgrund der beiden trigonometrischen Terme aus.

3.2.1.3 Grenzen der Phasenanalyse

Selbstverständlich sind der Phasenanalyse der registrierten Photonen gewisse Grenzen gesetzt, wenn es darum geht, eine vermutete periodische Intensitätsschwankung in den Meßdaten eines betrachteten Objekts nachzuweisen. Diese Randbedingungen, welche bei einer korrekten Datenanalyse und möglichen Entdeckung beachtet werden müssen, und die zum Teil direkt mit den physikalischen Eigenschaften der Beobachtungsobjekte verknüpft sind, sollen im Folgenden kurz erläutert werden.

Grundvoraussetzung für den erfolgreichen Nachweis eines Signals ist es natürlich, daß sich die gesuchte Intensitätsveränderung in ihrem Frequenzbereich ausreichend von anderen in den Meßdaten enthaltenen Intensitätsschwankung abhebt. Bei den für OPTIMA typischen Periodendauern unterhalb von einigen Sekunden, können langsame Änderungen der Intensität des Himmelshintergrunds, wie sie zum Beispiel durch die Position des Mondes, die Transmissionseigenschaften der Erdatmosphäre, oder die Zenitdistanz des Teleskops entstehen, vernachlässigt werden, und man kann innerhalb einer Pulsationsperiode die aus dem Himmelshintergrund registrierten Photonen als statistisch gleichverteilt betrachten. Dadurch steigt die Signifikanz eines periodischen Signals mit der zugrundegelegten Meßzeit, da die Standardabweichung des poissonverteilten Himmelshintergrunds

abnimmt, die relative Amplitude einer phasenrichtig summierten Intensitätsveränderung jedoch konstant bleibt.

Unter der Voraussetzung, daß die Signalfrequenz des betrachteten Objekts, und damit die Phasenlage der registrierten Photonen, für jeden Zeitpunkt innerhalb der Messung korrekt bestimmt werden kann, ist es somit nur eine Frage der Meßzeit, ab wann ein vorhandenes Signal mit gewünschter Signifikanz nachgewiesen werden kann. Bei einigen Pulsaren muß dabei beachtet werden, daß sporadisch sprunghafte Frequenzänderungen, sogenannte Glitches, auftreten (siehe Kapitel 1.3.3), weshalb eine Extrapolation der tabellierten Rotationsfrequenz auf den aktuellen Zeitpunkt wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben fehlerhaft sein kann. In diesem Fall ist eine korrekte Analyse erst möglich, sobald die der Taylor-Entwicklung zugrundeliegenden Werte mit Hilfe von Messungen aus anderen Wellenlängenbereichen korrigiert wurden.

3.2.2 Frequenzanalyse

Bei der bislang dargestellten Phasenanalyse wurde stets davon ausgegangen, daß die Periode der gesuchten Intensitätsschwankungen bereits vorher genau bekannt ist. Dies ist jedoch in der Praxis nicht immer der Fall. Abgesehen von den bereits erwähnten Glitches der Pulsare, kann es bei der Analyse von Objekten mit quasi-periodischen Oszillationen oder bislang unbekanntem Pulsationsparametern notwendig sein, ein breites Frequenzband auf mögliche Intensitätsschwankungen zu durchsuchen.

Aufgrund der großen Datenmengen und des hohen Rechenaufwands ist es je nach Breite und geforderter Auflösung des zu durchsuchenden Frequenzspektrums sinnvoll, unterschiedliche Analyseverfahren anzuwenden, um in schnellstmöglicher Zeit zu einem Ergebnis zu gelangen.

3.2.2.1 Fast-Fourier-Transformation

Die Fast-Fourier-Transformation ist sehr gut geeignet für einen schnellen Überblick über alle im Rahmen der jeweiligen Konfiguration des Detektors nachweisbaren Frequenzen.

Zur Durchführung einer Fast-Fourier-Transformation müssen die einzelnen Ankunftszeiten der registrierten Photonen zunächst zu fortlaufenden Photonenraten auf einer kontinuierlichen Zeitlinie mit konstanter Schrittweite zusammen-

gefaßt werden. Diese Schrittweite ΔT legt das obere Ende der Frequenzskala der Transformation fest, und sollte zur Begrenzung des Rechenaufwands unter Berücksichtigung des vermuteten Frequenzspektrums des untersuchten Objekts nicht unnötig klein gewählt werden.

$$f_{\max} = \frac{1}{2 \cdot \Delta T}$$

Die Frequenzauflösung des Ergebnisses ist durch die Breite der unabhängigen Fourierintervalle (IFI²³) bestimmt, die nach folgender Gleichung von der Länge des zugrundeliegenden Meßzeitraums T abhängt:

$$\Delta f_{\min} = IFI = \frac{1}{T}$$

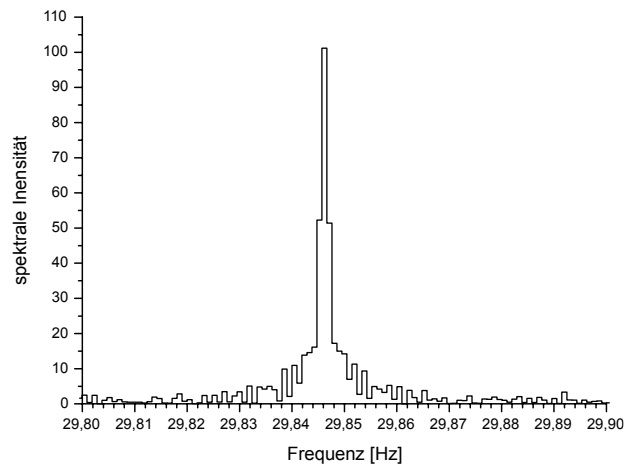


Abbildung 3.5: Ausschnitt aus dem Ergebnis der Fast-Fourier-Transformation einer zehnminütigen Messung von PSR B0531+21

In Abbildung 3.5 ist das Ergebnis der Fast-Fourier-Transformation einer zehnminütigen Messung des Krebs Pulsars im Frequenzbereich um die Rotationsfrequenz des Neutronensterns dargestellt. Es ist klar zu erkennen, daß die Auflösung der unabhängigen Fourierintervalle bereits nach dieser kurzen Meßzeit ausreicht, um die Signalfrequenz bis auf wenige Millihertz einzugrenzen. Dies ist die Voraussetzung zur Anwendung von deutlich rechenintensiveren Methoden, mit denen eine präzisere Bestimmung der gesuchten Frequenz möglich ist.

²³ IFI, independent fourier interval

3.2.2.2 Frequenz-Abtastung

Zur Bestimmung der Wiederholfrequenz eines Signals mit einer Genauigkeit von 10^{-6} bis 10^{-7} Hertz, wird auf die in Kapitel 3.2.1 beschriebene Phasenanalyse der Ankunftszeiten der einzelnen Photonen zurückgegriffen. In einem engen Frequenzintervall ist es damit möglich, einen Datensatz mit sehr kleiner Schrittweite zu analysieren, wobei für jede Frequenz die entsprechende Teststatistik aus den einzelnen Ankunftszeiten aller registrierten Photonen berechnet wird.

Das in Abbildung 3.6 dargestellte Resultat einer Frequenz-Abtastung basiert auf den gleichen Meßdaten, die auch der Fast-Fourier-Transformation des vorhergehenden Kapitels zugrunde liegen. Zur besseren quantitativen Beurteilung ist eine gaußförmige numerische Näherung überlagert, deren charakteristische Größen und 68-prozentige Vertrauensintervalle ebenfalls angegeben sind. Anhand dieser Werte ist ersichtlich, daß zumindest für starke Quellen, wie zum Beispiel den Krebs Pulsar, die Bestimmung der Signalfrequenz bereits nach einer relativ kurzen Meßzeit von zehn Minuten mit einer Genauigkeit von 10^{-6} oder darunter durchaus möglich ist.

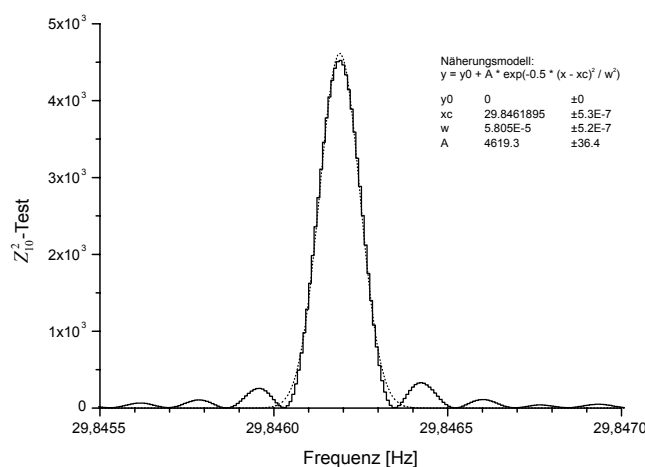


Abbildung 3.6: Ergebnis der Frequenz-Abtastung einer zehnmütigen Messung von PSR B0531+21

3.2.2.3 Grenzen der Frequenzanalyse

Um eine quantitative Einschätzung zu erhalten, bis zu welchem Verhältnis von Signalphotonen zu statistisch gleichverteilten Photonen aus dem Himmels hintergrund die Wiederholfrequenz eines schwachen periodischen Signals aus den Meßdaten bestimmt werden kann, wurde eine Computersimulation erstellt. Nach Vorgabe aller notwendigen Daten, wie der durchschnittlichen Signalarate, der Hinter-

grundrate, der Signalfrequenz und dem Intensitätsverlauf des Signals innerhalb einer Periode, erzeugt das Programm unter Verwendung der Poissonstatistik künstliche Meßdateien, deren Inhalt und zeitliche Anordnung dem Aufbau von realen Meßdaten entspricht. Anschließend werden diese Dateien vom OPTIMA Analysesystem verarbeitet, das eine Frequenz-Abtastung analog dem vorhergehenden Kapitel durchführt.

Wie sehr die Signifikanz der Frequenz-Abtastung bei gleichem Signal zu Hintergrund Verhältnis dabei vom zeitlichen Verlauf des Signals innerhalb einer Periode abhängt, wird deutlich beim Vergleich der in Abbildung 3.7 und Abbildung 3.8 dargestellten Simulationsergebnisse. Als Spezifikation des erzeugten Signals wurde in beiden Fällen ein sehr geringes Signal zu Hintergrund Verhältnis von 1 zu 1000, eine Wiederholfrequenz von 4,2176210 Hz und eine Meßzeit von acht Stunden vorgegeben. Im ersten Fall folgt die Intensitätsverteilung der Signalphotonen innerhalb einer Periode jedoch der Form der Lichtkurve des Krebs Pulsars PSR B0531+21 (siehe Abbildung 5.1), während im zweiten Fall ein einfacher sinusförmiger Verlauf gewählt wurde.

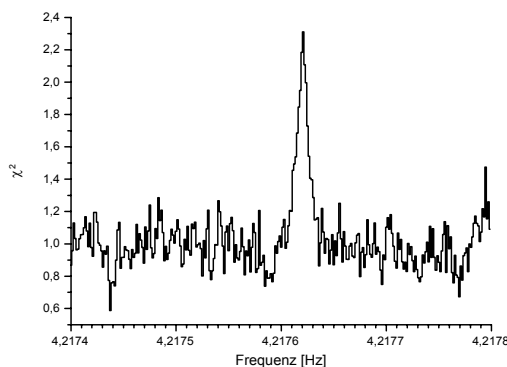


Abbildung 3.7: Frequenz-Abtastung einer simulierten Lichtkurve ähnlich des Krebs Pulsars mit einem Signal zu Hintergrund Verhältnis von 1 zu 1000

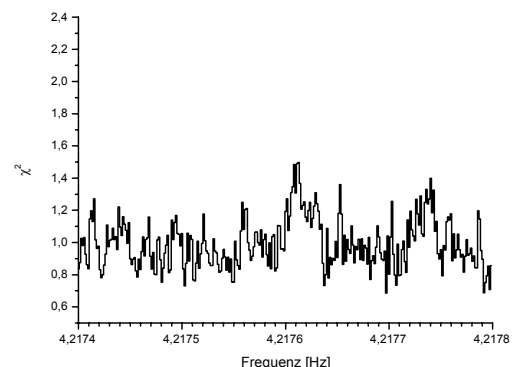


Abbildung 3.8: Frequenz-Abtastung einer simulierten sinusförmigen Lichtkurve mit einem Signal zu Hintergrund Verhältnis von 1 zu 1000

Trotz der gleichen Signalintensitäten ist klar zu erkennen, daß sich bei der Frequenzanalyse nur im ersten Fall, bei dem die Signalphotonen überwiegend in einem engen Phasenintervall gebündelt sind, ein signifikantes Ergebnis bei 4,2176209 Hz mit einem χ_{red}^2 Wert von 2,31 zeigt. Im zweiten Fall, der sinusförmigen Verteilung, bei dem sich die Intensität der Signalphotonen über einen großen Teil der vollen Periode erstreckt, ist kein signifikanter Wert im Ergebnis der Frequenzanalyse vorhanden, der ausreichend würde, um die Wiederholfre-

quenz eines unbekanntes Signals festzustellen. Lediglich bei bekannter Frequenzvorgabe kann im Bereich von 4,21761 Hz ein leichter Anstieg ausgemacht werden.

Das Resultat dieser Betrachtungen ist, daß bei der Suche nach optischen Intensitätsvariationen unbekannter Frequenz sowohl die Amplitude, als auch die zeitliche Form der Intensitätsänderung darüber entscheiden, ob und wie präzise die Wiederholfrequenz des Signals aus den Meßdaten bestimmt werden kann. Wie gezeigt wurde, verursachen zeitlich eng begrenzte Pulse bei der Frequenzanalyse selbst bei einem Signal zu Hintergrund Verhältnis von 1 zu 1000 noch einen scharfen und signifikanten Ausschlag, während bei einem zeitlich ausgedehnteren sinusförmigen Signalverlauf die Signalintensität um den Faktor drei höher liegen muß, um ein ähnlich signifikantes Ergebnis hervorzurufen (siehe Abbildung 3.9).

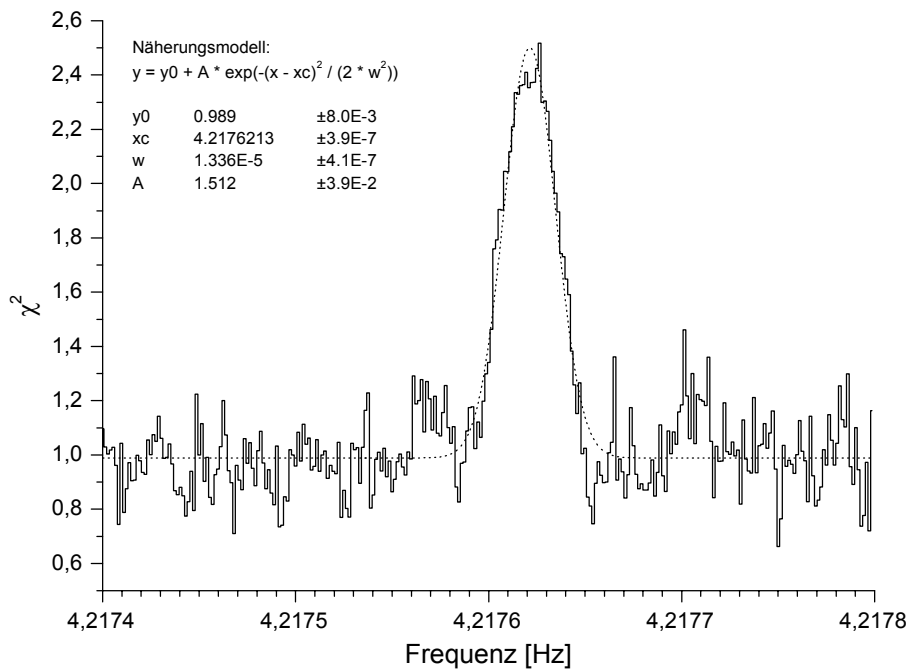


Abbildung 3.9: Frequenz-Abtastung einer simulierten sinusförmigen Lichtkurve mit einem Signal zu Hintergrund Verhältnis von 3 zu 1000

Trotz eines höheren maximalen χ^2 Werts von 2,5 kann die exakte Wiederholfrequenz des Signals allerdings nicht, wie im Fall der simulierten Lichtkurve des Krebs Pulsars, unmittelbar aus den Daten der Frequenz-Abtastung bestimmt werden, da wegen dem über einen größeren Phasenbereich verteilten sinusförmigen Eingangssignal auch das Ergebnis der Transformation im Frequenzraum deutlich verbreitert ist. Erst durch eine gaußförmige numerische Näherung des Resultats (gepunktete Line in Abbildung 3.9) ist es möglich, die erzeugte Wiederholfre-

quenz von 4,2176210 Hz wieder zufriedenstellend im Rahmen der Fehlergrenzen des Näherungsprozesses zu reproduzieren.

Die genaue Abhängigkeit des ermittelten Signifikanzniveaus vom zugrundeliegenden zeitlichen Signalverlauf ist jedoch stets auch eine Frage der verwendeten Teststatistik, und so ist es durchaus denkbar, daß ein anderes Testverfahren, wie zum Beispiel die Fourier Transformation, deutlich sensitiver auf breite Signalverläufe reagiert. Je nach vermuteter Signalform ist es deshalb oft vorteilhaft, mehrere unterschiedliche Teststatistiken auszuprobieren, um ein möglichst aussagekräftiges Resultat zu erzielen.

4 Intensitätsabschätzungen besonderer Zielobjekte

4.1 Ziel der Abschätzungen

Aus zumeist zwei Gründen ist es bei OPTIMA sinnvoll oder notwendig, eine Abschätzung auf der Basis von theoretischen Grundlagen bzw. Annahmen durchzuführen, welche Photonenraten während der Beobachtung eines Objekts mit dem Hochgeschwindigkeitsphotometer zu erwarten sind.

Zum Einen ist neben der präzisen Ausrichtung vor allem die bestmögliche Fokussierung des Teleskops eine Grundvoraussetzung, um die Intensität des Zielobjekts in einer einzigen Glasfaser und somit in einem einzigen Detektorkanal zu konzentrieren. Dabei ist es sehr hilfreich, bezüglich des beobachteten Zielobjekts zumindest eine grobe Vorstellung von der maximal erreichbaren Zählrate zu haben, da man dadurch in der Lage ist, die Resultate verschiedener Justierungen quantitativ zu bewerten, und in möglichst kurzer Zeit die für die aktuellen äußeren Bedingungen optimalen Einstellungen zu finden. Die Abschätzung der erwarteten Intensität von einem geeigneten astronomischen Justierobjekt ist damit einer der beiden angesprochenen Gründe für eine vorherige theoretische Berechnung.

Zum Anderen sind derartige Berechnungen bereits im Vorfeld einer geplanten Meßkampagne absolut unerlässlich. Denn da an den internationalen Observatorien innerhalb eines gegebenen Zeitraums stets weniger Beobachtungszeit zur Verfügung steht, als von der weltweiten astronomischen Gemeinschaft gefordert wird, müssen gewünschte Messungen bereits Monate im voraus beantragt werden. Für die Vergabekommission ist dabei, abgesehen vom grundsätzlichen wissenschaftlichen Sinn und Zweck einer gewünschten Beobachtung, vor allem die Begründung der Länge der benötigten Beobachtungszeit von besonderer Bedeutung.

Meist sind die von OPTIMA zu bestimmenden Strahlungseigenschaften eines Objekts jedoch im Vorfeld nicht präzise bekannt, weshalb die geforderte Begründung nur auf der Basis von physikalischen Annahmen und theoretischen Abschätzungen gegeben werden kann. Nur anhand dieser Berechnungen ist es möglich, eine Voraussage zu machen, wieviel Meßzeit unter welchen Bedingungen notwendig ist, um ein vermutetes Signal mit gewünschter Signifikanz nachzuweisen.

Für den Fall eines negativen Meßergebnisses kann die theoretische Voraussage eventuell auch herangezogen werden, um eine obere Grenze möglicher Intensitätsschwankungen anzugeben.

4.2 Begründung der ausgewählten Objekte

In den nächsten Kapiteln sollen nun einige derartige Abschätzungen durchgeführt werden, mit dem Ziel, die maximal möglichen Photonennraten pro Detektor kanal zu bestimmen. Dazu werden exemplarisch zwei für das OPTIMA Detektorsystem typische Zielobjekte, der Pulsar im Krebsnebel (PSR B0531+21) und der Pulsar Geminga (PSR B0630+17), sowie die minimale Flächenhelligkeit des atmosphärischen Himmelshintergrunds ausgewählt.

Der Krebspulsar ist aufgrund seiner detailliert vermessenen optischen Strahlungseigenschaften und hohen Intensität hervorragend zur Justierung und Kalibration des Hochgeschwindigkeitsphotometers geeignet und wurde zu diesem Zweck auch bereits mehrmals von OPTIMA beobachtet (siehe Kapitel 5.1). Zu Beginn einer Beobachtungsnacht kann durch eine kurze Messung von PSR B0531+21 sowohl die korrekte Funktion des Detektors überprüft, als auch ein Eindruck über die aktuellen Transmissionsverhältnisse der Atmosphäre gewonnen werden.

Der Geminga Pulsar ist vielleicht eines der interessantesten wissenschaftlichen Zielobjekte von OPTIMA, denn aus dem Gesamtensemble von mehr als 1200 Pulsaren ist Geminga der Einzige, von dem bislang keine unumstrittene Messung einer Lichtkurve im Radiobereich gelungen ist. Lediglich am russischen Pushchino Radio Astronomy Observatory konnte von drei Forschergruppen eine mögliche Pulsation mit zeitlich stark schwankender Amplitude bei der niedrigen Radiofrequenz von 102,5 MHz und der erwarteten Periode nachgewiesen werden [Malofeev & Malov 1997]. Dieses Ergebnis konnte bislang jedoch noch von keinem anderen Radioteleskop bestätigt werden [Kassim & Lazio 1999]. Durch diese Einzigartigkeit kommt der Bestimmung einer signifikanten Lichtkurve im Bereich der optischen Wellenlängen bei diesem Objekt besondere Bedeutung zu, da es sich dabei um den niederenergetischsten Energiebereich, neben den bislang bekannten Lichtkurven der Röntgen- und Gammastrahlung, handeln würde. Mit seiner äußerst geringen optischen Strahlungsintensität von $m_V = 25,5^m$ [Bignami et al. 1987] stellt Geminga bei der hier durchzuführenden Abschätzung der Photo-

nenrate, im Vergleich zum hellsten bekannten Pulsar PSR B0531+21, das andere Extrem des mit OPTIMA sinnvoll nutzbaren Intensitätsbereichs dar.

Als Abschluß der Intensitätsabschätzungen wird dann noch der stets vorhandene Beitrag des atmosphärischen Nachthimmels zu den Zählraten der einzelnen Detektorkanäle bestimmt, da nur durch die Kombination der Photonennrate des Zielobjekts mit dieser zeitlich gleichverteilten Hintergrundzählrate eine Aussage über die Signifikanz des Meßsignals getroffen werden kann.

4.3 PSR B0531+21 (Krebs Pulsar)

4.3.1 Strahlungsspektrum

Ausgangspunkt für die Bestimmung der maximal erreichbaren mittleren Photonennrate in einem Detektorkanal ist das visuelle Spektrum der Quelle, so wie es ein idealer Detektor oberhalb der Erdatmosphäre empfangen würde (Abbildung 4.1) [Oke 1969].

Um zu einer für die folgenden Berechnungen geeigneten Maßeinheit zu gelangen, wird das von Oke bestimmte Spektrum zunächst von Frequenz- auf Wellenlängeneinheiten umgerechnet und über eine ganze Rotationsperiode gemittelt.

Die Mittelung basiert auf der Aussage der Veröffentlichung, daß der dargestellte Fluß den mittleren Fluß im Bereich von ± 4 Millisekunden um das jeweilige Maximum der Lichtkurve von PSR B0531+21 repräsentiert und der ebenfalls angegebenen Rotationsdauer von 33,09 Millisekunden. Der zusätzlich vorhandene Fluß aus dem Phasenbereich zwischen dem Haupt- und dem Nebenmaxima wird dabei nicht berücksichtigt, doch wie in der von OPTIMA gemessenen Lichtkurve in Kapitel 5.1.1 deutlich wird, beträgt die Intensität dieses sogenannten Brückenbereichs im Vergleich zu den beiden Maxima nur etwa 1,2 Prozent, so daß der dadurch entstehende Fehler vernachlässigt werden kann.

Das Ergebnis der Bestimmung des mittleren Flusses einer Rotationsperiode ist in Abbildung 4.1 als gestrichelte Linie eingetragen.

Da in der optischen Astrophysik im Gegensatz zur Hochenergieastrophysik üblicherweise in Einheiten der Wellenlänge gearbeitet wird, und demzufolge auch die den weiteren Berechnungen zugrundeliegenden Transmissionskurven in dieser

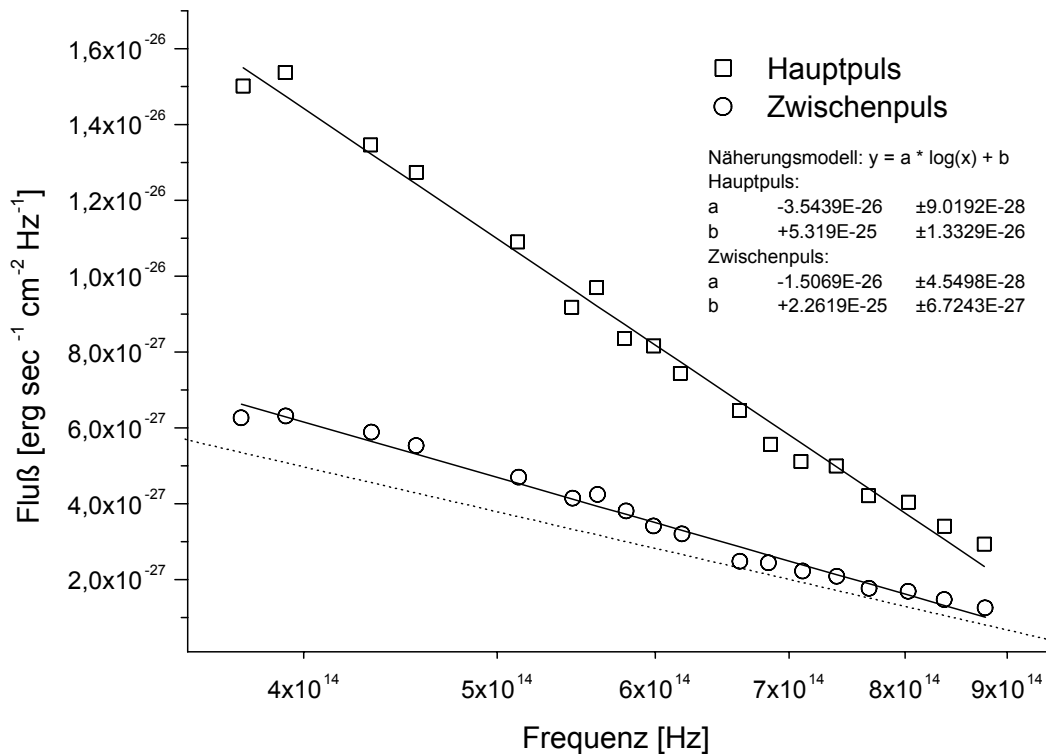


Abbildung 4.1: visuelles Frequenzspektrum von PSR B0531+21 nach Oke 1969
 Dargestellt ist das korrigierte Spektrum der vom Pulsar emittierten Strahlung, so wie es ein idealer Detektor oberhalb der Erdatmosphäre empfangen würde. Der angegebene Fluß bezieht sich dabei auf die Bereiche von ± 4 Millisekunden um die beiden Maximalwerte der Lichtkurve (siehe Abbildung 5.1).

Einheit gegeben sind, wird die den gemittelte Fluß angleichende Gerade anschließend ebenfalls auf Wellenlängenintervalle umgerechnet.

Ausgehend von diesem mittleren Strahlungsfluß außerhalb der Erdatmosphäre müssen nun alle auf dem Weg zum Datenerfassungssystem des OPTIMA Detektors auftretenden Störungen berücksichtigt werden, um zu der gewünschten Abschätzung der maximalen Photonennrate eines Detektorkanals zu gelangen.

4.3.2 Atmosphärische Extinktion

Eine erste Abschwächung des vom einem bodengestützten Detektor empfangenen Strahlungsflusses tritt durch die unvollständige Transmission der Erdatmosphäre ein. Dieser Wert ist sowohl von der aufgrund der aktuellen Ausrichtung des Teleskops zu durchquerenden Luftmasse, als auch von der betrachteten Wellenlänge abhängig, und wird durch die folgende auf empirischen Daten beruhende Gleichung [Jiménez et al. 1998] bestimmt:

$$I_{\lambda}(a) = I_0 \cdot \exp(-k_{\lambda} \cdot a)$$

mit: $I_\lambda(a)$: transmittierte Intensität bei gegebener Wellenlänge λ und
Luftmasse a
 I_0 : Intensität oberhalb der Erdatmosphäre
 k_λ : wellenlängenabhängiger Extinktionskoeffizient
 a : zu durchquerende Luftmasse

und der Definition der Luftmasse a :

$$a = \frac{1}{\cos(z)}$$

mit: z : Zenitdistanz der Teleskopausrichtung in Grad

Als exemplarische Zahlenwerte der wellenlängenabhängigen Extinktionskoeffizienten an einem guten Teleskopstandort und optimaler Transmission werden die auf regelmäßigen Messungen beruhenden Mittelwerte des 1,2 m Teleskops auf La Silla verwendet [Burki et al. 1995], welche zusammen mit einer numerischen Näherungskurve in Abbildung 4.2 dargestellt sind. Es ist leicht zu erkennen, daß insbesondere der kurzwellige Bereich des Spektrums sehr stark von der Erdatmosphäre beeinflusst wird, doch auch im roten Spektralbereich gelangt zum Beispiel bei einer Zenitdistanz von 60° nur noch ungefähr 80 Prozent des eingestrahnten Lichts zum Detektor.

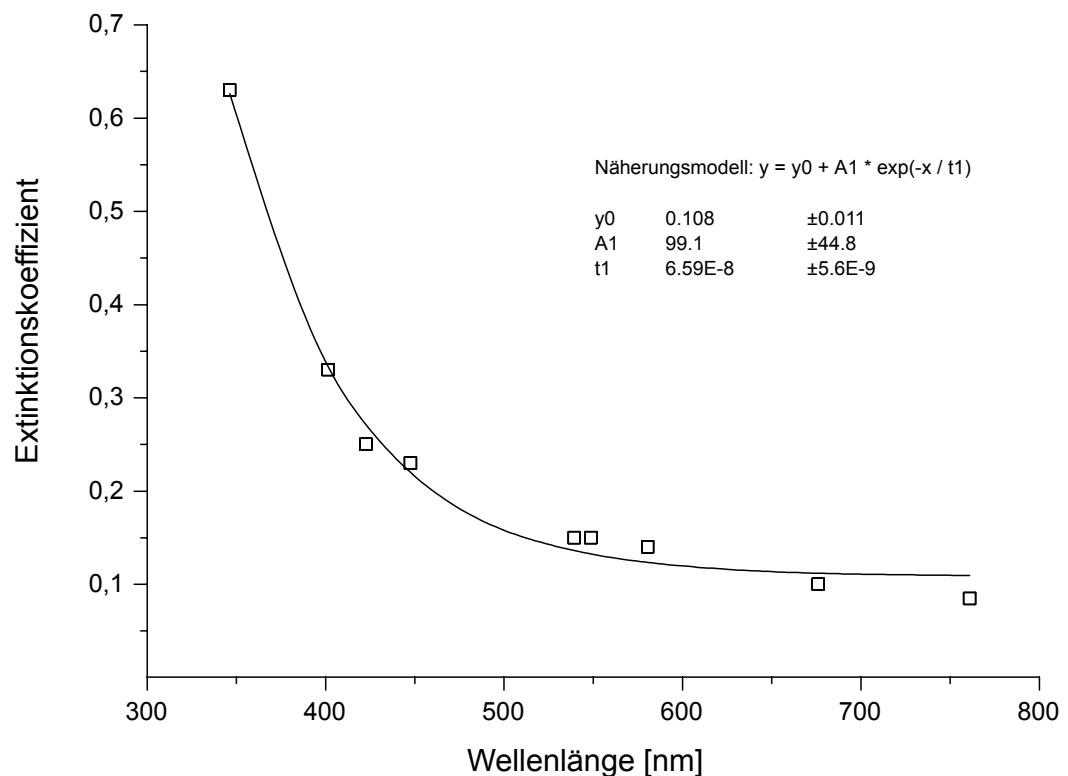


Abbildung 4.2: Extinktionskoeffizient der Erdatmosphäre

Bei der durchzuführenden Abschätzung wird deshalb der Extinktionskoeffizient über den gesamten visuellen Wellenlängenbereich berücksichtigt, wobei zur präziseren Auswertung die in Abbildung 4.2 eingetragene Näherungskurve verwendet wird.

4.3.3 Reflexionsverluste des Teleskops

Eine experimentelle Bestimmung der zu einem bestimmten Zeitpunkt vorhandenen Intensitätsverluste durch das Teleskopsystem, aufgrund von unvollständiger Reflexion und Verschmutzung der Teleskopspiegel, ist äußerst schwierig, da dazu insbesondere eine geeignete Lichtquelle exakt bekannter Helligkeit benötigt wird. Die Verwendung eines astronomischen Objekts, wie zum Beispiel eines Standardsterns der Photometrie, scheidet bei einer absoluten Intensitätsbestimmung aus, da dabei die bereits geschilderten Transmissionsverluste der Erdatmosphäre korrigiert werden müßten. Diese Korrektur basiert jedoch auf vielen Durchschnittswerten und ist wegen der großen Streuung der Einzelwerte für das hier geforderte Maß an Präzision zu ungenau. Die Bestimmung der aktuell gültigen Koeffizienten ist zwar möglich, erfordert aber wiederum spezielle Detektoren zur multispektralen Photometrie mehrerer Standardsterne und ist sehr zeitintensiv, wodurch sie im Widerspruch mit einem anderweitigen wissenschaftlichen Meßziel steht.

Gegen die Verwendung von lokalen Lichtquellen, wie sie zum Beispiel für Flatfield Belichtungen von CCD Detektoren bei geschlossener Kuppel eingesetzt werden, spricht sowohl die Defokussierung der Teleskopabbildung im Nahfeld, als auch die unbekannt Größe der exakten von der Quelle emittierten Strahlungsintensität.

Üblicherweise werden die Intensitätsverluste durch das Teleskopsystem deshalb nur pauschal über den gesamten visuellen Spektralbereich mit einem konstanten Wert berücksichtigt, der von langjährigen Astronomen meist mit 25 Prozent angegeben wird. Dieser Wert wird auch bei der hier durchgeführten Abschätzung verwendet.

4.3.4 Punktverteilungsfunktion in der Fokalebene

In Abhängigkeit von der Winkelauflösung des Teleskops und dem aktuellen Seeing der Erdatmosphäre, also dem Winkeldurchmesser der Abbildung einer unendlich entfernten Punktquelle in der Fokalebene des Teleskops, ist die

Gesamtintensität des Zielobjekts nicht in einem kleinem Punkt konzentriert, sondern entsprechend einer Verteilungsfunktion räumlich ausgedehnt. Sofern die betrachteten Zeitspannen länger als einige Millisekunden gewählt werden, und die resultierende Abbildung damit eindeutig vom atmosphärischen Seeing und nicht vom Beugungslimit des Teleskops bestimmt ist, genügt die radiale Intensitätsverteilung einer Gaußfunktion:

$$I(r) = I_{\max} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \frac{r^2}{r_0^2}\right)$$

mit: $I(r)$: Intensität beim Radius r
 I_{\max} : maximale Intensität im Mittelpunkt
 r_0 : charakteristischer Radius der Gaußfunktion

Der Zusammenhang zu den physikalischen Werten der räumlichen Gesamtintensität des abgebildeten Objekts und der vollen Halbwertsbreite der Abbildung ist dabei durch die beiden folgenden Gleichungen gegeben:

$$I_{\max} = \frac{I_0}{r_0 \cdot \pi \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \quad \text{und} \quad r_0 = \frac{fwhm}{2 \cdot \sqrt{-2 \cdot \ln(0,5)}}$$

mit: I_0 : integrale räumliche Gesamtintensität des Objekts
 $fwhm$: volle Halbwertsbreite der Verteilungsfunktion

Durch eine zweidimensionale Integration der Gaußschen Glockenfunktion kann nun der Anteil der Gesamtintensität bestimmt werden, der sich innerhalb eines um den Mittelpunkt der Abbildung zentrierten Kreises befindet. Bezieht man den Durchmesser des Kreises auf die volle Halbwertsbreite der Abbildung, so erhält man:

$$\Delta I_{inkl}(d_{fwhm}) = 2 \cdot \sqrt{\frac{-\ln(0,5)}{\pi}} \cdot \int_0^{d_{fwhm}} \exp(\ln(0,5) \cdot d^2) dd$$

mit: $\Delta I_{inkl}(d_{fwhm})$: Anteil der innerhalb des Durchmessers d_{fwhm} eingeschlossenen Intensität an der Gesamtintensität
 d_{fwhm} : Durchmesser des zentrierten Kreises in Einheiten der vollen Halbwertsbreite der Abbildung

was mathematisch einem Gaußschen Fehlerintegral entspricht.

Bezogen auf OPTIMA bedeutet dies, daß bei der Verwendung von Glasfasern deren Durchmesser unter Berücksichtigung der Winkelauflösung des Teleskops

beispielsweise genau dem aktuellen Seeing entspricht, bei einer optimalen Positionierung des zu messenden Objekts auf den Mittelpunkt einer Faser etwa 76 Prozent der Gesamtintensität auf diesen Detektorkanal entfallen.

4.3.5 Transmissionsverluste der Glasfasern

Wie in Kapitel 2.3.1 beschrieben, wird der optische Fluß des Zielobjekts in der Fokalebene des Teleskops von Glasfasern erfaßt und den einzelnen Kanälen des Hochgeschwindigkeitsphotometers zugeführt.

Die bei der Ein- und Auskopplung des Lichts in die Glasfaser auftretenden Reflexionsverluste können entsprechend der Gleichung für den Übergang zwischen zwei optischen Medien mit unterschiedlichem Brechungsindex bei senkrechtem Einfall folgendermaßen berechnet werden:

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2$$

mit: R : beim Übergang reflektierter Anteil der Gesamtintensität
 n_1 : Brechungsindex des Ursprungsmediums
 n_2 : Brechungsindex des Zielmediums

Für die eingesetzten Glasfasern aus Quarzglas mit einem zentralen Brechungsindex von 1,5 ergibt sich somit beim Ein- und Auskoppeln aus Luft ($n \approx 1,0$) ein jeweiliger Reflexionsverlust von vier Prozent.

Die Transmissionsverluste innerhalb der Glasfasern können vor allem bei der Verwendung von Fasertapern²⁴ zur Anpassung des Detektors an die Fokalauflösung des jeweiligen Teleskops nicht vorausberechnet werden, sondern müssen für jede benutzte Faser experimentell bestimmt werden, da die Transmissionsverluste wegen dem komplizierten Herstellungsprozeß über einen großen Bereich variieren und zum Teil auch über 50 Prozent betragen.

Bei OPTIMA wurden deshalb für jede der eingesetzten Glasfasern und Fasertaper die Transmissionsverluste mit Hilfe der in Anhang B.1 beschriebenen Versuchsanordnung im Labor bestimmt und ausgewertet. Unabhängig von den einzelnen in Anhang B.2 dargestellten und diskutierten Werten, genügt es an dieser Stelle zur Weiterführung der Intensitätsabschätzung zwei Ergebnisse festzuhalten. Einerseits

²⁴ Fasertaper werden aus zwei unterschiedlich dicken Einzelfasern zusammengeschmolzen, so daß sie an beiden Enden über verschiedene Durchmesser verfügen.

kann zur Berechnung der theoretisch von einem Zielobjekt maximal erreichbaren Photonenzählrate die Transmission einer Glasfaser durchaus mit 100 Prozent angesetzt werden, da dieser Wert auch tatsächlich von guten Fasern oder Fasertapern erreicht wird. Andererseits müssen für die präzise Berechnung der mit einer vorgegebenen Faserkonfiguration zu erwartenden Zählrate, oder für den Vergleich der aktuellen Zählraten unterschiedlicher Detektorkanäle, die in Tabelle B.1 zusammengefaßten Transmissionskoeffizienten verwendet werden.

Je nach Art der gewünschten Intensitätsabschätzung werden also unabhängig von der betrachteten Wellenlänge zweimal vier Prozent Reflexionsverlust beim Ein- und Auskoppeln aus der Faser und eventuell der jeweilige, dem verwendeten Fasertyp entsprechende, Wert für die Verluste innerhalb der Glasfaser berücksichtigt.

4.3.6 Quanteneffizienz der Avalanche Photodioden Detektoren

Aufgrund der, zum stabilen Betrieb notwendigen, Abkühlung der Avalanche Photodioden (APD) auf Temperaturen weit unterhalb des Gefrierpunkts von Wasser und den damit verbundenen Problemen durch kondensierende Luftfeuchtigkeit, arbeiten die Detektoren luftdicht abgeschlossen von der Umgebung in einer kontrollierten und feuchtigkeitsfreien Atmosphäre. Das einfallende Licht muß dem Detektor deshalb durch ein Eintrittsfenster zugeführt werden, wobei erneut zweimal der im vorangehenden Kapitel abgeleitete Reflexionsverlust von vier Prozent anfällt.

Nach dem Passieren des Eintrittsfensters trifft das Licht dann direkt auf den APD-Detektor, der die einzelnen Photonen in elektrische Impulse umwandelt. Die wellenlängenabhängige Quanteneffizienz des Detektors, also die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Photon bestimmter Wellenlänge, ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

Zur Anwendung dieser Nachweiswahrscheinlichkeit wird die bislang betrachtete differentielle Strahlungsintensität jeweils über kleine Wellenlängenbereiche von zehn Nanometern integriert und mit Hilfe des Planckschen Wirkungsquantums in die entsprechenden Photonennraten umgewandelt:

$$R_{\lambda} = \int_{\lambda-\Delta\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} I(\lambda) \delta\lambda \cdot \frac{\lambda}{h \cdot c} \quad , \quad \begin{array}{l} h = 6,626 \cdot 10^{-27} \cdot \text{erg} \cdot \text{s} \\ c = 299792458 \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1} \end{array}$$

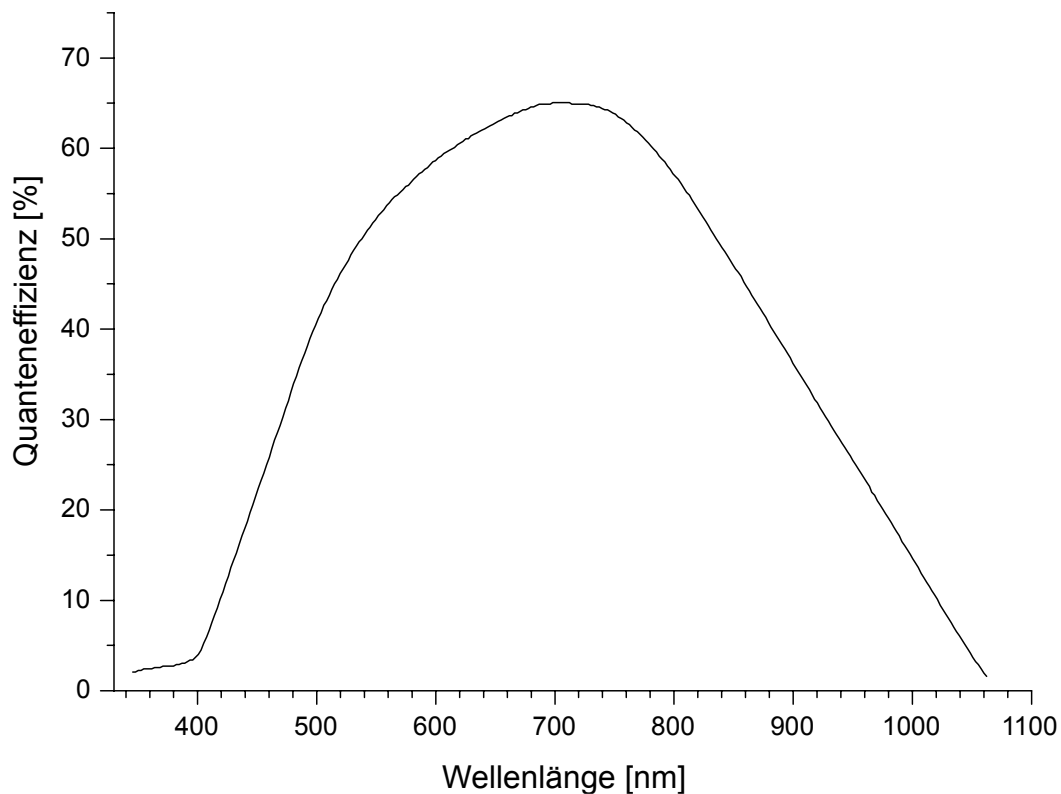


Abbildung 4.3: Quanteneffizienz der Avalanche Photodioden Detektoren (basierend auf den Spezifikationen des Herstellers EG&G Inc., USA)

- mit: R_λ : Photonenrate der Wellenlänge λ
 $\Delta\lambda$: Wellenlängenbereich der Integration
 $I(\lambda)$: Strahlungsintensität bei der Wellenlänge λ
 h : Plancksches Wirkungsquantum
 c : Vakuumlichtgeschwindigkeit

Für ein gegebenes astronomisches Objekt kann nun mit dieser Gleichung und durch die Aufsummierung aller Wellenlängenbereiche, bei vorgegebenen Werten der Zenitdistanz, des Seeings und der Sammelfläche des Teleskops, ein auf den geschilderten Korrekturen basierender theoretischer Wert bestimmt werden, für die in einem Detektorkanal maximal erreichbare Zählrate.

4.3.7 Ergebnis der Abschätzungen für PSR B0531+21

Für den Pulsar im Krebsnebel, PSR B0531+21, werden zwei unterschiedliche Intensitätsabschätzungen durchgeführt. Einerseits die Berechnung der maximalen Zählrate unter optimalen technischen und astronomischen Bedingungen, und andererseits die Bestimmung der theoretischen Zählrate für die tatsächlichen Umgebungsbedingungen, wie sie bei der Messung dieses Pulsars am 30.12.1999 auf Calar Alto herrschten. Durch einen Vergleich dieses zweiten Werts mit dem

realen Meßergebnis (siehe Kapitel 5.1.2) kann zumindest ein ungefährer Eindruck von der Genauigkeit der theoretischen Abschätzung gewonnen werden. Als technische Daten werden in beiden Fällen die Werte des 3,5 m Teleskops des Max-Planck-Instituts für Astronomie auf dem Calar Alto in Spanien verwendet, da an diesem Teleskop die Messung vom 30.12.1999 stattgefunden hat.

Das Resultat der beiden Berechnungen ist zusammen mit den zugrundegelegten Daten in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Beim Vergleich der Endwerte fällt sofort auf, daß die maximal erreichbare Photonenzählrate unter den Rahmenbedingungen der Messung vom 30.12.1999 mehr als 75 Prozent unter dem entsprechenden Wert bei einwandfreien Bedingungen liegt, was vor allem auf die geringe Transmission der verwendeten Glasfaser und das schlechte atmosphärische Seeing zurückzuführen ist.

		Optimum	30.12.1999
Fokalauflösung des Teleskops	$\mu\text{m}/\text{arcsec}$	170	170
Fokaldurchmesser der Glasfaser	μm	320	320
Transmissionskoeffizient der Glasfaser		1,00	0,37
Zenitdistanz der Teleskopausrichtung	$^{\circ}$	15	25
atmosphärisches Seeing	arcsec	0,7	2,0
maximale theoretische Zählrate	Hz	11.960	2.880

Tabelle 4.1: Ergebnisse der Intensitätsabschätzungen von PSR B0531+21 (basierend auf den Daten des 3,5 m Teleskops auf Calar Alto, Spanien)

Eine ausführliche Diskussion des Vergleichs des zweiten Ergebnisses mit der tatsächlich gemessenen mittleren Photonenrate erfolgt in Kapitel 5.1.2, im Rahmen der Präsentation der ersten Meßergebnisse von OPTIMA.

Um trotzdem auch an dieser Stelle bereits einen quantitativen Eindruck von der Qualität der durchgeführten Intensitätsabschätzungen zu erhalten, kann die Diskussion zusammengefaßt werden zu der Aussage, daß obwohl die real gemessene Zählrate nur 42 Prozent des theoretischen Werts beträgt, diese auf den ersten Blick große Abweichung unter den ungünstigen äußeren Bedingungen zum Zeitpunkt der Messung durchaus im erklärbaren Bereich liegt.

4.4 PSR B0630+17 (Geminga Pulsar)

Analog zur der in den vorangehenden Abschnitten detailliert ausgeführten Berechnung der maximal in einem Detektorkanal erreichbaren Photonenrate des Krebs

Pulsars, wird nun im Folgenden der entsprechende Wert für den Geminga Pulsar bestimmt. Auch in diesem Fall werden wieder zwei getrennte Berechnungen durchgeführt, um sowohl den Wert für eine Messung unter optimalen Bedingungen, als auch für die Beobachtungen im Januar 2000 auf dem Calar Alto zu erhalten.

Da die Herleitung der Ergebnisse mit der Vorgehensweise bei PSR B0531+21 weitgehend identisch ist, kann hier auf eine erneute Darstellung der einzelnen Korrekturterme verzichtet und nach einer eingehenden Diskussion des zugrundeliegenden Strahlungsspektrums von PSR B0630+17 gleich zum Ergebnis übergegangen werden.

4.4.1 Strahlungsspektrum

Aufgrund des äußerst geringen Strahlungsflusses von Geminga im Bereich der sichtbaren Wellenlängen mit $m_V = 25,5^m$ [Bignami et al. 1987] ist der spektrale Intensitätsverlauf weitaus weniger detailliert bekannt, als dies beim Krebs Pulsar der Fall ist. Der aktuelle Stand, der aus neun einzelnen photometrischen Messungen, sowie einer Extrapolation des Verlaufs der Schwarzkörperstrahlung aus dem fernen Ultraviolettbereich besteht [Mignani et al. 1998], ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

Es ist klar zu erkennen, daß sich die diskreten Flußwerte im Bereich von 600 nm deutlich oberhalb der extrapolierten thermischen Kontinuumstrahlung befinden. Da der grundsätzliche Verlauf des Schwarzkörperspektrums jedoch durch mehrere Datenpunkte auf der kurzwelligeren Seite, als auch durch eine obere Grenze im Infrarotbereich gestützt wird, ist davon auszugehen, daß der thermischen Strahlung im fraglichen Bereich ein Emissionseffekt überlagert ist. Unter der Voraussetzung einer den Neutronenstern umgebenden Atmosphäre könnte eine derartige Emissionslinie zum Beispiel durch Zyklotronemissionen von atmosphärischen Wasserstoffionen erzeugt werden [Bignami et al. 1996].

Für die weitere Berechnung der von Geminga zu erwartenden Photonennraten wurde wegen der dazu notwendigen hohen spektralen Auflösung ein numerisches Näherungsmodell für den Verlauf des Strahlungsspektrums erstellt, welches sich entsprechend den zugrundeliegenden physikalischen Gesetzen aus einem Potenz-

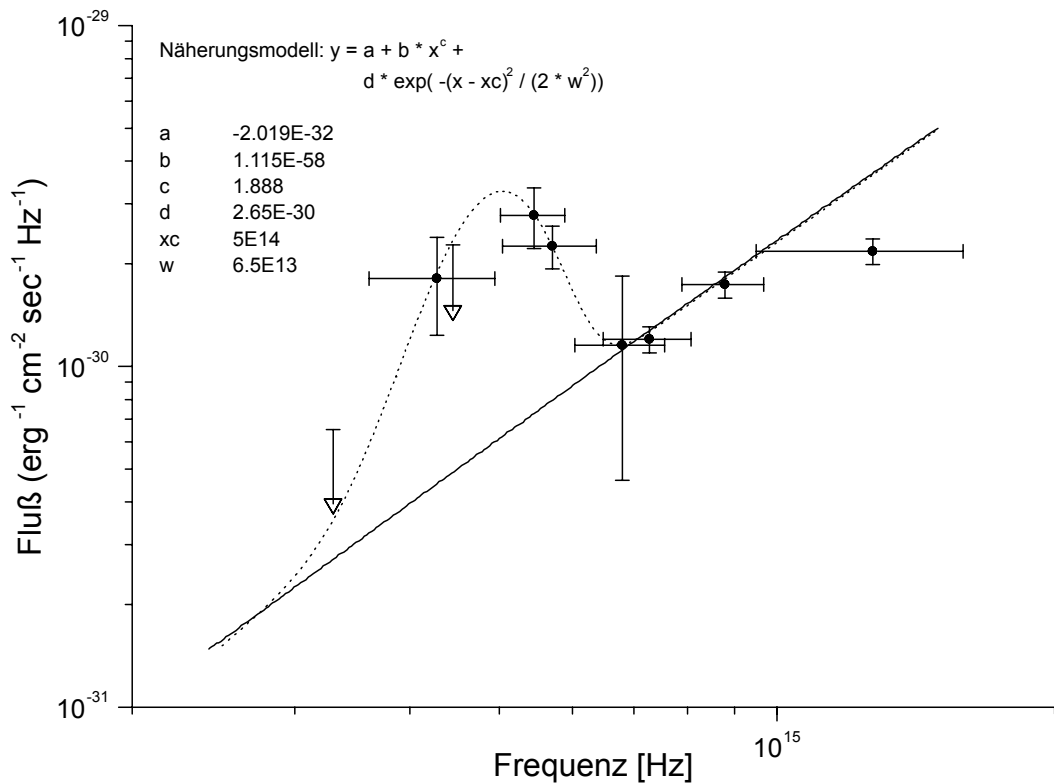


Abbildung 4.4: visuelles Frequenzspektrum von PSR B0630+17 basierend auf Mignani et al. 1998 Dargestellt ist das korrigierte Spektrum der vom Pulsar emittierten Strahlung, so wie es ein idealer Detektor oberhalb der Erdatmosphäre empfangen würde. Die durchgezogene Linie stellt die Extrapolation der Schwarzkörperstrahlung entsprechend den Daten von EUVE für den Bereich der sichtbaren Wellenlängen dar. Die diskreten Flußwerte wurden von mehreren bodengestützten Detektoren sowie von der Faint Object Camera des Hubble Space Telescopes bestimmt.

gesetz für die Kontinuumemission und einem gaußförmigen Linienprofil zusammensetzt. Die entsprechende mathematische Gleichung lautet dann:

$$I_{\nu} = a + b \cdot \nu^c + d \cdot \exp\left(\frac{-(\nu - \nu_0)^2}{2 \cdot w^2}\right)$$

- mit: I_{ν} : spektraler Strahlungsfluß bei der Frequenz ν
 a, b, c : charakteristische Parameter des Potenzgesetzes
 d : Amplitude der gaußförmigen Emissionslinie
 ν_0 : zentrale Frequenz der gaußförmigen Emissionslinie
 w : spektrale Breite der gaußförmigen Emissionslinie

Mit Hilfe dieses Näherungsmodells ist es unter Verwendung der in Abbildung 4.4 wiedergegebenen Parameter möglich, den gemessenen spektralen Intensitätsverlauf im Rahmen der Fehlergrenzen zufriedenstellend auf der Basis von physikalischen Grundlagen zu reproduzieren (gepunktete Linie in Abbildung 4.4).

Entsprechend der Vorgehensweise bei PSR B0531+21 dient dieses Modell nun als Grundlage für die Bestimmung der maximal erreichbaren Photonennrate, wobei erneut das 3,5 m Teleskop auf Calar Alto als Beobachtungsstandort gewählt wird.

4.4.2 Ergebnis der Abschätzungen für PSR B0630+17

Das quantitative Ergebnis der beiden betrachteten Fälle ist in Tabelle 4.2 zusammengefaßt, wobei bereits auf den ersten Blick deutlich wird, welches ungleich lichtschwächeres Zielobjekt der Geminga Pulsar in Bezug auf den Pulsar des Krebsnebels darstellt.

		Optimum 01.01.2000	
Fokalauflösung des Teleskops	$\mu\text{m}/\text{arcsec}$	170	170
Fokaldurchmesser der Glasfaser	μm	320	320
Transmissionskoeffizient der Glasfaser		1,00	0,37
Zenitdistanz der Teleskopausrichtung	$^\circ$	20	20
atmosphärisches Seeing	arcsec	0,7	1,0
maximale theoretische Zählrate	Hz	5,4	1,9

Tabelle 4.2: Ergebnisse der Intensitätsabschätzungen von PSR B0630+17 (basierend auf den Daten des 3,5 m Teleskops auf Calar Alto, Spanien)

Bei einem genaueren Vergleich der ermittelten Werte stellt man zudem fest, daß die theoretisch erreichbare Zählrate des Geminga Pulsars durch den erhöhten spektralen Strahlungsfluß im Bereich von 600 nm um mehr als 60 Prozent höher liegt, als dies aufgrund der unmittelbaren Helligkeitsdifferenz von $\Delta m_V \cong 8,9^m$ zu erwarten wäre. Durch die Aufdeckung einer derartigen Abweichung wird eindrucksvoll verdeutlicht, daß für die Durchführung einer verlässlichen Abschätzung die detaillierte Berücksichtigung des spektralen Strahlungsflusses unverzichtbar ist, da die üblicherweise verwendeten schmalbandigen U,B,V,R,I Strahlungsintensitäten für diesen Zweck durch zu große Wellenlängenintervalle getrennt sind. Die Anwendung der hier ermittelten Abschätzungen auf eine reale Messung des Geminga Pulsars findet in Kapitel 5.2.2.3 statt.

4.5 Himmels hintergrund

Bereits im Einleitungskapitel der Intensitätsabschätzungen wurde angesprochen, daß ein Grund für die Durchführung derartiger Berechnungen die zumindest ungefähre Bestimmung derjenigen Meßzeit ist, die benötigt wird, um das erwartete

Signal eines gegebenen Zielobjekts mit der gewünschten Signifikanz nachzuweisen. Wie bei der Beschreibung der Frequenzanalyse in Kapitel 3.2.2.3 mit Hilfe von simulierten Meßdaten gezeigt wird, ist jedoch neben dem zeitlichen Verlauf der Lichtkurve vor allem das Intensitätsverhältnis zwischen den periodischen Signal- und den statistisch gleichverteilten Hintergrundphotonen ausschlaggebend für die Nachweisbarkeit der Intensitätsvariation im Frequenzraum.

Da der Beitrag des die Quelle überlagernden und umgebenden Himmelshintergrunds direkt proportional mit dem von einem Detektorkanal empfangenen Öffnungswinkel zunimmt, wird zwar versucht, diesen Ausschnitt durch die Anpassung der verwendeten Faserdurchmesser an das jeweilige Teleskop möglichst klein zu halten (siehe Kapitel 2.3.1), doch an herkömmlichen Teleskopen ohne adaptiver Optik zur Korrektur der Luftunruhe kann eine vier Quadratbogen Sekunden entsprechende Öffnungsfläche meist nicht unterschritten werden, um nicht überproportional viel Strahlungsfluß des Zielobjekts zu verlieren. Insbesondere bei lichtschwachen Objekten, bei denen der erwartete Fluß nur in der Größenordnung des Himmelshintergrunds oder sogar noch darunter liegt, muß deshalb zusätzlich zur empfangenen Signalphotonenrate auch die vom Himmelshintergrund stammende Photonrate bestimmt werden, um eine aussagekräftige Abschätzung der aufzuwendenden Meßzeit zu ermöglichen.

4.5.1 Strahlungsspektrum

Abgesehen von den vorhersagbaren Parametern der Mondphase und des Winkelabstands zwischen Mond und Zielobjekt, wird die Helligkeit der nächtlichen Erdatmosphäre von vielerlei unberechenbaren Faktoren wie der Transparenz, dem Wasser- und Staubgehalt der Luft, leichter Bewölkung, oder der örtlich vorhandenen Lichtverschmutzung durch künstliche Lichtquellen bestimmt. Da die tatsächliche Helligkeit dadurch stark erhöht und nicht mehr vorausgesagt werden kann, wird als quantitative Grundlage der Berechnung der spektrale Intensitätsverlauf eines idealisierten Nachthimmels verwendet, so wie er unter optimalen Beobachtungsbedingungen an einem sehr guten Teleskopstandort auftritt (siehe Abbildung 4.5). Je nach Vorhandensein etwaiger Erfahrungswerte bezüglich des gewählten Teleskopstandorts, der jahreszeitlichen Witterungsverhältnisse oder ähnlichen Daten muß dieser Minimalwert dann nach oben korrigiert werden.

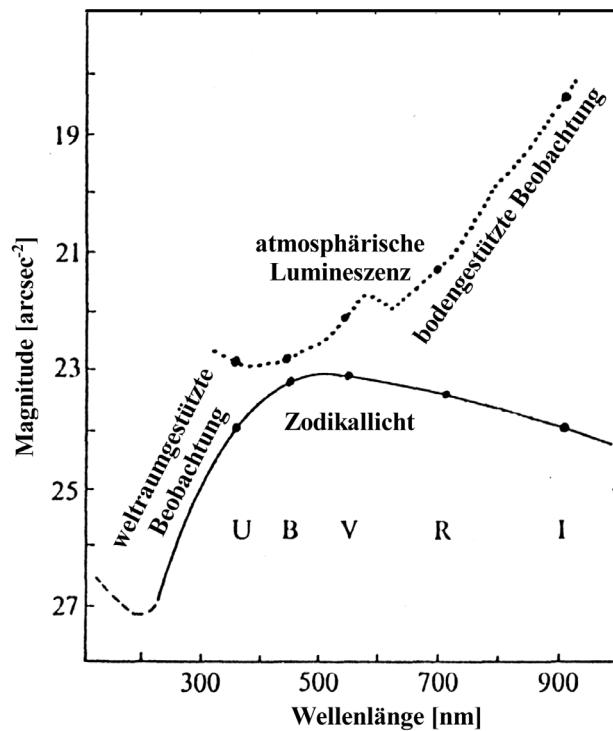


Abbildung 4.5: spektraler Intensitätsverlauf des Himmels-
hintergrundes

Den Gewohnheiten der bodengestützten Astronomie folgend ist die Helligkeit des Himmelshintergrundes in Abbildung 4.5 in Einheiten der traditionellen Magnitudenskala gegeben. Vor der Durchführung weiterführender Berechnungen ist es zunächst notwendig, dieses Einheitensystem, welches nicht direkt mit physikalischen Beobachtungsgrößen verbunden ist, sondern auf relativen Intensitätsverhältnissen beruht, in das bekannte Einheitensystem des spektralen Strahlungsflusses zu transformieren.

Diese Umrechnung erfolgt entsprechend den Vorgaben des Space Telescope Science Institutes [Skinner 1996] und basiert auf der folgenden Gleichung:

$$F_{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^3}{\lambda^2} \cdot 10^{-0,4 \cdot m} \cdot F_0(\lambda) \quad \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \mu\text{m}} \right]$$

- mit: F_{λ} : spektraler Strahlungsfluß pro Wellenlängenintervall
 λ : betrachtete Wellenlänge
 m : Helligkeit in Magnituden bei der betrachteten Wellenlänge
 $F_0(\lambda)$: wellenlängenabhängiger Konversionsfaktor für $m = 0$

Der Verlauf des Konversionsfaktors $F_0(\lambda)$ ist dabei rein empirischer Natur und für den hier betrachteten Wellenlängenbereich in Abbildung 4.6 dargestellt.

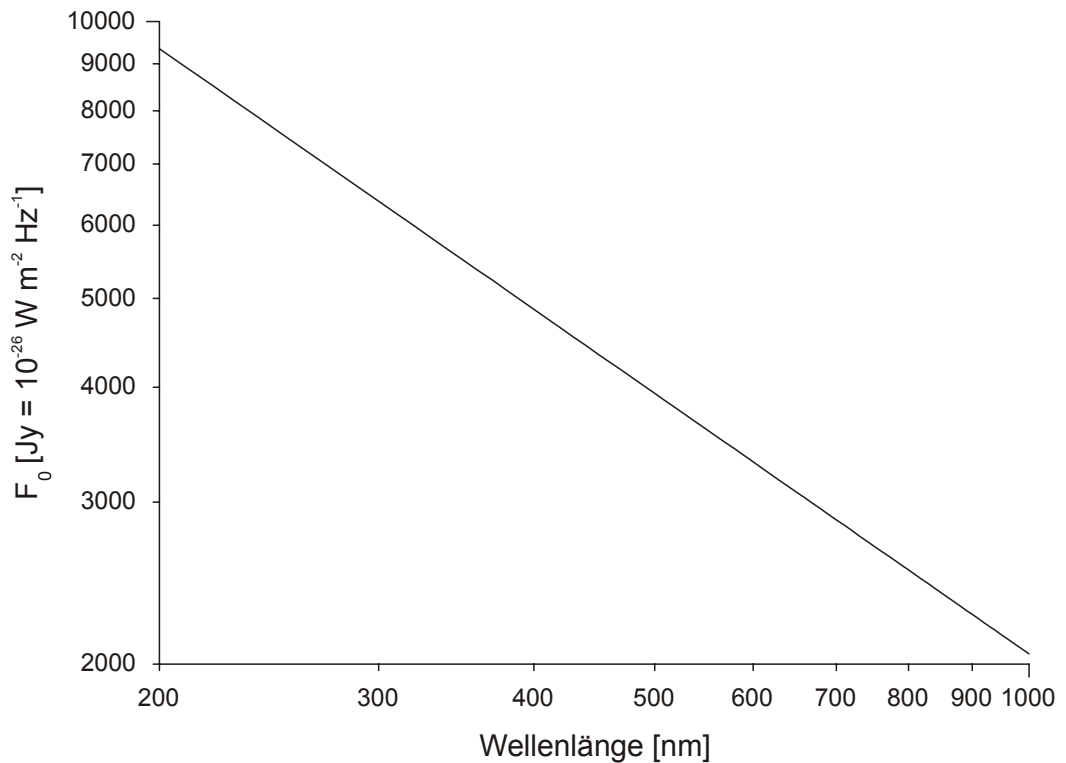


Abbildung 4.6: wellenlängenabhängiger Verlauf des Konversionsfaktors F_0 zur Umrechnung von Magnituden zu spektralem Strahlungsfluß (Daten basierend auf Skinner 1996)

Das Ergebnis der Transformation des spektralen Strahlungsflusses des Himmels-hintergrunds ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Abgesehen von der kleinen Erhöhung im Bereich von 570 nm ist insbesondere unter Berücksichtigung der logarithmischen Achsenskalierung deutlich zu erkennen, wie rapide die Strahlungsintensität der Erdatmosphäre an den Rändern des visuellen Spektralbereichs zunimmt. Vor allem bei der Messung von äußerst lichtschwachen Objekten, die bei einem breitbandigen Betrieb des OPTIMA Detektorsystems über den gesamten nutzbaren Wellenlängenbereich der Avalanche Photodioden (siehe Abbildung 4.3) an oder sogar unterhalb der Nachweisgrenze liegen, sollte diese Entwicklung berücksichtigt werden, da sich je nach spektraler Lage des visuellen Strahlungsmaximums des Zielobjekts das Signal zu Hintergrundverhältnis durch den Einsatz eines entsprechenden Wellenlängenfilters eventuell stark verbessern läßt.

Für einen etwaigen Eingriff in die spektrale Empfindlichkeit des Detektorsystems braucht dabei lediglich die langwellige Seite des Spektrums berücksichtigt werden, da der Anstieg in Richtung der ultravioletten Strahlung auch ohne beschränkende Filter bereits dadurch unterdrückt wird, daß die Nachweiswahr-

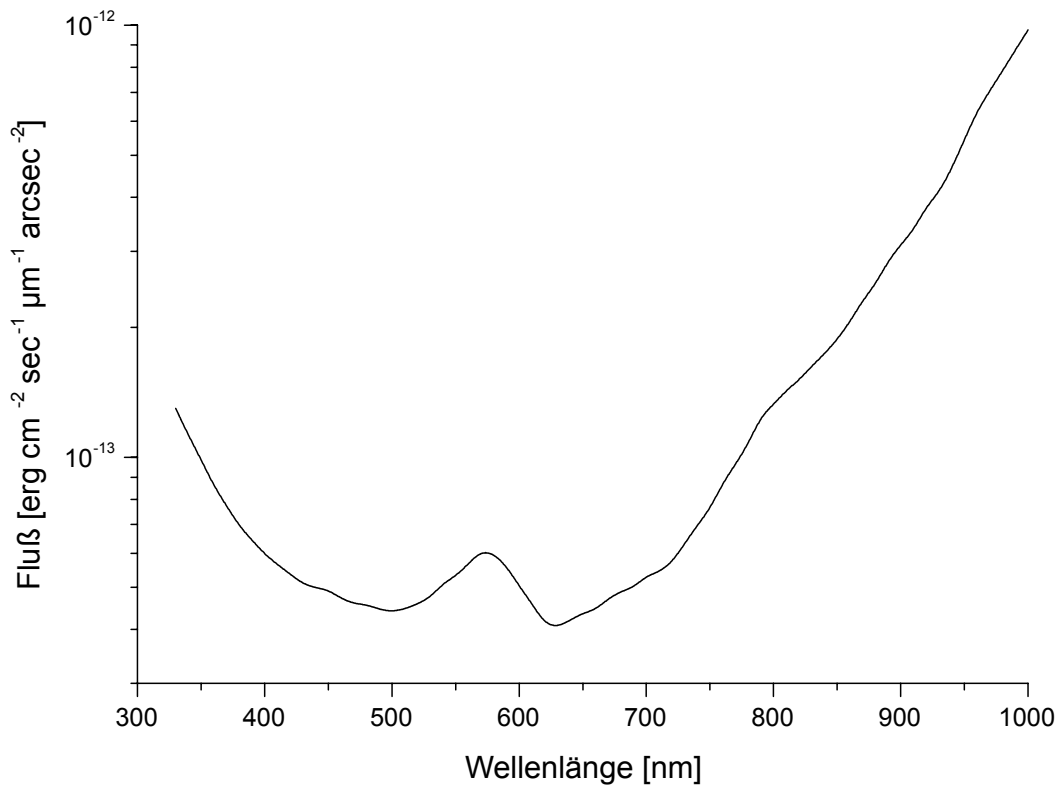


Abbildung 4.7: spektraler Strahlungsfluß des atmosphärischen Himmelshintergrunds

scheinlichkeit der Avalanche Photodioden in diesem Bereich bereits auf weniger als fünf Prozent angesunken ist (siehe Abbildung 4.8).

Eine quantitative Diskussion der Auswirkungen einer derartigen Beschränkung des Empfindlichkeitsbereichs findet, ausgehend von einer realen breitbandigen Messung des Geminga Pulsars, in Kapitel 6.2 statt. Für die hier durchzuführende allgemeine und nicht von einem konkreten Zielobjekt abhängende Abschätzung der erwarteten Photonenzählrate des Himmelshintergrunds wird jedoch weiterhin von einer nicht durch Spektralfilter eingeschränkten Empfindlichkeit des Detektors ausgegangen.

4.5.2 Ergebnis der Abschätzungen des Himmelshintergrunds

Da es sich bei der Strahlung des Himmelshintergrunds im Gegensatz zu den beiden bislang dargestellten Zielobjekten nicht mehr um die punktförmige Emission eines weit entfernten Sterns, sondern um die großflächig ausgedehnte Emission unserer eigenen Erdatmosphäre handelt, reduziert sich die Berechnung der theoretisch erwarteten Photonennrate auf wenige Terme. So spielen in diesem Fall die atmosphärische Extinktion und die Punktverteilungsfunktion des Teleskops keine Rolle, und es bleiben nur die Reflexionsverluste des Teleskops, die Trans-

missionsverluste der Glasfasern und die Quanteneffizienz der Avalanche Photodioden zu berücksichtigen.

Für den Fall einer optimalen Detektorkonfiguration, bei der die Transmission der Glasfasern mit 100 Prozent angesetzt wird, handelt es sich bei allen drei Korrekturen in guter Näherung um konstante Faktoren, wodurch sich das in Abbildung 4.8 spektral dargestellte Zwischenergebnis ergibt. Dieses ist sehr leicht an unterschiedliche Teleskope anzupassen, da es nur noch eine Funktion der Lichtsammel­fläche der Teleskopspiegel und des Winkeldurchmessers der verwendeten Glasfasern in der Fokalebene ist. Die entsprechende über den gesamten Wellen­längenbereich integrierte Photonrate beträgt $9,15 \cdot 10^{-3} \text{ Hz cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$.

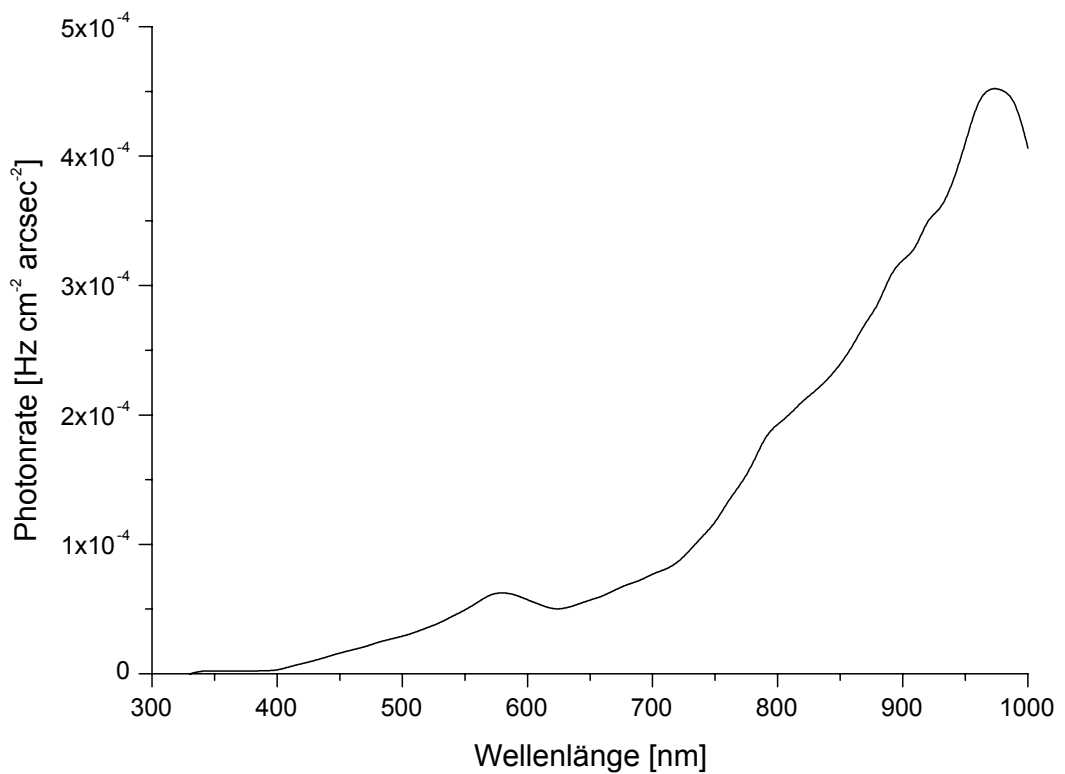


Abbildung 4.8: spektrale Photonrate des atmosphärischen Himmelhintergrunds (bezogen auf die Lichtsammel­fläche des verwendeten Teleskops in cm^2 und den von einer Glas­faser erfaßten Himmelsauschnitt in Bogensekunden²)

Analog zu den beiden vorhergehenden Abschätzungen werden auch für die Strahlung des Himmelshintergrunds abschließend die entsprechenden Zählraten für das 3,5 m Teleskop auf Calar Alto berechnet, wobei sowohl der Fall einer optimalen Detektorkonfiguration, als auch die spezielle Konfiguration während den Mes­ sungen im Januar 2000 mit der verringerten Fasertransmission berücksichtigt sind (siehe Tabelle 4.3).

		Optimum 01.01.2000	
Fokalauflösung des Teleskops	$\mu\text{m}/\text{arcsec}$	170	170
Fokaldurchmesser der Glasfaser	μm	320	320
Transmissionskoeffizient der Glasfaser		1,00	0,37
theoretische Zählrate	Hz	2.860	1.060

Tabelle 4.3: Ergebnisse der Intensitätsabschätzungen des Himmelhintergrunds (basierend auf den Daten des 3,5 m Teleskops auf Calar Alto, Spanien)

Im Vergleich zu den beiden abgeschätzten Zielobjekten fällt der Unterschied zwischen den beiden betrachteten Fällen diesmal etwas geringer aus, da er nur auf die verschlechterte Transmission der Glasfaser zurückzuführen ist, und nicht zusätzlich durch das atmosphärische Seeing beeinflusst wird. Um eventuelle Mißverständnisse auszuräumen, sollte auch darauf hingewiesen werden, daß die Bezeichnung des ersten Falls als Optimum nur in Analogie zu den vorherigen Abschätzungen gewählt wurde, und sich nur auf die technische Leistung des Detektorsystems bezieht. Da es sich bei der Strahlung des Himmelshintergrunds um einen störenden Einfluß handelt, ist selbstverständlich ein möglichst geringer Wert wünschenswert.

5 Astronomische Messungen und Ergebnisse

Durch die schrittweise Integration von OPTIMA konnte bereits im Herbst 1998 ein erster Prototyp des Detektorsystems fertiggestellt werden, der über viele Merkmale der endgültigen Version verfügte, und der fortan sowohl für Labortests, als auch für erste wissenschaftliche Messungen an astronomischen Großteleskopen zur Verfügung stand. Da die Anzahl der vorhandenen APD-Detektoren, und damit auch der ausgewerteten Glasfaserkanäle, aufgrund der hohen Anschaffungskosten nur schrittweise erhöht werden konnte, mußten zwar bis zum Sommer 2000 noch einige Einschränkungen bei der Datenqualität des Hochgeschwindigkeitsphotometers in Kauf genommen werden, doch trotzdem konnten in dieser Zeit bei mehreren Meßkampagnen an internationalen Teleskopen bereits einige astronomische Messungen durchgeführt werden, deren Auswertung und Diskussion nun in der Folge dieses Kapitels erfolgt.

5.1 PSR B0531+21 - der Pulsar des Krebsnebels

Für OPTIMA, wie auch für viele andere astronomische Detektoren mit sehr hoher Zeitauflösung, ist der Pulsar des Krebsnebels in vielerlei Hinsicht ein ideales Zielobjekt zur Verifizierung und Kalibration des Detektorsystems. Durch seine im Vergleich zu anderen Pulsaren sehr hohe optische Strahlungsintensität von $m_V = 16,6^m$ und einer Lichtkurve mit zwei sehr scharfen Intensitätsmaxima, kann bei OPTIMA bereits nach einer Meßzeit von wenigen Minuten das relative zeitliche Verhalten des Detektors bis auf einige Mikrosekunden genau bestimmt werden. In Verbindung mit den routinemäßig von Radioastronomen ermittelten und über das Internet allgemein zugänglichen Pulsarephemeriden ist zudem auch eine Überprüfung der absoluten Zeitgenauigkeit im Bereich unterhalb von 50 μsec möglich.

Der unschlagbare Vorteil dieser Kalibration an einem realen astronomischen Objekt im Vergleich zu ähnlichen Labortests ist, daß in dieses Verfahren alle Komponenten des Detektorsystems, von der Erfassung des optischen Flusses und der Umwandlung in elektrische Signale, über die Korrelation der Signale mit den Daten des GPS-Empfängers, bis hin zur baryzentrischen Korrektur der Ankunftszeiten durch die Steuerungssoftware, mit einbezogen werden. Das Ergebnis dieser

Eichung spiegelt somit direkt das zeitliche Verhalten des Gesamtsystems wieder, in dem alle Abweichungen und Fehler der untergeordneten Komponenten enthalten sind.

Neben den zeitlichen Informationen der Lichtkurve geben natürlich auch die in den jeweiligen Phasenbereichen gemessenen Intensitäten Aufschluß über die Leistung des Detektors. Da es sich bei PSR B0531+21 um einen bereits seit langer Zeit bekannten optischen Pulsar handelt, der meist zu Kalibrationszwecken regelmäßig von den unterschiedlichsten Detektoren vermessen wird, existiert eine Fülle an Daten, auf deren Basis viele Kennzeichen der Lichtkurve bis ins Detail analysiert sind, bzw. stets noch weitere hinzukommen (siehe Kapitel 5.1.6). Durch den Vergleich der eigenen Messung mit den veröffentlichten Intensitätswerten oder charakteristischen Zeitkonstanten kann somit auch der lineare Verlauf der Detektorsensitivität und das zeitliche Ansprechverhalten bei schnellen Intensitätsgradienten untersucht werden.

5.1.1 Die gemessene Lichtkurve

In Abbildung 5.1 ist das Ergebnis einer zehnminütigen Messung des Krebs Pulsars mit dem OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometer dargestellt. Die lokalen Ankunftszeiten der einzelnen Photonen wurden dazu auf das Baryzentrum unseres Sonnensystems korrigiert und mit Hilfe der Pulsarephemeriden von Jodrell Bank [Lyne et al. 1992a] phasenkohärent in 300 Phasenintervallen aufsummiert. Die numerischen Werte der charakteristischen Kennzeichen der Lichtkurve sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Der Nullpunkt der dargestellten Rotationsphase ist dabei ebenfalls durch die Jodrell Bank Ephemeriden festgelegt und von diesen als Ankunftszeit des Hauptpulses der Lichtkurve am Baryzentrum unseres Sonnensystems im Bereich der Radiowellenlängen definiert. Eine Korrektur der Photonenraten bezüglich des atmosphärischen Hintergrunds wurde in Abbildung 5.1 nicht durchgeführt, so daß die dargestellten Werte die absoluten Zählraten des Hochgeschwindigkeitsphotometers widerspiegeln. Dadurch können die Meßwerte direkt mit den in Kapitel 4.3 und 4.5 abgeleiteten maximal erreichbaren Zählraten von 2880 Hz für die durchschnittliche Photonenrate des Pulsars und 1060 Hz für die Intensität des atmosphärischen Hintergrunds verglichen werden, um einen Eindruck von der Sensitivität der Messung zu erhalten.

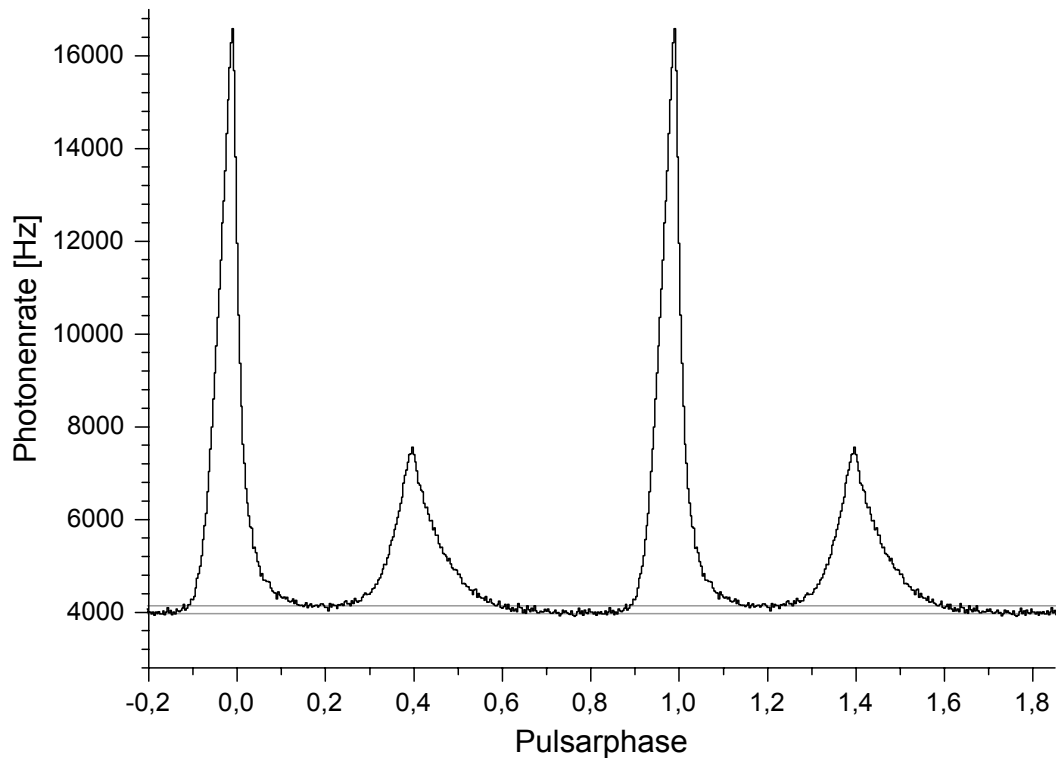


Abbildung 5.1: OPTIMA Lichtkurve von PSR B0531+21

Phasenkohärent summierte Darstellung einer zehnmütigen Messung. Zur besseren Übersichtlichkeit sind zwei Rotationsphasen des Pulsars wiedergegeben. Die beiden horizontalen Linien verdeutlichen die signifikant erhöhte Photonenerate im sogenannten Brückenbereich zwischen dem Haupt- und dem Zwischenpuls. Die zeitliche Länge eines Phasenintervalls der dargestellten Lichtkurve beträgt $\approx 112 \mu\text{sec}$.

Start der Messung		30.12.1999 22:47:46
Dauer der Messung	sec	600
verwendetes Teleskop		Calar Alto 3,5m
minimale Photonenerate	Hz	3.993
durchschnittliche gepulste Photonenerate	Hz	1.208
Periodendauer	msec	33,505118
Phasenlage des 1. Maximums	φ	-0,0058
Phasenlage des 2. Maximums	φ	0,3973
maximale Zählrate des zweiten Maximums ^(\circ)	%	26,53
durchschnittliche Photonenerate des Brückenbereichs ^(\circ)	%	1,15
Signifikanz des erhöhten Brückenbereichs	σ	13,2
charakteristische Anstiegszeit des 1. Maximums	φ	0,0312
charakteristische Abfallzeit des 1. Maximums	φ	0,0128
charakteristische Anstiegszeit des 2. Maximums	φ	0,0370
charakteristische Abfallzeit des 2. Maximums	φ	0,0524
volle Halbwertsbreite des 1. Maximums	φ	0,044
volle Halbwertsbreite des 2. Maximums	φ	0,089

Tabelle 5.1: charakteristische Daten der OPTIMA Lichtkurve von PSR B0531+21

Bei der Bestimmung der angegebenen Phasenwinkel und der relativen Intensitäten wurden zur Erhöhung der Präzision die Meßdaten von mehreren Einzelmessungen zusammengefaßt. Alle ermittelten Werte liegen innerhalb der Fehlergrenzen jeder Einzelmessung.

^(\circ) bezogen auf die hintergrundkorrigierte maximale Photonenerate des ersten Maximums

5.1.2 Bestimmung der durchschnittlichen Photonenrate

Bei Betrachtung der gemessenen Lichtkurve von PSR B0531+21 fällt als Erstes die hohe Basisintensität von fast 4000 Photonen pro Sekunde auf, auf der das modulierte Signal des Pulsars aufsetzt, denn dieser Wert übersteigt die theoretische Vorhersage für den atmosphärischen Himmelshintergrund aus Tabelle 4.3 nahezu um den Faktor vier. Die Ursache für diesen Überschuß ist, daß zu dem gemessenen Wert, abgesehen von der Erdatmosphäre, noch zwei weitere Quellen beitragen, nämlich die Strahlung des den Pulsar umgebenden und ihn überlagernden Emissionsnebels, und eine eventuell zusätzlich zur gepulsten Komponente vorhandene zeitlich konstante Emission des Zielobjekts.

Während die hohe Intensität des großflächig ausgedehnten Nebels auch auf der Aufnahme der CCD Fokalaufsicht in Abbildung 2.7 deutlich zu erkennen ist, ist die Existenz bzw. die Höhe einer zeitlich konstanten Grundhelligkeit des Krebs Pulsars hingegen aufgrund von widersprüchlichen Meßergebnissen noch umstritten. Einerseits geht aus früheren Beobachtungen des Hubble Space Telescopes hervor, daß die optische Strahlung des Krebs Pulsars vermutlich vollständig gepulst ist [Percival et al. 1993], und daß im Phasenbereich von $0,7729 < \phi < 0,8446$ kein signifikanter Beitrag des Objekts an der nachgewiesenen Hintergrundstrahlung vorhanden ist. Andererseits ist jedoch seit kurzem auch ein Meßergebnis veröffentlicht [Golden et al. 2000], wonach im Phasenbereich von $0,75 < \phi < 0,825$ eventuell doch eine geringfügige und zeitlich konstante Emission des Pulsars meßbar sei.

Leider verfügte das OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometer bei den hier vorgestellten Messungen vom Dezember 1999 noch nicht über eine ausreichende Anzahl von APD-Detektoren, um den absoluten Strahlungsfluß des Pulsars mit ausreichender Genauigkeit von dem ihn überlagernden Emissionsnebel und dem atmosphärischen Himmelshintergrund zu trennen. Deshalb ist es nicht möglich, eine zeitlich konstante Basisintensität des Zielobjekts in den Meßdaten nachzuweisen, und einen Beitrag zur Klärung dieses widersprüchlichen Sachverhalts zu leisten.

Insgesamt waren zum damaligen Zeitpunkt von den geplanten acht erst zwei Detektorkanäle betriebsbereit, und da ein Kanal stets für die Überwachung von Intensitätsvariationen des atmosphärischen Hintergrunds in einem größeren Ab-

stand von ungefähr einer Bogenminute neben der Quelle verwendet werden muß, stand nur eine Glasfaser zur Verfügung, um den Strahlungsfluß an der Position des Pulsars und dessen unmittelbarer Umgebung zu erfassen.

In der inzwischen fertiggestellten endgültigen Ausbaustufe des Detektors sind für diese Aufgabe sieben hexagonal angeordnete Meßkanäle vorhanden (siehe Abbildung 2.2), wodurch zusätzlich zum Strahlungsfluß des Zielobjekts, der auf die zentrale Faser konzentriert ist, in den sechs umliegenden Kanälen die Helligkeit der direkten Umgebung der Quelle aufgezeichnet wird. Erst auf der breiten Datenbasis dieses konzentrischen Rings ist es möglich, eine aussagekräftige Interpolation für die überlagerte Hintergrundintensität an der Quellposition durchzuführen.

Da der Nachweis einer zeitlich konstanten Grundemission des Krebs Pulsars in der Detektorkonfiguration vom Dezember 1999 somit außerhalb der Fähigkeiten des OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometers liegt, stützt sich die hier durchgeführte Bestimmung der durchschnittlichen Photonenerate von PSR B0531+21 zunächst auf die Aussage von Percival et al., wonach die Strahlungsemission der Quelle vollständig gepulst ist. Die Summe der zeitlich konstanten Beiträge des Emissionsnebels und des atmosphärischen Himmelshintergrunds zur gemessenen Photonenerate kann dann direkt als Mittelwert des entsprechenden Phasenintervalls zwischen $0,7729 < \varphi < 0,8446$ bestimmt werden, wobei man als Ergebnis 3993 ± 10 Hz erhält (untere horizontale Linie in Abbildung 5.1). Die in diesem Phasenbereich gemessene mittlere Photonenerate stellt, wie auch bei Percival et al., auch bei den OPTIMA Messungen das globale Minimum der gesamten Lichtkurve dar, und kommt somit als tatsächliches Hintergrundniveau durchaus in Frage. Nach der folgenden Subtraktion dieser nicht vom Pulsar erzeugten Photonenerate von den absoluten Zählraten, und der anschließenden Mittelwertbildung über eine vollständige Rotationsphase, ergibt sich für die durchschnittliche Intensität des gemessenen gepulsten Strahlungsflusses von PSR B0531+21 eine Rate von 1208 ± 10 Hz.

Zur Abschätzung des bei dieser Herleitung begangenen Fehlers, für den Fall, daß doch eine zeitlich konstante Grundemission des Pulsars gemäß Golden et al. vorhanden ist, kann nun nachträglich, ausgehend von der bekannten gepulsten Helligkeit und unter Verwendung der in der Publikation [Golden et al. 2000] aufge-

fürten Flußverteilung, die entsprechende Photonenrate dieser Basisintensität mit einem Ergebnis von 51 Hz berechnet werden.

Bezogen auf den geringen statistischen Fehler des durchschnittlichen gepulsten Strahlungsflusses beträgt die Signifikanz dieser Abweichung mehr als fünf Sigma und wäre somit, selbst in der hier betrachteten kurzen Meßzeit von nur zehn Minuten, mit Hilfe der inzwischen vorhandenen zusätzlichen sechs Meßkanäle deutlich nachweisbar. Vor allem aufgrund der geringen dazu notwendigen Beobachtungszeit ist eine erneute Messung von PSR 0531+21 bei nächster Gelegenheit deshalb durchaus sinnvoll, um das Ergebnis von Golden et al. zu bestätigen oder zu widerlegen, und damit die Frage nach der Existenz einer zeitlich konstanten optischen Emission des Krebs Pulsars zu entscheiden.

Für den absoluten Wert der hier bestimmten durchschnittlichen Photonenrate von PSR B0531+21 spielt das eventuelle Vorhandensein des ungepulsten Strahlungsanteils hingegen mit knapp mehr als vier Prozent nur eine untergeordnete Rolle, da einige äußere Parameter der Beobachtung eine viel größere Auswirkung auf das Meßergebnis haben, wie im Folgenden beim Vergleich mit der theoretisch erreichbaren Photonenrate gezeigt wird. Als Grundlage dieser Analyse wird deshalb auch weiterhin die entsprechend der Definition von Percival et al. bestimmte durchschnittliche Intensität des Krebs Pulsars von 1208 ± 10 Hz benutzt.

Bezogen auf die auf theoretischen Abschätzungen basierende maximal erreichbare Zählrate aus Tabelle 4.1 beträgt die gemessene durchschnittliche Photonenrate zwar nur knapp 42 Prozent, doch obwohl dieser Intensitätsverlust auf den ersten Blick überraschend groß erscheint, kann er durchaus erklärt werden, wenn man die äußeren Umstände der Messung in Betracht zieht.

Als Erstes ist dabei festzuhalten, daß die dargestellte Messung vom 30.12.1999 auf Calar Alto, Spanien, unter sehr ungünstigen atmosphärischen Bedingungen durchgeführt wurde. Aufgrund einer großräumigen Schlechtwetterperiode mit starkem Regen und Schneefall betrug die relative Luftfeuchtigkeit in den Tagen zuvor kontinuierlich 100 Prozent und sank erst wenige Stunden vor der Messung unter den zur Öffnung der Teleskopkuppel kritischen Grenzwert von 98 Prozent ab. Als quantitativ erfaßbares Indiz für die daraus resultierende allgemeine Umschichtung der Erdatmosphäre und dem turbulenten Luftaustausch zwischen dem nach mehreren Tagen erstmalig wieder geöffneten Kuppelvolumen und der äußeren Umgebung betrug das von der CCD Fokalaufsicht gemessene Seeing in

dieser Nacht stets mehr als zwei Bogensekunden, und damit ungefähr das Doppelte des unter stabilen Umgebungsbedingungen üblichen Werts.

Ebenso ist durch den hohen Wassergehalt der Luft eine merklich verschlechterte atmosphärische Transmission und eine Erhöhung der Hintergrundhelligkeit durch verstärkte Reflexion terrestrischer Lichtquellen zu erwarten. Im Gegensatz zum aktuellen Seeing können diese beide Größen jedoch weder von OPTIMA selbst, noch von anderen Sensoren auf Calar Alto quantitativ erfaßt werden, weshalb auch keine dementsprechende Korrektur der gemessenen Zählraten möglich ist. Gerade deshalb sollten diese Beeinträchtigungen aber nicht in Vergessenheit geraten bei der qualitativen Beurteilung der von PSR B0531+21 empfangenen durchschnittlichen Photonenerate.

Nicht zuletzt aufgrund der offensichtlich schlechten, zumindest aber zweifelhaften äußeren Bedingungen, wurde bereits im Vorfeld der Messung der Schwerpunkt der Durchführung auf eine zügige Überprüfung und Dokumentation der relativen und absoluten Zeitauflösung des Detektorsystems gelegt, und nicht auf eine unter diesen Umständen nicht repräsentative Eichung der gemessenen Strahlungsintensität. Aus Zeitersparnis wurde deshalb vor der nur zehn Minuten andauernden Messung auf die Inbetriebnahme des Star-Trackers zur automatischen Korrektur der mechanischen Teleskopnachführung ebenso verzichtet, wie auf die Auslösung fortlaufender CCD Aufnahmen der OPTIMA Fokalaufsicht. Durch die Kombination beider Tatsachen können somit geringfügige Abweichungen in der Positionierung des Teleskops im Verlauf der Messung nicht ausgeschlossen werden.

Bei gutem atmosphärischen Seeing und kurzen Meßzeiten bleibt diese durchaus übliche Vorgehensweise auch ohne negative Auswirkungen auf die ermittelte Photonenerate, da der Durchmesser einer einzelnen Glasfaser in der Fokalebene des Teleskops dann ungefähr zwei volle Halbwertsbreiten beträgt (siehe Kapitel 2.3.1), und kleinere Abweichungen in der Teleskopausrichtung im Bereich bis zu einer halben Halbwertsbreite nur einen geringen Einfluß von weniger als zehn Prozent auf den von der Faser erfaßten Strahlungsfluß haben (siehe gepunktete Linie in Abbildung 5.2).

Aus den CCD Aufnahmen zur Positionierung des Zielobjekts geht jedoch hervor, daß zum Zeitpunkt der Messung das Seeing 2,0 Bogensekunden beträgt, und der Durchmesser einer Glasfaser somit nur noch der einfachen vollen Halbwertsbreite entspricht. Auch dieser Fall wurde mit einer numerischen Integration über eine

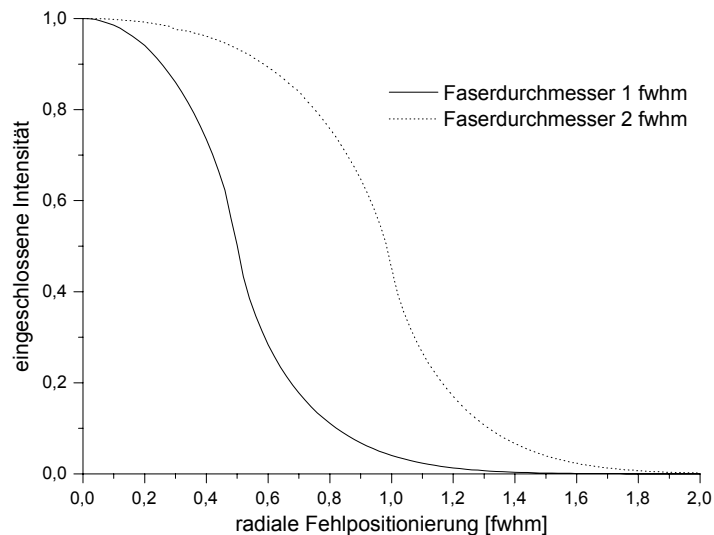


Abbildung 5.2: relativer Intensitätsverlust bei einer fehlerhaften Ausrichtung des Teleskops in Abhängigkeit vom verwendeten Faserdurchmesser

Die verwendete Längeneinheit fwhm bezieht sich dabei auf die volle Halbwertsbreite der Abbildung einer unendlich entfernten Punktquelle in der Fokalebene des Teleskops.

auf der zweidimensionalen Gaußverteilung verschiebbaren Kreisscheibe simuliert, und ist in Abbildung 5.2 als durchgezogene Linie dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß nun der Einfluß einer etwaigen Abweichung von der perfekten Teleskopausrichtung, bei der das Zentrum der gaußförmigen Intensitätsverteilung des Zielobjekts genau auf der Achse der zylindrischen Glasfaser liegt, wesentlich größer ist. Gemessen an der Photonennrate bei optimaler Ausrichtung beträgt der Intensitätsverlust bei einem Positionierungsfehler von einer halben Halbwertsbreite nun bereits 50 Prozent.

Diese Positionsabhängigkeit kann in der Realität sogar noch höher ausfallen, je mehr sich die tatsächliche zweidimensionale Intensitätsverteilung bei der Abbildung einer unendlich entfernten Punktquelle in der Fokalebene des Teleskops von dem der Simulation zugrundeliegenden Fall einer idealisierten radialsymmetrischen Gaußfunktion unterscheidet. Zusätzlich zu den unvermeidlichen Beugungserscheinungen an der mechanischen Halterung des Sekundärspiegels sei dabei am 3,5 m Teleskop auf Calar Alto noch eine weitere bildverschlechternde Abberation vorhanden, nämlich eine deutlich meßbare Koma [Ott 2000].

Vor allem durch die stark asymmetrische Form dieses Abbildungsfehlers, bei dem nur etwas mehr als die Hälfte der Gesamtintensität im kreisförmigen Zentralbereich konzentriert ist, und sich der Rest auf den charakteristischen kometenartigen Schweif verteilt, sind die Auswirkungen eines derartigen Bildfehlers auf die in

Abbildung 5.2 dargestellte einfache numerische Simulation allerdings nicht quantitativ erfaßbar. Nach Auswertung mehrerer CCD Aufnahmen kann für das zum Zeitpunkt der Messung herrschende Seeing jedoch davon ausgegangen werden, daß die Fokalausdehnung der Glasfaser bei Vorhandensein dieser Abberation nur noch ungefähr dem Zentralbereich der verzerrten Abbildung entspricht, und es selbst bei optimaler Teleskopausrichtung nicht möglich wäre, mehr als 60 Prozent der Gesamtintensität zu erfassen.

Unter Berücksichtigung aller Faktoren, einer möglicherweise geringfügig fehlerhaften Ausrichtung des Teleskops, einer eventuell vorhandenen asymmetrischen Abbildung, und vor allem der sicherlich reduzierten, wenn auch nicht quantitativ erfaßbaren, Transmission der Erdatmosphäre, ist der gemessene Intensitätsanteil von 42 Prozent durchaus akzeptabel und steht nicht im Widerspruch zu der in Kapitel 4.3 durchgeführten theoretischen Abschätzung.

5.1.3 Relative Intensität des zweiten Pulses und des Brückenbereichs

Neben der durchschnittlichen Photonenzahlrate des Pulsars können noch zwei weitere, für die Lichtkurve des Krebs Pulsars charakteristische, Intensitätswerte bestimmt werden. Zum Einen ist dies das Verhältnis zwischen den beiden Maxima, und zum Anderen die signifikant erhöhte Zählrate im Brückenbereich zwischen den beiden Pulsen.

Um unabhängig von der Photonenzahlstatistik der einzelnen Phasenintervalle einen möglichst präzisen Wert für die Zählrate im Brückenbereich zu erhalten, werden die einzelnen Raten über den Phasenbereich von $0,18 < \varphi < 0,22$ gemittelt, wobei man für die durchschnittliche Photonenzahlrate 4138 ± 11 Hz erhält (obere horizontale Linie in Abbildung 5.1), einen um 145 Hz höheren Wert als für die nicht vom Pulsar stammende Hintergrundintensität. Gemessen an den in beiden Fällen mit angegebenen 68 prozentigen Vertrauensintervallen der numerischen Näherungsgeraden weist die Ratendifferenz eine sehr hohe Signifikanz von ungefähr 14 Standardabweichungen auf.

Bei der Bestimmung von charakteristischen Intensitätswerten innerhalb einer Rotationsphase ist es oft nützlich, die Werte in Bezug auf eine Lichtkurve mit normierter Amplitude anzugeben, um den direkten Vergleich mit den Daten anderer Messungen oder Detektoren zu ermöglichen. Dadurch wird das Ergebnis unab-

hängig von äußeren Einflüssen, wie den atmosphärischen Bedingungen oder dem Spiegeldurchmesser des verwendeten Teleskops, welche stets zu unterschiedlichen absoluten Zählraten führen. Als obere und unteren Grenze der Intensitätsvariation werden dazu die im ersten Puls maximal erreichte Zählrate und die zeitlich konstante Hintergrundsintensität verwendet. Der eingeschlossene Amplitudenbereich wird anschließend auf den Wertebereich zwischen Null und Eins linear umskaliert, worauf die entsprechende Intensität des Brückenniveaus $0,0115 \pm 0,0009$ beträgt.

Das Intensitätsverhältnis zwischen den beiden lokalen Maxima wird ebenfalls mit Hilfe von numerischen Näherungen bestimmt. Alleine für diesen Zweck wäre dieses Vorgehen, angesichts der auf den ersten Blick sehr scharfen Spitzen der beiden Maxima, ein übertrieben kompliziertes Verfahren, da der gesuchte Wert sicherlich auch ohne einen größeren Fehler direkt aus den höchsten Zählraten der einzelnen Phasenintervalle berechnet werden könnte. Spätestens für die Ermittlung der vollen Halbwertsbreiten bzw. der Anstiegs- und Abfallszeiten der Pulse ist aufgrund der, vor allem beim ersten Maximum, sehr steilen Flanken eine mathematische Näherung jedoch ohnehin für ein präzises Ergebnis unumgänglich. Zudem scheint durch die sehr hohe Zeitauflösung von OPTIMA in der Spitze des ersten Pulses eine zusätzliche Struktur in Form eines kleinen Intensitätsplateaus nachweisbar zu sein (siehe Kapitel 5.1.6). Die Anwendung eines numerischen Modells, das auf den steilen und sehr gut aufgelösten Flanken der Pulse basiert, ist deshalb sowohl wegen der erreichbaren Genauigkeit, als auch wegen seiner besseren Reproduzierbarkeit bei unterschiedlichen Messungen empfehlenswert.

Um die stark unterschiedlichen Anstiegs- und Abfallszeiten zu berücksichtigen, werden die numerischen Rechnungen für beide Flanken der Pulse getrennt durchgeführt, und es wird, wie auch bei Percival et al. [Percival et al. 1993], jeweils eine einfache Polynomfunktion an die Zählraten im Bereich zwischen 5 und 95 Prozent der jeweiligen Intensitätsvariation angepaßt (siehe Abbildung 5.3 und Abbildung 5.4). Die rechnerische Maximalamplitude des jeweiligen Pulses wird dann als Schnittpunkt zwischen den von beiden Seiten über den Scheitelpunkt hinweg extrapolierten Kurven definiert.

Das auf diese Weise ermittelte Verhältnis zwischen den beiden Pulsamplituden beträgt $3,77 \pm 0,06$, bzw. der Anteil des zweiten Pulses an der Amplitude des Ersten 26,5 Prozent.

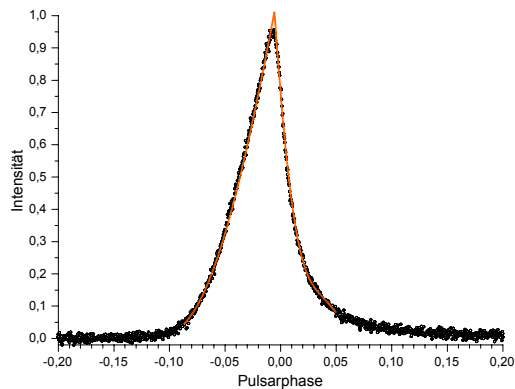


Abbildung 5.3: numerische Näherungsfunktion zur Auswertung des ersten Pulses

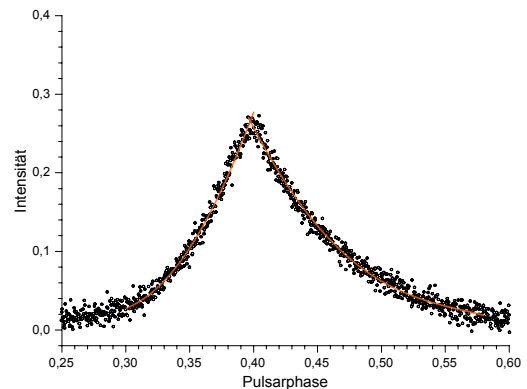


Abbildung 5.4: numerische Näherung des zweiten Pulses analog zu Abbildung 5.3

5.1.4 Anstiegs- und Abfallszeiten der beiden Pulse

Zur besseren Veranschaulichung der unterschiedlichen Anstiegs- und Abfallszeiten der beiden Maxima der Lichtkurve von PSR B0531+21 sind in Abbildung 5.3 und Abbildung 5.4 die entsprechenden Phasenbereiche vergrößert dargestellt. Durch die als orange Linien überlagerten numerischen Näherungskurven ist auch das bereits angesprochene und in Kapitel 5.1.6 diskutierte Plateau an der Spitze des Hauptpulses zu erkennen. Insbesondere bei Betrachtung des zweiten Pulses, dessen Meßpunkte wegen der geringeren Amplitude über einen größeren relativen Fehler verfügen, wird hingegen klar, wie deutlich sich die Genauigkeit sowohl der Bestimmung des Maximums, als auch des Flankenverlaufs durch das mathematische Modell verbessern läßt.

Als charakteristische Zeitkonstante der Pulsflanken wird für jeden der vier Teilbereiche die halbe Halbwertsbreite aus den numerischen Näherungen bestimmt. Die dabei ermittelten Werte, ausgedrückt in Einheiten des Phasenwinkels, sind zusammen mit den anderen Daten der Lichtkurve in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Obwohl die einzelnen Werte um mehr als einen Faktor vier auseinanderliegen, und der zweite Puls merklich kleiner und ungefähr doppelt so breit wie das Hauptmaximum ist, ist trotzdem eine gewisse Symmetrie der Lichtkurve ausgehend vom Brückenbereich zwischen den beiden Pulsen zu erkennen. So weisen, neben der in diesem Bereich erhöhten Basisintensität, beide innenliegenden Pulsflanken, verglichen mit den jeweiligen äußeren Werten, die schnelleren Zeitkonstanten auf. Und auch der scheinbare Intensitätsunterschied zwischen den beiden Pulsen verringert sich, sobald anstelle des detaillierten zeitlichen Verlaufs der in ihnen enthaltene integrierte Strahlungsfluß betrachtet wird. Bestimmt man für beide Pulse

die von der vollen Halbwertsbreite eingeschlossene Photonenrate, so liegt diese beim Zweiten sogar um ungefähr 20 Prozent über dem des ersten Maximums. Insgesamt stützt diese Symmetrie die existierende Theorie, daß die auf der Erde empfangbare Lichtkurve des Krebs Pulsars von nur einem der beiden magnetischen Pole des rotierenden Neutronensterns stammt. Je nach betrachtetem Energiebereich wird die Strahlung dort durch unterschiedliche Emissionsmechanismen erzeugt und entlang der Oberfläche eines mitrotierenden virtuellen Kegels abgestrahlt (siehe Kapitel 1.3.4). Das gemessene Intensitätsprofil der Lichtkurve entspricht dabei der räumlichen Verteilung der Emission innerhalb dieses Kegels, so wie sie sich auf der Schnittlinie mit der Sichtlinie des Beobachters darstellt.

5.1.5 Phasenabstand der beiden Pulse

Unter Verwendung der numerischen Näherungen für die Flanken der beiden Maxima können auch die Phasenlagen, und damit der Phasenabstand zwischen den Pulsen der Lichtkurve, präzise bestimmt werden.

Laut den in Tabelle 5.1 aufgeführten Phasenpositionen beträgt der auf diese Art aus den OPTIMA Meßdaten ermittelte zeitliche Abstand zwischen den zwei Pulsen $\varphi = 0,4031 \pm 0,0017$ und stimmt dabei sehr gut mit dem Wert der niederenergetischen Gammastrahlung von $0,402 \pm 0,005$ [Masnou et al. 1994] überein. Bezogen auf das theoretische Modell der Pulsarstrahlung stützt diese Übereinstimmung die Vermutung, daß alle höherenergetischen Emissionen eines Pulsars, vom optischen Wellenlängenbereich bis hin zur Gammastrahlung, aus der selben Region in der Magnetosphäre des Neutronensterns stammen, und vermutlich sogar auf den gleichen Emissionsmechanismus zurückzuführen sind (siehe Kapitel 1.3.4.3).

Insbesondere durch den breiten zeitlichen Verlauf des zweiten Maximums ist das ermittelte Ergebnis allerdings relativ stark von dem zugrundegelegten mathematischen Näherungsmodell abhängig [Eikenberry et al. 1997], wodurch die Festlegung eines allgemein gültigen Vertrauensintervalls erschwert wird. Unter der Voraussetzung, daß beide Pulsflanken getrennt modelliert werden, stellt der oben angegebene Wert von $\Delta\varphi = 0,0017$ jedoch die typische Größenordnung der auftretenden Schwankungen dar, wie durch den Einsatz von mehreren unterschiedlichen Testfunktionen ermittelt wurde. Deutlich zu klein bemessen ist diese Fehlergrenze

hingegen für den Fall, daß die Trennung der beiden Flanken aufgehoben und ein kompletter Pulsverlauf von nur einer mathematischen Funktion beschrieben werden soll. Vor allem durch die schwierig erfaßbare Asymmetrie der Anstiegs- und Abfallszeiten weisen die Ergebnisse derartiger Näherungen größere Unsicherheiten auf, und liegen meist außerhalb des oben genannten Vertrauensbereichs für getrennte Modelle (siehe Kapitel 5.1.9).

5.1.6 Zeitauflösung des ersten Pulses

Wie bereits bei der Bestimmung der Maximalwerte der beiden Pulse angedeutet wurde, scheint an der Spitze des ersten Pulses ein geringes Intensitätsdefizit in Bezug auf die ansonsten gut angepaßten numerischen Näherungen der Pulsflanken vorhanden zu sein. Diese Vermutung kann nun durch die sehr hohe absolute Zeitauflösung des OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometers näher untersucht werden. Dazu wird aus den einzelnen Photonenankunftszeiten mehrerer Einzelmessungen eine phasenkohärent summierte Lichtkurve mit 3000 Phasenintervallen erstellt, was bedeutet, daß der Zeitabstand zwischen zwei dargestellten Intensitätswerten nur noch ungefähr 11,2 Mikrosekunden beträgt. In Abbildung 5.5 ist der zentrale Phasenbereich um das Maximum des ersten Pulses der Lichtkurve zusammen mit mehreren numerischen Näherungslinien dargestellt.

Durch die sehr hohe zeitliche Auflösung entfällt bei gleichbleibender Meßdauer nur ein geringer Teil des Strahlungsflusses auf ein Phasenintervall, so daß die relativen Fehler der Photonenstatistik in den einzelnen Intervallen stark anwachsen. Als zumindest teilweise Kompensation wurden deshalb zur Berechnung der Lichtkurve die Meßdaten des Krebs Pulsars aus allen vier aufeinanderfolgenden Beobachtungsnächten herangezogen, wobei sich eine summierte Meßzeit von mehr als einhundert Minuten ergibt (siehe Tabelle 5.2).

Bei den drei in der Grafik wiedergegebenen Kurven handelt es sich zum Einen um die bereits zur Bestimmung der Anstiegs- und Abfallszeit verwendeten numeri-

Datum der Messung	Meßzeit [min]
30.12.1999	20
31.12.1999	32
01.01.2000	40
02.01.2000	10

Tabelle 5.2: Verteilung der Meßzeit auf PSR B0531+21 im Winter 1999/2000

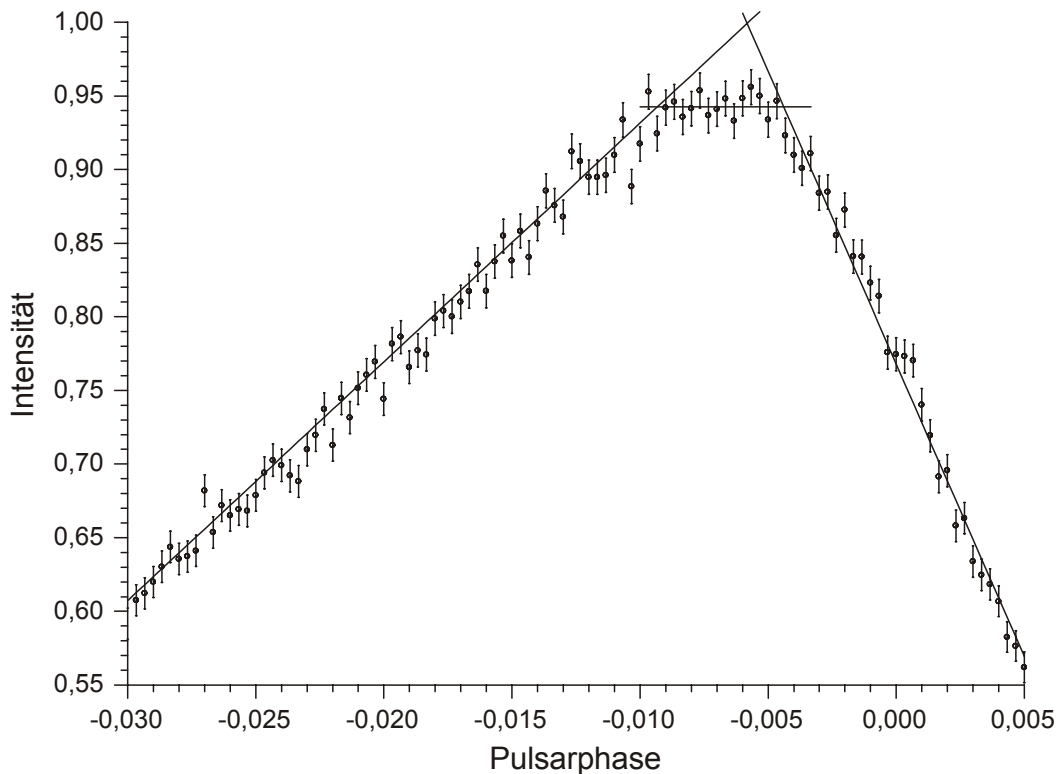


Abbildung 5.5: zeitlich hochaufgelöste Darstellung des Zentralbereichs des ersten Maximums der Lichtkurve von PSR B0531+21

Der zeitliche Abstand zwischen zwei dargestellten Phasenintervallen beträgt 11,2 Mikrosekunden. Zur Verminderung der eingezeichneten 68 prozentigen Fehlergrenzen wurden die Daten von mehreren Einzelmessungen zusammengefaßt. Die gesamte zugrundeliegende Meßzeit beträgt ungefähr einhundert Minuten. Die überlagerten Linien basieren auf den numerischen Näherungen der ansteigenden und abfallenden Pulsflanke, sowie auf der Annahme eines zeitlich konstanten Intensitätsniveaus im Phasenbereich zwischen -0,0093 und -0,0047.

schen Näherungen der beiden Pulsflanken, und zum Anderen um die Annahme einer zeitlich konstanten Strahlungsintensität im Phasenbereich von $-0,0093 \leq \varphi \leq -0,0047$. Entsprechend der in Kapitel 5.1.3 geschilderten Vorgehensweise ist die Amplitude der dargestellten Lichtkurve auf den Zahlenbereich zwischen Null und Eins normiert, wobei der Maximalwert der Skalierung als Schnittpunkt der links- und rechtsseitigen Näherungskurven definiert ist.

Um eine negative Beeinflussung der Modellierung der beiden Flanken durch die zentrale Abflachung auszuschließen, wurden als Grundlage der Berechnung nur die Phasenwinkel außerhalb von -0,011 und -0,003 verwendet, und die Intensitätswerte innerhalb dieses Bereichs anschließend mit Hilfe der ermittelten Gleichungen extrapoliert. Für die Festlegung des inneren Strahlungsniveaus hingegen kam nur der Phasenbereich zwischen -0,009 und -0,004 in Betracht, und die ermittelte normierte Intensität unter der einfachsten Annahme eines in diesem Bereich zeitlich konstanten Strahlungsflusses lautet $0,943 \pm 0,002$.

Ausgehend von diesem Wert und dem angegebenen 68 prozentigen Vertrauensintervall der numerischen Näherung beträgt die Signifikanz des Intensitätsdefizits bezüglich eines idealisierten Pulses entsprechend der extrapolierten Flankenverläufe mehr als 28 Standardabweichungen. Doch auch auf der Basis des viel größeren relativen Fehlers eines einzelnen Phasenintervalls beträgt die Signifikanz der Abweichung noch 4,8 Sigma.

Als Definition der charakteristische Breite des Plateaus kann der Phasenwinkel zwischen den beiden Schnittpunkten der numerischen Näherungen benutzt werden, womit man als entsprechenden Wert je nach verwendetem Maßsystem $\varphi = 0,0049$ Phasenwinkel, $\varphi = 1,78$ Grad bzw. $\varphi = 165$ Mikrosekunden erhält. Die Festlegung exakter Fehlergrenzen ist jedoch aus mehreren Gründen schwierig. So sind die Zeitauflösung und der relative Fehler der einzelnen Meßwerte zwar ausreichend, um den Plateaubereich deutlich aufzulösen und auch um die Annahme eines in diesem Bereich zeitlich konstanten Strahlungsflusses zu stützen, doch kann auf der Basis der präsentierten Daten keine endgültige Aussage über den Verlauf des Übergangs zwischen den steilen Pulsflanken und dem flachen Zentrum gemacht werden. Im Rahmen der Meßfehler kann es sich dabei sowohl um eine unstetige Änderung der Anstiegszeit, als auch um einen über wenige Phasenintervalle ausgedehnten fließenden Übergang handeln, wodurch sich der Phasenwinkel konstanten Flusses dementsprechend verkleinern würde. Zudem ist die genaue Lage der Schnittpunkte natürlich stark vom Verlauf der zugrundegelegten Näherungskurven abhängig. Insbesondere durch die mathematisch schwer greifbare geometrische Form der beiden Pulsflanken sind jedoch kleinere Veränderungen je nach verwendetem Modell und Phasenbereich nicht auszuschließen. Unter der Voraussetzung eines sprunghaften Übergangs ist allerdings ein Vertrauensbereich von zwei Phasenintervallen, also $\delta\varphi = 0,0007$ Phasenwinkel bzw. $\delta\varphi = 22$ Mikrosekunden, sicherlich ein brauchbarer Anhaltspunkt.

Diese Veränderung der Anstiegs- und Abfallszeit des Intensitätsverlaufs in einem Bereich von ungefähr 150 Mikrosekunden um die Mitte des ersten Maximums der Lichtkurve des Krebs Pulsars wurde zwar bereits vor einigen Jahren ausgehend von Messungen des Hubble Space Telescopes vermutet [Percival et al. 1993], doch weisen die neuen OPTIMA Meßdaten eine mehr als doppelt so hohe Zeitauflösung und einen geringeren relativen Fehler der gemessenen Intensitäten auf. Die bisherige Vermutung eines abgeflachten Maximums wird dadurch sowohl im

Hinblick auf die vorgeschlagene Zeitdauer, als auch auf das Ausmaß des verminderten Strahlungsflusses bezüglich der extrapolierten Pulsflanken eindrucksvoll bestätigt.

Erstmals kann jedoch auch eine fundierte Aussage über den zeitlichen Verlauf des Intensitätsniveaus für den fraglichen Bereich gemacht werden. Abgesehen von eventuell vorhandenen, dann aber sehr kurzen und unterhalb der Auflösungsgrenze liegenden Übergangsbereichen, sind die Daten aus Abbildung 5.5 sehr gut mit der Annahme eines zeitlich konstanten Strahlungsflusses bei $-0,0093 \leq \varphi \leq -0,0047$ verträglich. Eine signifikante Phasenabhängigkeit der Intensität kann unter Beibehaltung des linearen Näherungsmodells nicht festgestellt werden.

Bei der zeitlichen Ausdehnung der abgeflachten Spitze des ersten Pulses handelt es sich um die kürzeste Zeitstruktur, die bislang in der Lichtkurve von PSR B0531+21 nachgewiesen werden konnte. In Verbindung mit dem zugrundeliegenden Emissionsmodell, bei dem die Strahlung in der Form eines hohlen Kegels abgegeben wird (siehe Kapitel 1.3.4.3), bedeutet dies, daß die räumliche Ausdehnung der kleinsten dabei auftretenden emittierenden Struktur nicht größer als der Phasenwinkel des Plateaus, also ungefähr zwei Grad sein kann.

Grundsätzlich wäre das Zustandekommen des in Abbildung 5.5 dargestellten Intensitätsverlaufs und des darin enthaltenen sehr schmalen Plateaus natürlich auch durch eine geringfügig fehlerbehaftete Messung oder Phasenanalyse der Ankunftszeiten der gemessenen Photonen denkbar, doch können diese Ursachen aus unterschiedlichen Gründen ausgeschlossen werden, wie im Folgenden gezeigt wird.

Bei der Betrachtung der zeitlichen Präzision einer Messung mit dem OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometer sind dabei zwei Faktoren zu berücksichtigen, nämlich die Zeitgenauigkeit, mit der die registrierten Photonen von den APD-Detektoren in elektrische Impulse umgewandelt werden, und die Genauigkeit, mit der diese Impulse vom computergestützten Datenerfassungssystem gespeichert werden. Keine dieser beiden Komponenten kommt jedoch für die Verursachung eines Effekts in der fraglichen Größenordnung von 165 Mikrosekunden in Frage, da die elektrische Umwandlung eines Photons innerhalb von 300 Pikosekunden erfolgt [siehe Kapitel 2.3.2], und auch die Speicherung dieser Signale höchstens zu einer Unsicherheit von zwei Meßtakten plus der maximalen Abweichung des

GPS-Zeitsignals führen kann [siehe Kapitel 2.5.1.2] und damit im Bereich von etwa zehn Mikrosekunden liegt.

Doch wie bereits angesprochen, könnte auch ein Fehler in der extern vorgegebenen zeitabhängigen Verminderung der Rotationsfrequenz eine kontinuierliche Drift der Phasenlage des Maximums im Verlauf des über vier Nächte verteilten Beobachtungszeitraums hervorrufen. Auch eine derartige Ursache kann allerdings aus mehreren Gründen ausgeschlossen werden. Dabei ist es bereits aufgrund der Vorgehensweise zur Bestimmung der Pulsarephemeriden sehr unwahrscheinlich, daß diese einen ausreichend großen Fehler beinhalten, um die notwendige Phasendrift innerhalb eines Meßzeitraums von nur vier Tagen zu erzeugen. Im Fall des Krebs Pulsars werden die aktuellen Daten routinemäßig etwa einmal monatlich von Radioastronomen des Jodrell Bank Observatory bestimmt und veröffentlicht. Aus mindestens zwei möglichst weit auseinanderliegenden einzelnen Messungen werden dazu die jeweiligen Phasenlagen des Hauptpulses am Baryzentrum unseres Sonnensystems bestimmt, und anschließend die aktuellen Werte der Rotationsfrequenz sowie deren Zeitableitungen so festgelegt, daß die Phase des Hauptpulses konstant bleibt. Entsprechend dem größeren zeitlichen Abstand zwischen den zugrundeliegenden Messungen und der Stärke des Radiosignals ist die dabei erzielte Genauigkeit viel zu hoch, um die notwendige Phasendrift bereits innerhalb von vier Nächten zuzulassen.

Für die beiden verwendeten Ephemeridensätze um den Jahreswechsel 1999/2000 wird die maximale Phasenunsicherheit innerhalb des jeweiligen Monats dementsprechend auch mit 60 bzw. 150 μsec angegeben [Lyne et al. 1992a], wodurch eine Abweichung in der Größenordnung von 165 μsec innerhalb von nur vier Tagen bereits nahezu ausgeschlossen ist.

Ferner ist bei Betrachtung der in Tabelle 5.2 zusammengestellten Verteilung der Meßzeit deutlich das Ungleichgewicht zwischen den einzelnen Nächten erkennbar, wodurch auch der in einer Nacht gemessene integrale Strahlungsfluß von PSR B0531+21 stark unterschiedlich ist. Da zur Erstellung der Lichtkurve aus Abbildung 5.5 die Daten aller vier Nächte jedoch direkt aufsummiert und erst das erhaltene Ergebnis der dargestellten Normierung unterzogen wurde, bedeutet dies, daß die einzelnen Nächte eine dementsprechend unterschiedliche Gewichtung bezüglich des Gesamtergebnisses haben. In Kombination mit der Tatsache, daß die vier diskreten Meßblöcke um jeweils ungefähr 24 Stunden auseinander liegen,

könnte der vorliegenden Kurvenverlauf mit einem kontinuierlichen Plateaubereich selbst bei einer vorhandenen Drift der Phasenlage des Maximums nicht mehr aus den vier Einzelmessungen zusammengesetzt werden.

Da zudem auch jede der vier für eine einzelne Nacht erzeugten Lichtkurven im Rahmen ihrer größeren relativen Fehler mit dem Verlauf der summierten Lichtkurve verträglich ist, kann das Meßergebnis endgültig als gesichert betrachtet und der Ursprung des gemessenen Intensitätsdefizits auf den beobachteten Pulsar des Krebsnebels zurückgeführt werden.

5.1.7 Zeitauflösung des zweiten Pulses

Selbstverständlich kann auch das zweite Maximum der Lichtkurve mit der gleichen hohen Zeitauflösung untersucht werden, um festzustellen, ob auch bei diesem ein Bereich mit zeitlich konstanter Intensität an der Spitze des Pulses nachgewiesen werden kann. In Abbildung 5.6 sind dazu die entsprechenden Meßwerte zusammen mit ihren 68 prozentigen Vertrauensintervallen und den beiden numerischen Näherungen der Anstiegs- und Abfallsflanke dargestellt.

Dabei wird auch direkt das Hauptproblem einer präzisen Untersuchung offensichtlich, denn verglichen mit dem Hauptmaximum weist der zweite Puls eine mehr als doppelt so große volle Halbwertsbreite aber nur knapp ein Viertel der Amplitude auf. Durch die geringere Strahlungsintensität vergrößert sich der relative Fehler der einzelnen Meßwerte ungefähr um den Faktor zwei, und in Verbindung mit der allgemein breiteren Pulsform nimmt auch die Unsicherheit der numerischen Näherungen der beiden Flanken merklich zu.

Bei der Analyse des zeitlichen Intensitätsverlaufs kann deshalb im Bereich der fraglichen Zeitdauer von etwa 165 μsec , der Größenordnung des Intensitätsdefizits des ersten Maximums, keine signifikante Aussage getroffen werden. Aufgrund der großen relativen Fehler der Einzelmessungen liegen sowohl der Fall eines ideal spitzen Pulses entsprechend den numerischen Näherungen, als auch das Vorhandensein einer kleinen zentralen Zone zeitlich konstanten Strahlungsflusses vollständig im Rahmen des statistisch vertretbaren Kurvenverlaufs.

Eine zumindest etwas weiterreichendere Untersuchung ist hingegen bezüglich eines möglichen Intensitätsdefizits zwischen dem Maximum des Pulses, definiert durch den Schnittpunkt der beiden Näherungen, und dem höchsten real erreichten Meßwert durchführbar. Leichte Veränderungen in der Form und Steigung der

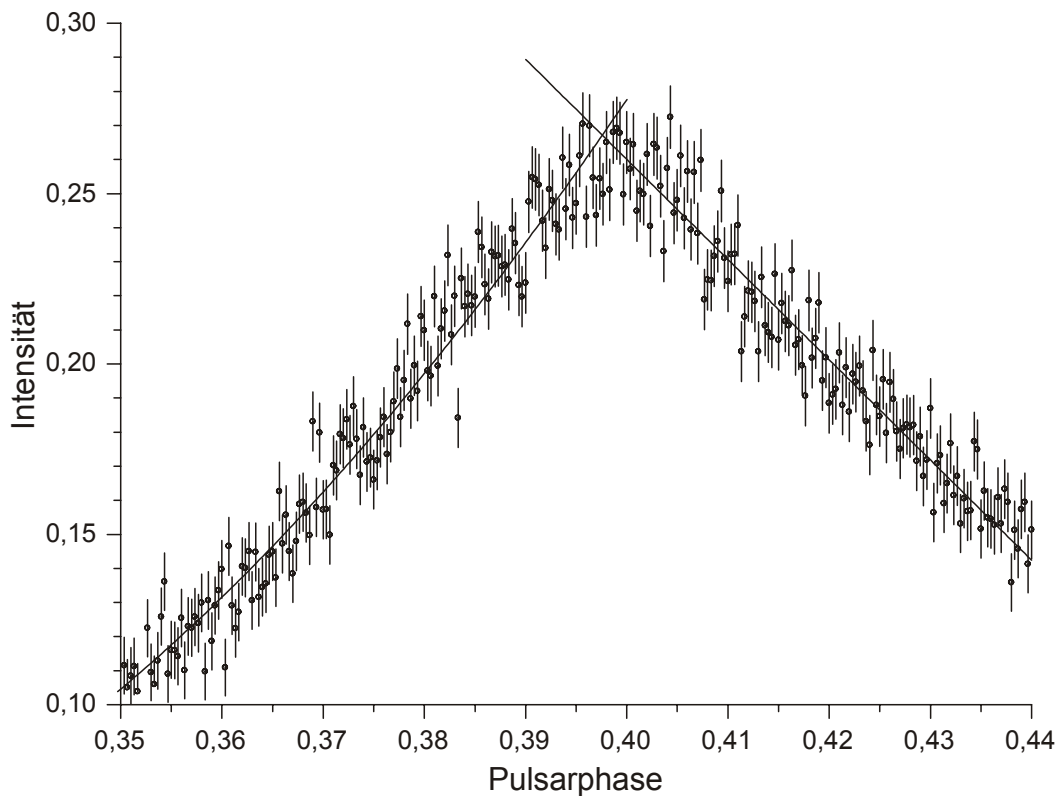


Abbildung 5.6: zeitlich hochaufgelöste Darstellung des Zentralbereichs des zweiten Maximums der Lichtkurve von PSR B0531+21

Die zeitliche Abstand der dargestellten Phasenintervalle beträgt 11,2 Mikrosekunden. Zur Verminderung der eingezeichneten 68 prozentigen Fehlergrenzen wurden die Daten von mehreren Einzelmessungen zusammengefaßt. Die gesamte zugrundeliegende Meßzeit beträgt ungefähr einhundert Minuten. Die überlagerten Linien basieren auf den numerischen Näherungen der ansteigenden und abfallenden Pulsflanke.

numerischen Kurven haben nämlich wegen der großen Halbwertsbreite und dem damit verbundenen flachen Anstieg und Abfall nur einen geringen Einfluß auf den Intensitätswert des Schnittpunkts, weshalb sich die erhöhte Unsicherheit der mathematischen Näherung nicht in der Bestimmung des theoretischen Maximums fortsetzt. Bei Betrachtung der in Abbildung 5.6 dargestellten Meßwerte, Fehlergrenzen und Näherungen wird schnell klar, daß selbst bei größeren, im Rahmen der Statistik jedoch immer noch als möglich einzustufenden, Variationen des Kurvenverlaufs kaum ein Intensitätsunterschied von mehr als einer Standardabweichung zwischen dem definierten Maximum und dem Wert der höchsten Einzelmessung erreicht werden kann.

Für die Ablehnung eines Phasenbereichs konstanter Intensität in der Größenordnung von 165 Mikrosekunden genügt diese Aussage jedoch nicht, denn durch die größere Halbwertsbreite reduziert sich auch das Verhältnis zwischen einem eventuell vorhandenen Intensitätsdefizit und der entsprechenden Breite des Plateaus,

wodurch in diesem Fall die zugehörige Intensitätsdifferenz auf einen Wert innerhalb der Fehlergrenzen einer Einzelmessung verringert wird.

Selbst wenn es sich also bei der im ersten Maximum nachgewiesenen Zeitstruktur um die kleinstmögliche räumliche Struktur des Emissionsgebiets handelt, und diese somit auch an der Spitze des zweiten Pulses vorhanden sein muß, reicht die Genauigkeit der Messung in diesem Phasenbereich nicht aus, um dies signifikant nachzuweisen oder auszuschließen.

5.1.8 Phasenlage des Hauptpulses

Wie bereits mehrfach angesprochen, wurden zur Auswertung der Meßdaten von PSR B0531+21 die Pulsarephemeriden des Jodrell Bank Radioobservatoriums verwendet, um den gemessenen Einzelphotonen eine ihrer Ankunftszeit am Baryzentrum unseres Sonnensystems entsprechende Phasenposition innerhalb der Rotationsperiode des Neutronensterns zuzuordnen. Auch die Definition des Phasennullpunkts beruht dabei auf Beobachtungen im Radiobereich und ist festgelegt durch die baryzentrische Ankunftszeit des Hauptpulses. Insbesondere bei einer Beobachtungsfrequenz von 1418 MHz, bei der die volle Halbwertsbreite des ersten Maximums weniger als sechs Grad beträgt, ist diese Definition mit sehr hoher Präzision umsetzbar.

Aufgrund der hohen absoluten Zeitauflösung des Hochgeschwindigkeitsphotometers und der relativ großen visuellen Strahlungsintensität der Quelle kann jedoch auch aus den OPTIMA Meßdaten die zeitliche Lage des ersten Pulses sehr genau bestimmt werden (siehe Abbildung 5.5). Zur Vermeidung von Unstimmigkeiten durch das Intensitätsplateau wird als möglichst exakte Definition des Maximums der Schnittpunkt zwischen den beiden numerischen Näherungen der ansteigenden und abfallenden Pulsflanke verwendet, und man erhält in Bezug auf den Phasennullpunkt des Radiobereichs $\varphi = -0,0058$ Phasenwinkel, $\varphi = -2,09$ Grad bzw. $\varphi = -194$ Mikrosekunden. Entsprechend den Ausführungen bei der Bestimmung der zeitlichen Länge des Intensitätsplateaus in Kapitel 5.1.6, wird das zugehörige Vertrauensintervall wiederum mit $\delta\varphi = 0,0007$ Phasenwinkel bzw. $\delta\varphi = 22$ Mikrosekunden angesetzt, und sollte auch hier ausreichend groß gewählt sein, um der angesprochenen Unsicherheit bei verschiedenen mathematischen Näherungsfunktionen Rechnung zu tragen.

Das Signal des Pulsars kommt somit bei den Messungen von OPTIMA geringfügig, aber deutlich meßbar, vor dem durch die Jodrell Bank Pulsarephemeriden vorhergesagten Zeitpunkt am Baryzentrum unseres Sonnensystems an. Obwohl die hier diskutierte Zeitspanne von weniger als 200 Mikrosekunden durchaus in der gleichen Größenordnung wie das Intensitätsplateau an der Spitze des ersten Maximums liegt, bei dessen Diskussion die Zurückführung des Effekts auf fehlerhafte Ephemeriden aus mehreren Gründen ausgeschlossen werden konnte (siehe Kapitel 5.1.6), sind diese beiden Phänomene bezüglich ihrer Ableitung aus den extern vorgegebenen Rotationsparametern nicht miteinander vergleichbar. Denn während für die Rechtfertigung der Existenz des Plateaus nur die relative Zeitgenauigkeit der Analyse über einen Zeitraum von vier Tagen von Bedeutung ist, handelt es sich bei der Phasenlage des Hauptpulses um einen absoluten Zeitpunkt, der mit ungleich größeren Unsicherheiten behaftet ist.

Dabei liegt das Risiko weniger bei der Eichung der verwendeten Detektorsysteme auf den weltweiten Zeitstandard UTC, die zum Beispiel bei OPTIMA genauer als zwei Mikrosekunden ist, als vielmehr bei der Transformation der lokal gemessenen Ankunftszeit auf das Baryzentrum unseres Sonnensystems, und vor allem bei den Fehlergrenzen der in den Pulsarephemeriden enthaltenen Definition des Phasennullpunkts selbst.

Da die Genauigkeit der größtenteils auf einfachen geometrischen Beziehungen beruhenden Baryzentrisierung hauptsächlich von den dreidimensionalen Raumpositionen der beteiligten Himmelskörper bestimmt wird, ist es zur Einschätzung des ersten Unsicherheitsfaktors sinnvoll, die fragliche Zeitdifferenz über die Lichtgeschwindigkeit in eine entsprechende Entfernung von ungefähr 60 km umzurechnen. Wie bei der ausführlichen Diskussion des Baryzentrisierungsprozesses in Kapitel 3.1 jedoch bereits dargelegt wurde, liegt die Abweichung der für einen beliebigen Zeitpunkt aus einer Datenbank extrapolierten Objektpositionen nur in der Größenordnung von wenigen hundert Metern und damit um mehr als einen Faktor einhundert unterhalb des gesuchten Werts. Die Zurückführung des Ankunftszeitunterschieds der beiden Hauptmaxima auf einen Baryzentrisierungsfehler kann damit ausgeschlossen werden.

Anders sieht es bei der Betrachtung der zeitlichen Unsicherheit in der Nullpunktdefinition der einmal monatlich von Jodrell Bank berechneten und anschließend allgemein zur Verfügung gestellten Rotationsparametern von PSR B0531+21 aus

[Lyne et al. 1992a]. Denn entsprechend den Angaben der beiden, für die Analyse der OPTIMA Messungen zwischen dem 30. Dezember 1999 und dem 2. Januar 2000 in Frage kommenden, Pulsarephemeriden vom 15.12.1999 und 15.1.2000 beträgt der maximale zeitliche Fehler bei der Extrapolation des Phasennullpunkts 60 bzw. 150 Mikrosekunden. Da zur Auswertung der betrachteten Meßdaten die für den jeweiligen Stichtag gegebenen Ephemerideninformationen über den maximal vorgesehenen Zeitraum eines halben Monats extrapoliert werden müssen, ist es ebenso notwendig, davon auszugehen, daß auch der darin möglicherweise enthaltene zeitliche Fehler bis in den Bereich der angegebenen Fehlergrenzen anwachsen wird.

Betrachtet man bei der weiteren Diskussion als möglichst konservative Annahme zudem den größeren der beiden Werte, also 150 μsec , so liegt dieser bereits in der gleichen Größenordnung wie die analysierte Phasendifferenz von etwas mehr als 190 Mikrosekunden. Eine fundierte Aussage über die reale Existenz des gemessenen Zeitunterschieds ist daher leider nicht mehr möglich, wobei allerdings nochmals darauf hingewiesen werden sollte, daß dies kein systematischer Fehler des OPTIMA Detektorsystems ist, sondern allein auf die in diesem Fall ungenügende Präzision der Radiodaten zurückzuführen ist.

Zur endgültigen Klärung dieser Frage ist deshalb die Durchführung einer Multiwellenlängenkampagne zu empfehlen, bei der zeitgleich zu den Messungen des OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometers auch Messungen im Radiobereich stattfinden, so daß die jeweiligen Daten ohne zeitliche Extrapolation und daher mit deutlich höherer Genauigkeit miteinander korreliert werden können.

5.1.9 Vergleich der Lichtkurve mit angrenzenden Spektralbändern

Aufgrund der bereits seit langer Zeit bekannten und auch im Bereich der sichtbaren Wellenlängen mit hoher Präzision vermessenen Lichtkurve von PSR B0531+21, steht eine Fülle an veröffentlichten Daten zur Verfügung, mit denen die Messung des OPTIMA Detektorsystems verglichen werden kann. Die Ergebnisse einer derartigen Untersuchung sind dabei aus zweierlei Gründen interessant und aufschlußreich.

Zum Einen wird dadurch eine abschließende Kontrolle der Dynamik und zeitlichen Präzision des Hochgeschwindigkeitsphotometers ermöglicht, indem zwischen den ermittelten charakteristischen Zeitkonstanten der OPTIMA Messung

und den publizierten Werten keine unerklärlichen Differenzen auftreten dürfen. Zum Anderen unterscheiden sich die Eigenschaften des OPTIMA Detektors, zumindest in der Konfiguration des Systems bei den Messungen im Winter 1999/2000, in einem Punkt grundlegend von denen der anderen verwendeten Photometern. Denn während die Messungen der anderen Detektoren in den einzelnen schmalbandigen astronomischen Spektralbändern (siehe Tabelle 5.3) getrennt stattfanden, wurde bei OPTIMA der mehr als doppelt so breite Sensitivitätsbereich der Avalanche Photodioden unbeschränkt genutzt, wodurch sich ein Meßwert zwischen den beiden angrenzenden Filterbereichen ergibt.

Spektralband	Wellenlängenbereich	
UV	[nm]	$175 \leq \lambda \leq 300$
V	[nm]	$400 \leq \lambda \leq 700$
Optima	[nm]	$400 \leq \lambda \leq 1100$
J	[nm]	$1100 \leq \lambda \leq 1400$
H	[nm]	$1500 \leq \lambda \leq 1800$
K	[nm]	$2020 \leq \lambda \leq 2440$

Tabelle 5.3: astronomische Spektralbänder
(Werte nach Eikenberry et al. 1997)

Vor dem Vergleich der einzelnen Charakteristika müssen alle Lichtkurven natürlich einheitlich normiert werden, um die zeitliche Abnahme der Umdrehungsgeschwindigkeit des Neutronensterns und das unterschiedliche Ansprechverhalten der beteiligten Detektoren auszugleichen. Entsprechend den Erläuterungen in Kapitel 5.1.3 geschieht dies bei Pulsarlichtkurven in dem sowohl die Rotationsphase, als auch die auf den Pulsar zurückzuführende Intensitätsvariation linear auf den einheitsfreien Wertebereich zwischen Null und Eins umskaliert werden. Dadurch sind alle störenden äußeren Einflüsse aus der Messung entfernt, und die relativ zu den Eckpunkten der Skalierung bestimmbar Kennzeichen der Lichtkurve sollten unter vergleichbaren Bedingungen auch stets gleiche Werte aufweisen.

Eine Ausnahme bilden hierbei die beiden absoluten Werte, die durchschnittliche Strahlungsintensität des Pulsars bei Vorhandensein einer zeitlich konstanten Grundemission (siehe Kapitel 5.1.2) und die Phasenlage des ersten Pulses bezüglich der zugrundegelegten Radiodaten (siehe Kapitel 5.1.8), welche nicht aus relativen Abläufen innerhalb der Lichtkurve abgeleitet werden können, und die somit durch die Normierung verloren gehen. Diese beiden Themen werden deshalb im

Folgenden außer Acht gelassen, da sie zudem auch bereits innerhalb ihrer jeweiligen Kapitel ausführlich diskutiert wurden.

Auch bei den relativen Charakteristika ist allerdings noch ein weiteres Problem zu berücksichtigen, bevor man zu aussagekräftig miteinander vergleichbaren Werten gelangt. Denn, um unabhängig von den statistischen Fluktuationen der Messung, eine möglichst hohe Genauigkeit zu erreichen, müssen die Pulse der Lichtkurve mit Hilfe mathematischer Verfahren numerisch angenähert werden. Wie auch schon in Kapitel 5.1.5 bei der Bestimmung des Phasenabstands zwischen den beiden Maxima angesprochen wurde, ergibt sich dabei jedoch die Frage der verwendeten Näherungsfunktion. So sind zwar eine Vielzahl von mathematischen Pulsformen einsetzbar, deren numerische Näherungen innerhalb des gleichen Modells auch stabile Werte liefern, doch insbesondere aufgrund der asymmetrischen Anstiegs- und Abfallszeiten schwanken die ermittelten Ergebnisse signifikant beim Übergang von einer Näherungsfunktion zu einer Anderen. Vor allem zwischen den Modellen, welche die beiden Flanken getrennt annähern, und welche den Puls als Ganzes betrachten, sind die resultierenden Unterschiede nicht zu vernachlässigen.

Für einen aussagekräftigen Vergleich ist es deshalb zwingend notwendig, daß alle Werte mit Hilfe des gleichen Modells bestimmt werden. Während bei den bislang geschilderten Analysen der OPTIMA Messungen an PSR B0531+21 dazu ein Näherungsmodell verwendet wurde, das, wie in Kapitel 5.1.3 beschrieben, beide Pulsflanken getrennt ausgewertet und dadurch zwar präzisere Werte liefert aber mathematisch aufwendiger ist, muß nun, im Sinne der besseren Vergleichbarkeit, auf ein anderes Modell umgestiegen werden, nämlich genau das, mit dem auch die veröffentlichten Daten ermittelt wurden. Nach Eikenberry et al. 1997 handelt es sich dabei um eine Polynomfunktion sechsten Grades, mit der jeweils der zentrale Bereich eines Maximums ($\pm 400 \mu\text{sec}$ um das erste Maximum und $\pm 1 \text{ msec}$ um das zweite Maximum) angenähert wird. Die auf diese Art erhaltenen Werte der OPTIMA Lichtkurve von PSR B0531+21 aus dem Winter 1999/2000 sind zusammen mit den Daten der Veröffentlichung in Tabelle 5.4 dargestellt.

Wie aufgrund des breiten sensitiven Spektralbereichs des OPTIMA Detektors, der von der kurzwelligen Seite des V-Bandes bis zur kurzwelligen Seite des J-Bandes reicht (siehe Tabelle 5.3), zu erwarten, gliedern sich die mit OPTIMA gemessenen

<i>Parameter</i>	<i>Spektralband</i>					
	UV	V	<i>Optima</i>	J	H	K
Phasenabstand der beiden Maxima	0,4045	0,4057	<i>0,4060</i>	0,4069	0,4099	0,4087
volle Halbwertsbreite des 1. Maxim.	0,0391	0,04363	<i>0,0463</i>	0,0489	0,0444	0,0486
volle Halbwertsbreite des 2. Maxim.	0,073	0,0815	<i>0,0894</i>	0,091	0,087	0,086
Anstiegszeit des 1. Maxim.	0,0274	0,0302	<i>0,0316</i>	0,0339	0,0298	0,0270
Abfallszeit des 1. Maxim.	0,0117	0,0135	<i>0,0147</i>	0,0151	0,0146	0,0215
Anstiegszeit des 2. Maxim.	0,037	0,0376	<i>0,0387</i>	0,0323	0,039	0,037
Abfallszeit des 2. Maxim.	0,034	0,0439	<i>0,0507</i>	0,059	0,045	0,048

Tabelle 5.4: charakteristische Daten der Lichtkurve von PSR B0531+21 im ultravioletten, sichtbaren und infraroten Wellenlängenbereich

Alle Werte sind in Einheiten der Rotationsphase angegeben und wurden mit der in Eikenberry et al. beschriebenen Näherungsfunktion bestimmt. Die hier dargestellten Daten der OPTIMA Lichtkurve sind deshalb nur bedingt mit denen aus Tabelle 5.1 vergleichbar, die auf einer anderen numerischen Näherung beruhen. (Daten nach Eikenberry et al. 1997 bzw. der mit OPTIMA gemessenen Lichtkurve)

Werte nahtlos zwischen den jeweiligen Daten der schmalbandigen Messungen dieser Wellenlängenbereiche ein.

Insbesondere durch die hohe Genauigkeit der ermittelten Werte, deren typische Fehlergrenzen nur in der Größenordnung von wenigen tausendstel Rotationsphasen [Eikenberry et al. 1997] bzw. weit unterhalb von 0,1 Millisekunden liegen, stellt dieser Vergleich eine eindrucksvolle Bestätigung der zeitlichen Präzision und des verzögerungsfreien Ansprechverhaltens des OPTIMA Detektorsystems dar. Da zur Bestimmung der Werte von OPTIMA in Tabelle 5.4, wie auch schon für die zeitlich hochaufgelösten Untersuchungen der vorangehenden Abschnitte, alle Messungen von PSR B0531+21 aus dem Verlauf von vier Tagen (siehe Tabelle 5.2) zusammengefaßt wurden, umfaßt die hier überprüfte Zeitgenauigkeit nicht nur die Konstanz innerhalb einer einzelnen Messung, sondern auch die absolute Zeitpräzision des verwendeten GPS-Empfängers, auf deren Basis die einzelnen Datensätze überlagert wurden.

Trotz des, nur auf den ersten Blick als Ausreißer erscheinenden, OPTIMA Werts für die Anstiegszeit des zweiten Maximums, sind alle ermittelten Datenpunkte sehr gut mit dem allgemeinen Verlauf der veröffentlichten Meßwerte vom ultravioletten Wellenlängenbereich bis hin zum infraroten K-Band verträglich. Denn während sich bei allen charakteristischen Werten die ansteigende Tendenz von der kurzwelligen Seite her, über den Bereich von OPTIMA, mindestens bis hin zum nächsten Spektralbereich des J-Bands fortsetzt, ist dies für die Anstiegszeit des

zweiten Maximums nicht der Fall. Hier befindet sich die Trendwende hin zu kleineren Meßwerten bereits zwischen dem V- und dem J-Band.

Aus der Tatsache, daß diese Zeitkonstante bei OPTIMA noch größer als der Wert im V-Band ist, läßt sich dabei direkt ableiten, daß sich das Maximum der Verteilung zwischen dem V- und dem J-Band befinden muß, bevor ein Abfall zu dem deutlich kleineren J-Wert einsetzt. Des weiteren steht zu vermuten, da der Datenpunkt von OPTIMA einer Mittelung über den zugrundeliegenden Sensitivitätsbereich entspricht, daß der Wendepunkt der Anstiegszeit sehr weit in Richtung des J-Bandes liegt, so daß der ab dort stattfindende starke Rückgang auf einen Wert weit unterhalb des V-Bandes die ermittelte Zeitkonstante der OPTIMA Messung nicht mehr nennenswert beeinflusst.

Alle anderen Meßwerte von OPTIMA befinden sich dem allgemeinen Trend folgend deutlich zwischen den entsprechenden Werten der umliegenden Spektralbänder. Bei diesen Zeitkonstanten scheint sich der Wendepunkt zu kleineren Werten erst innerhalb des J-Bandes, oder sogar im noch langwelligeren Bereich in Richtung des H- und K-Bandes zu befinden.

In Bezug auf die theoretischen Emissionsmodelle von Pulsaren steht insbesondere der mit der betrachteten Wellenlänge zunehmende Phasenabstand zwischen den beiden Maxima, dessen Veränderung zwischen dem kurz- und dem langwelligen Ende von Tabelle 5.4 $\Delta\phi = 0,0042$ oder ungefähr $140 \mu\text{sec}$ beträgt, in guter Übereinstimmung mit dem erwarteten Verhalten. Wie in Kapitel 1.3.4.3 dargestellt, wird die optische Strahlungsemission von Pulsaren durch das 'outer gap model' erklärt, bei dem sich die Emissionsregion weit außen in der Magnetosphäre des Neutronensterns, nahe dem Lichtzylinder befindet. Insbesondere solche Modelle, bei denen die beiden Pulse der Lichtkurve von PSR B0531+21 auf die räumlich getrennten Gebiete über den zwei gegenüberliegenden magnetischen Polen des Pulsars zurückgeführt werden [Cheng et al. 1986], können die beobachtete Wellenlängenabhängigkeit des Phasenabstands sehr gut erklären. Im Rahmen dieser outer gap Modelle wird davon ausgegangen, daß die niederenergetischeren Photonen in einem größeren Abstand vom zentralen Neutronenstern entstehen als die Höherenergetischeren, wodurch sich je nach betrachteter Wellenlänge eine unterschiedlich lange Lichtlaufzeit zwischen den Emissionsgebieten der beiden Pole ergibt. Für den unter einem beliebigen Raumwinkel stehenden Beobachter spiegelt sich diese Zeitdifferenz, die in diesem Fall einer um etwa 42 km ver-

größerten Weglänge entspräche, in einem geänderten Phasenabstand zwischen den beidem empfangenen Strahlungspulsen wieder, was sich genau mit der oben geschilderten Beobachtung deckt.

Aber auch mit solchen theoretischen Modellen, welche die beobachtete sichtbare Strahlung von PSR B0531+21 auf Emissionen über nur einem magnetischen Pol des Pulsars zurückführen und die beiden Intensitätsmaxima der Lichtkurve mit dem vorderen und hinteren Rand des rotierenden Strahlungskegels assoziieren, ist ein veränderlicher Phasenabstand zwischen den beiden Pulsen erklärbar. Denn entsprechend dem Verlauf der magnetischen Feldlinien in der Magnetosphäre, vergrößert sich der Öffnungswinkel des durch die erste geschlossene Feldlinie begrenzten Emissionskegels mit steigendem Abstand von der Oberfläche des Neutronensterns (siehe Abbildung 1.4). Da die Abstrahlung der beschleunigten Teilchen dabei in Richtung ihrer Bewegung entlang dem Magnetfeld gebündelt ist, und auch bei diesen Modellen die langwelligere Strahlung in größerer Entfernung vom Pulsar erzeugt wird, variiert auch hier der beobachtete Phasenabstand zwischen den beiden Intensitätsmaxima mit der betrachteten Wellenlänge.

Bezüglich der anhand von Tabelle 5.4 zu vermutenden Wellenlängenabhängigkeit der Anstiegs- und Abfallszeiten der beiden Pulse sind die derzeit noch sehr einfachen Emissionsmodelle hingegen noch nicht weit genug entwickelt, um ein derartiges Verhalten erklären zu können [Eikenberry et al. 1997].

5.1.10 Zusammenfassung der Messungen von PSR B0531+21

Da die mehrfachen Messungen des Krebs Pulsars mit OPTIMA im Winter 1999/2000 in erster Linie zur Überprüfung und Dokumentation der absoluten Zeitauflösung des Hochgeschwindigkeitsphotometers über einen Zeitraum von mehreren Tagen durchgeführt wurden, sollte auch als Erstes und Wichtigstes festgehalten werden, daß das Detektorsystem bei diesem Test alle Erwartungen erfolgreich erfüllt hat.

Wie jedoch sehr schön durch die Analyse des an der Spitze des ersten Maximums befindlichen Plateaus konstanter Intensität verdeutlicht wird (siehe Kapitel 5.1.6), können auch bei bereits wohlbekanntem und scheinbar umfassend studierten astronomischen Objekten, wie dem Pulsar des Krebsnebels, durch den Einsatz neuer Detektoren oft noch weitere Details aufgelöst werden.

5.2 PSR B0630+17 - der Geminga Pulsar

Dem Pulsar Geminga kommt sicherlich eine Sonderstellung innerhalb der Gruppe der bis heute mehr als 1200 bekannten Radio-, Röntgen- und Gammapulsaren zu, denn während bei allen anderen dieser Objekte, zusätzlich zu einer eventuellen Detektion in höherenergetischen Energiebereichen, immer auch ein eindeutiger Nachweis als Quelle zeitlich variabler Radiostrahlung vorhanden ist, ist dies bei PSR B0630+17 nicht der Fall. Im gängigen Radioband bei 1418 MHz war die Suche nach Pulsation bislang vollständig erfolglos, und lediglich bei einer für die Radioastronomie sehr niedrigen Frequenz von 102,5 MHz konnte unter Vorgabe der aus dem Gammastrahlungsbereich bekannten Periodendauer eine mögliche Lichtkurve gemessen werden, deren mittlerer Strahlungsfluß jedoch sehr großen Langzeitschwankungen in der Größenordnung eines Faktors 100 zu unterliegen scheint [Malofeev & Malov 1997]. Dieses Ergebnis des russischen Pushchino Radio Astronomy Observatory konnte seither allerdings noch von keinem anderen Radioteleskop bestätigt werden [Kassim & Lazio 1999].

Ausgehend von den Lichtkurven aus den Bereichen der Gamma- und der hoch- und niederenergetischen Röntgenstrahlung (siehe Abbildung 5.7), käme dem Nachweis einer signifikanten Intensitätsvariation im sichtbaren Licht somit große Bedeutung zu, da es sich, in Abwesenheit einer gesicherten Radiomessung, eventuell um das niederenergetische Ende der gepulsten Emission handelt.

Das Problem bei einer derartigen Messung ist jedoch, daß Geminga, wie auch die meisten anderen bislang entdeckten optischen Pulsare, nur über eine äußerst geringe und an der Nachweisgrenze heutiger CCD Detektoren liegende visuelle Strahlungsintensität von $m_V = 25,5^m$ verfügt [Bignami et al. 1987]. So dauerte es auch einige Jahre, bis aus mehreren in Frage kommenden

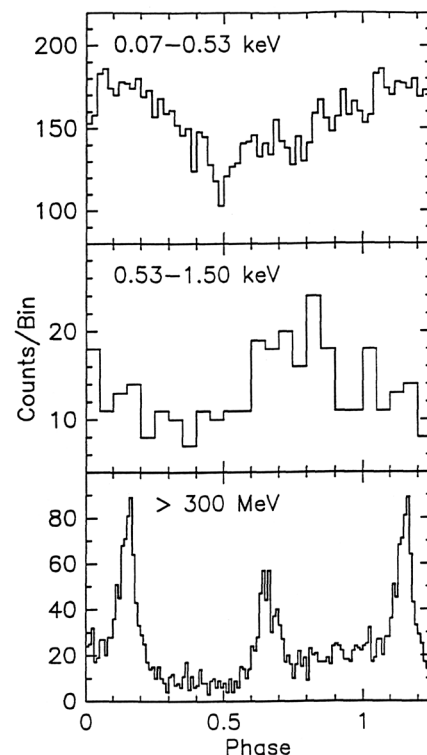


Abbildung 5.7: Lichtkurven von PSR B0630+17 im Energiebereich der Röntgen- und Gammastrahlung [Halpern & Ruderman 1993]

optischen Gegenständen das höchstwahrscheinlich richtige Objekt aufgrund der räumlichen Übereinstimmung, dem spektralen Intensitätsverlauf und einer mit den hochenergetischen Messungen verträglichen räumlichen Eigenbewegung ausgewählt werden konnte [Mignani et al. 1994]. Da der Umfang der insgesamt notwendigen Meßzeit bei Beobachtungen mit hoher Zeitauflösung im Vergleich zu normalen astro- oder photometrischen Aufnahmen um ein Vielfaches ansteigt, und die verwendeten Detektoren zudem meist nur ein sehr kleines Bildfeld erfassen können, mußte aus rationalen Gründen erst die gesicherte Identifikation des optischen Zielobjekts abgewartet werden, bevor bei einer derart lichtschwachen Quelle mit der Suche nach Intensitätsvariationen begonnen werden konnte.

5.2.1 Bisheriger Stand der Suche nach optischer Variation

Obwohl international mehrere Forschungsgruppen auf diesem Gebiet arbeiten, und vereinzelt auch für diesen Zweck geeignete neue Detektorsysteme entwickelt werden, sind erst in letzter Zeit erste veröffentlichte Fortschritte zu erkennen [Shearer et al. 1998]. Leider wirft die von Shearer et al. nach mehr als zweijähriger Datenanalyse erstellte Lichtkurve von PSR B0630+17 (siehe Abbildung 5.8) jedoch viele Fragen auf, die im Verlauf dieses Kapitels dargestellt werden.

Die der Publikation zugrunde liegenden astronomischen Beobachtungen mit einer Gesamtdauer von mehr als 15 Stunden fanden in zwei Blöcken im Februar 1995 am 3,5 m Teleskop der Europäischen Südsternwarte auf La Silla in Chile und im Januar 1996 am 6 m Teleskop des Special Astrophysical Observatory in Rußland statt. In beiden Fällen wurde als Detektor ein auf der Technik des Photomultipliers basierendes Multi Anode Microchannel Array verwendet, welches sowohl über die notwendige hohe Zeitauflösung, als auch über ein relativ ausgedehntes Bildfeld von einigen Bogensekunden verfügt, und das in abwechselnden Nächten in den spektralen Filterbereichen B und V betrieben wurde.

Entsprechend den Angaben in der Veröffentlichung konnten allerdings bei der Auswertung der Meßdaten des ESO Teleskops weder Anzeichen für eine Intensitätsvariation mit der objekttypischen Periode, noch eine räumliche Abbildung des Objekts durch die Summierung aller orts aufgelösten Photonendaten entdeckt werden. Begründet wird dieses negative Resultat durch eine zu geringe Lichtsammelfläche des Teleskops.

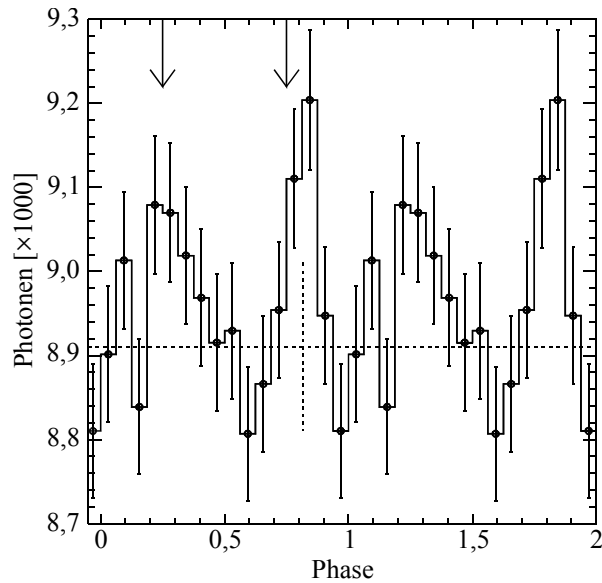


Abbildung 5.8: mögliche Lichtkurve von PSR B0630+17 im visuellen Bereich [Shearer et al. 1998]
 Die beiden Pfeile bezeichnen die Positionen der Pulse im Gammabereich. Die gestrichelten Linien kennzeichnen das Niveau des Himmelshintergrunds und dessen Vertrauensintervall. Alle eingetragenen Fehlergrenzen basieren auf der Poissonstatistik der einzelnen Datenpunkte.

Im Gegensatz dazu sei bei der orts aufgelösten Analyse der Daten des russischen 6 m Teleskops zwar ebenfalls nicht im V-Band, doch zumindest im blauen Filterbereich ein lichtschwaches Objekt an der erwarteten Position erkennbar, wobei die unterschiedlichen Ergebnisse der beiden Spektralbereiche auf die in B ungefähr vierfach längere Meßzeit und auf den dort geringeren Beitrag des atmosphärischen Hintergrunds zurückgeführt werden. Diesem Resultat entsprechend fand auch die Faltung der Lichtkurven in den beiden Wellenlängenbereichen getrennt statt.

Zur Maximierung des Signal zu Hintergrund Verhältnisses wurden bei der Faltung nur diejenigen Photonen berücksichtigt, die aus einem kreisförmigen Bildausschnitt mit dem Durchmesser des aktuellen atmosphärischen Seeings um das Zentrum der im B-Filter erkennbaren Quellposition stammen. Die für die phasenkohärente Summierung der Ankunftszeiten der Einzelphotonen notwendige Bestimmung der aktuellen Rotationsperiode von Geminga basiert, wie auch bei OPTIMA, auf den Pulsarephemeriden des EGRET²⁵ Instruments an Bord des NASA Satelliten CGRO²⁶. Nahezu erwartungsgemäß konnte nur in den Meßdaten

²⁵ EGRET, Energetic Gamma Ray Experiment Telescope

²⁶ CGRO, Compton Gamma Ray Observatory

Zeitraum der Messungen		12. bis 14.01.1996
Gesamtdauer der Messungen	sec	29.307
verwendetes Teleskop		BTA 6m
durchschnittliche Photonenerate an der Position von Geminga	Hz	4,900
durchschnittliche Photonenerate des Himmelshintergrundes	Hz	4,864 ± 0,05
Signifikanz der Photonenerate des maximalen Phasenintervalls	σ	2,92
Signifikanz der durchschnittlichen Photonenerate an der Quellposition	σ	0,66

Tabelle 5.5: charakteristische Daten der möglichen Lichtkurve von PSR B0630+17 nach Shearer et al. 1998
Die Zahlenwerte basieren auf der in der Veröffentlichung wieder-
gegebenen graphischen Darstellung der Lichtkurve.

des blauen Spektralfilters eine zumindest mögliche Intensitätsvariation mit der objekttypischen Periode festgestellt werden, während die Untersuchung des zweiten Wellenlängenbereichs negativ ausfiel.

In Abbildung 5.8 ist die Phasenverteilung aller Photonen aus den drei Nächten am russischen 6 m Teleskop dargestellt, bei deren Messung der Detektor mit dem Blaufilter betrieben wurde, und deren räumliche Position innerhalb des radialen Auswahlkriteriums um das Zentrum der Quelle liegt. Zur besseren Übersicht sind die Phasenpositionen der beiden Maxima der Lichtkurve aus dem Gammabereich mit Pfeilen markiert und das extrapolierte Intensitätsniveau des Himmelshintergrunds als horizontale Linie eingezeichnet. Die als vertikale Linien wiedergegebenen 68 prozentigen Vertrauensintervalle repräsentieren die auf den jeweiligen Intensitäten beruhenden Fehlergrenzen der Poissonstatistik.

In Tabelle 5.5 sind einige charakteristische Zahlenwerte der von Shearer et al. vermuteten Lichtkurve zusammengestellt, und insbesondere bei Betrachtung der durchschnittlichen Photoneneraten wird offensichtlich, auf welcher dünner Datenbasis die Behauptung einer detektierten Pulsation von Geminga beruht.

Das Hauptargument eines möglichen Zweifels sind dabei die relativ großen Fehlergrenzen des angegebenen Werts für die durchschnittliche Intensität des Himmelshintergrunds, die sich gemäß der Publikation zu einem Viertel aus der Photoneneratestatistik und zu drei Vierteln aus systematischen Fehlern zusammensetzen. Denn als direkte Folge dieser Meßunsicherheit ist es nicht möglich, aus den Photoneneraten der einzelnen Phasenintervalle einen aussagekräftigen Wert für

die Anzahl der durchschnittlich pro Sekunde von Geminga empfangenen optischen Photonen zu bestimmen, da sich die gemittelte Zählrate noch innerhalb des 68 prozentigen Vertrauensintervalls der Hintergrundintensität befindet. Ohne diesen Bezugspunkt kann jedoch auch nicht der Anteil der gepulsten Strahlung an der Gesamtemission des Objekts berechnet werden, der normalerweise eine gute Einschätzung über das Ausmaß der zeitlichen Intensitätsvariation ermöglicht.

Die Begründung der Autoren, daß es sich bei den gemessenen phasenkohärent summierten Photonenraten um eine mögliche optische Pulsation von Geminga handelt, stützt sich deshalb auch nur auf zwei Fakten, nämlich die erhöhte Intensität einiger Phasenintervalle bezüglich des Himmelshintergrunds, und die ungefähre zeitliche Übereinstimmung der beiden Maxima mit der Lichtkurve des Gammabereichs. Aufgrund der geringen statistischen Signifikanz der Intensitätsabweichungen sind diese Argumente jedoch nicht ausreichend, um die gemessenen Variationen mit hoher Wahrscheinlichkeit auf das Zielobjekt zurückzuführen und statistische Fluktuationen als Ursache auszuschließen.

5.2.2 Die ersten Messungen mit OPTIMA

Wegen seiner einleitend beschriebenen Sonderstellung innerhalb der astronomischen Klasse der Pulsare, gehörte Geminga von Beginn an zu den interessantesten astronomischen Objekten für OPTIMA. An dem diesbezüglichen Ziel, eine quantitative Aussage über den Umfang der periodischen Intensitätsvariation im sichtbaren Spektralbereich zu ermöglichen, hat sich dabei auch durch die im vorherigen Kapitel geschilderte Veröffentlichung von Shearer et al. nichts geändert.

Durch seine astronomische Position im Antizentrum unserer Milchstraße ist Geminga am besten zum Jahreswechsel von der Nordhalbkugel der Erde aus zu beobachten, und da wegen der geringen Lichtstärke des Objekts zudem eine möglichst große Lichtsammel­fläche wünschenswert ist, wurde für die Messungen mit OPTIMA das 3,5 m Teleskop des Max-Planck-Instituts für Astronomie auf Calar Alto in Spanien ausgewählt.

Leider sind die beiden ersten dort stattfindenden Meßkampagnen im Februar 1998 und Januar 1999 fast vollständig mißglückt, da das Teleskop in sechs der insgesamt neun bewilligten Beobachtungsnächte aufgrund von Niederschlägen, zu hoher Luftfeuchtigkeit oder totaler Bewölkung nicht benutzt werden konnte. Die verbleibende Meßzeit, die zudem noch durch technische Probleme des Detektor-

systems beeinträchtigt war, mußte weitgehend für Eichmessungen verwendet werden, so daß keine wissenschaftlich nutzbaren Daten von Geminga entstanden. Erst beim dritten Beobachtungslauf vom 26. Dezember 1999 bis zum 4. Januar 2000 konnte das Teleskop dank besserer Wetterbedingungen an vier der sechs zur Verfügung stehenden Nächten genutzt werden, und es herrschten meist brauchbare bis gute atmosphärische Bedingungen. Da auch das OPTIMA Detektorsystem über den gesamten Zeitraum fehlerfrei funktionierte, wurden im Verlauf dieser Meßkampagne mehr als 24 Stunden Beobachtungszeit auf Geminga erreicht (siehe Tabelle 5.6).

Beobachtungsnacht		Meßzeit auf Geminga
30.12.99 auf 31.12.99	sec	8.999
31.12.99 auf 1.1.00	sec	19.492
1.1.00 auf 2.1.00	sec	32.957
2.1.00 auf 3.1.00	sec	27.352
	sec	88.800

Tabelle 5.6: Zusammensetzung der Beobachtungszeit auf PSR B0630+17 im Winter 1999/2000

5.2.2.1 Die von OPTIMA gemessene Lichtkurve

Um die veränderliche Relativbewegung des Beobachtungsstandortes bezüglich des Zielobjekts zu kompensieren, werden die gespeicherten lokalen Ankunftszeiten der Einzelphotonen vor einer weiterführenden Analyse zunächst unter Anwendung der in Kapitel 3.1 geschilderten Korrekturen in das Inertialsystem des Massenschwerpunkts unseres Sonnensystems transformiert. Als Ausgangspunkt für die anschließende Berechnung der zur Phasenanalyse notwendigen aktuell gültigen Rotationsperiode des Pulsars dienen, wie auch bei Shearer et al. [Shearer et al. 1998], die für dieses Objekt genauesten verfügbaren Ephemeridenwerte des EGRET Instruments der NASA.

Das Ergebnis der phasenkohärenten Summe aller gemessenen Photonen ist in Abbildung 5.9 dargestellt, und die zugehörigen charakteristischen Zahlenwerte sind in Tabelle 5.7 zusammengefaßt. Anhand den in der Grafik mit eingezeichneten statistischen Fehlergrenzen der einzelnen Phasenintervalle und der durchschnittlichen Photonenrate, sowie an der geringen Signifikanz des Phasenintervalls mit maximaler Zählrate von nur knapp 2,4 Sigma ist ersichtlich, daß trotz

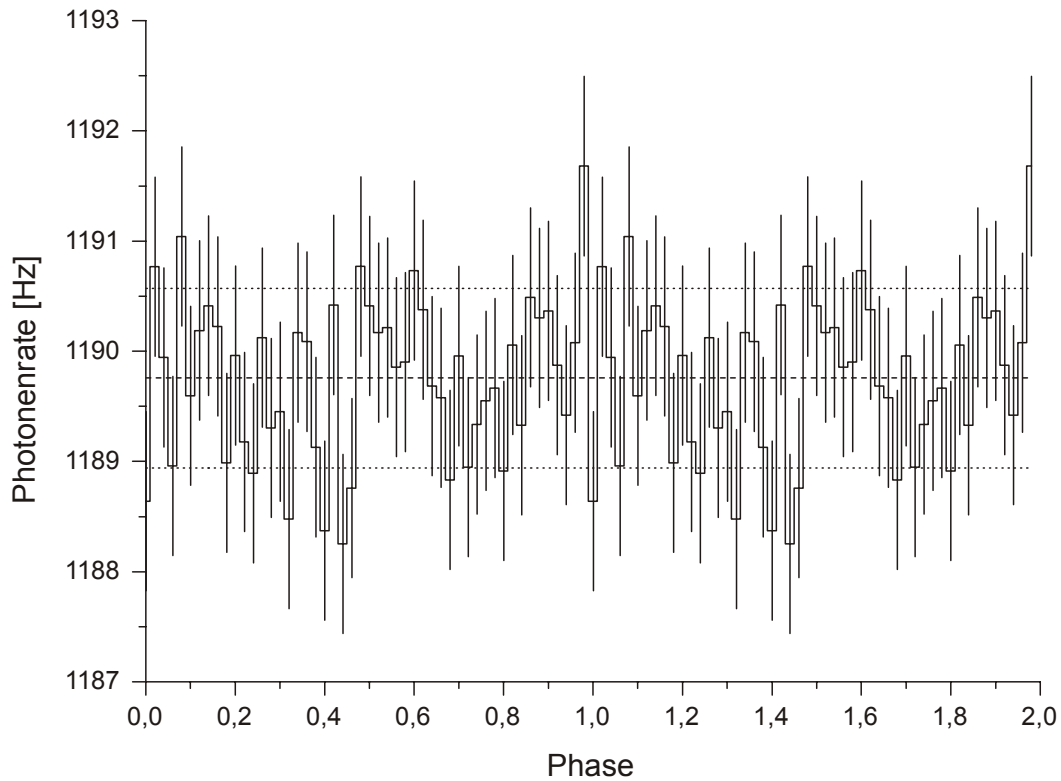


Abbildung 5.9: mit OPTIMA gemessene Lichtkurve von PSR B0630+17
 Die durchschnittliche Photonenzahl ist zusammen mit ihrem 68 prozentigen Vertrauensintervall als horizontale Linien eingezeichnet. Die zeitliche Länge der dargestellten Phasenintervalle beträgt etwa 4,74 ms und die angegebenen Fehlergrenzen entsprechen dem statistischen Vertrauensbereich der einzelnen Phasenintervalle. Alle Angaben basieren auf den zugrundeliegenden Meßdaten von mehr als 24 Stunden. Die beiden Maxima des Gammabereichs befinden sich ungefähr bei den Phasen 0,15 und 0,62 (siehe Abbildung 5.7)

der sehr langen Meßzeit von mehr als 24 Stunden keine eindeutige Intensitätsvariation mit der vorausgerechneten Periodendauer in den Meßdaten nachweisbar ist.

Im Folgenden soll nun diskutiert werden, welche Schlüsse aus dieser Tatsache gezogen werden können, und was diese für Konsequenzen bezüglich der von Shearer et al. veröffentlichten möglichen Pulsation von Geminga haben. Im

Zeitraum der Messung		30.12.1999 bis 02.01.2000
Gesamtdauer der Messung	sec	88.800
verwendetes Teleskop		Calar Alto 3,5m
verwendeter Faserdurchmesser	μm	320
durchschnittliches Seeing	arcsec	1,0
durchschnittliche Photonenzahl an der Position von Geminga	Hz	$1189,8 \pm 0,8$
Signifikanz der Photonenzahl des maximalen Phasenintervalls	σ	2,37

Tabelle 5.7: charakteristische Daten der OPTIMA Messung von PSR B0630+17

Gegensatz zum Fall eines Meßergebnisses mit klar erkennbarer Intensitätsvariation, ist es dazu zunächst notwendig zu klären, ob von der negativen Messung auch wirklich unumstößlich darauf geschlossen werden kann, daß bei Geminga keine optischen Intensitätsvariationen vorhanden sind, und daß der Grund nicht in einer fehlerhaften Messung oder Datenauswertung liegt.

Im Wesentlichen sind drei Ursachen denkbar, die dazu führen könnten, daß eine tatsächliche vorhandene Pulsation des Zielobjekts vom OPTIMA Detektorsystem nicht gemessen bzw. bei der in Abbildung 5.9 dargestellten Phasenanalyse gemäß Kapitel 3.2.1 nicht als solche erkannt würde. Eine Möglichkeit entfällt dabei auf den Vorgang der Messung selbst, nämlich daß das Teleskop fehlerhaft ausgerichtet und der Strahlungsfluß des Objekts somit nicht vom Detektor erfaßt wurde. Die beiden anderen Optionen betreffen den Vorgang der Datenanalyse, wobei einerseits die Amplitude der vorhandenen Intensitätsvariation zu gering, oder andererseits die vorgegebene Periode zur phasenkohärenten Faltung der Ankunftszeiten der Einzelphotonen falsch sein kann.

Alle drei Möglichkeiten werden nun in den nächsten Kapiteln einzeln untersucht, um sie entweder vollständig zu widerlegen, oder aber zumindest eine ungefähre Vorstellung von der Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens zu erhalten.

5.2.2.2 Kontrolle der Faltungsfrequenz

Als Erstes soll untersucht werden, ob die zur Phasenanalyse vorgegebene Rotationsperiode des Pulsars falsch sein könnte. Durch das bereits mehrfach angesprochene Fehlen einer eindeutigen Lichtkurve im Radiobereich, wird die jeweils gültige Periodendauer bei Geminga aus den Messungen des EGRET Gammastrahlungsdetektors bestimmt. Da es sich bei PSR B0630+17 im Energiebereich oberhalb von 100 MeV um eine sehr starke Strahlungsquelle handelt, und die entsprechende Lichtkurve zwei scharfe Maxima aufweist, ist die präzise Bestimmung der aktuellen Umdrehungsfrequenz im Bereich der Gammastrahlung bereits nach relativ kurzen Meßzeiten möglich. In Kombination mit dem großen Gesichtsfeld des Detektors von ungefähr zwanzig Grad konnten dadurch im Verlauf der fast zehnjährigen Missionsdauer eine Vielzahl von einzelnen Frequenzbestimmungen durchgeführt und die Rotationsparameter des Pulsars genau bestimmt werden [Mattox et al. 1998] (siehe Tabelle 5.8).

Referenzepeche	JD	2446600,5
Rotationsfrequenz	Hz	4,217705363081
1. Zeitableitung der Rotationsfrequenz	sec ⁻²	-1,9521712 × 10 ⁻¹³
2. Zeitableitung der Rotationsfrequenz	sec ⁻³	1,49 × 10 ⁻²⁵

Tabelle 5.8: EGRET Rotationsparameter von PSR B0630+17
Die angegebenen Werte wurden mit Hilfe des EGRET Detektors ermittelt und basieren auf 10 einzelnen Messungen im Verlauf von 8 Jahren [Mattox et al. 1998].

Durch diese Werte wird die jeweilige Phasenlage der Lichtkurve von Geminga mit Ausnahme der letzten beiden EGRET Messungen sehr gut reproduziert, so daß die mittlere Abweichung in der Phasenlage des Hauptpulses nur 0,023 Perioden beträgt (rechte Hälfte in Abbildung 5.10 ohne die letzten beiden Datenpunkte). Selbst eine weiter zurückreichende Extrapolation um mehr als 20 Jahre zur Vorgängermission COS-B zeigt im Rahmen der deutlich größeren Fehlergrenzen dieses Detektors immer noch eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Phasenlagen (linke Hälfte in Abbildung 5.10). Bezüglich des zugrundeliegenden Modells eines rotierenden Neutronensterns bedeutet dies insbesondere, daß bei Geminga innerhalb dieser großen Zeitspanne keine sprunghaften Änderungen der Umdrehungsfrequenz, sogenannte Glitches (siehe Kapitel 1.3.3), aufgetreten sind.

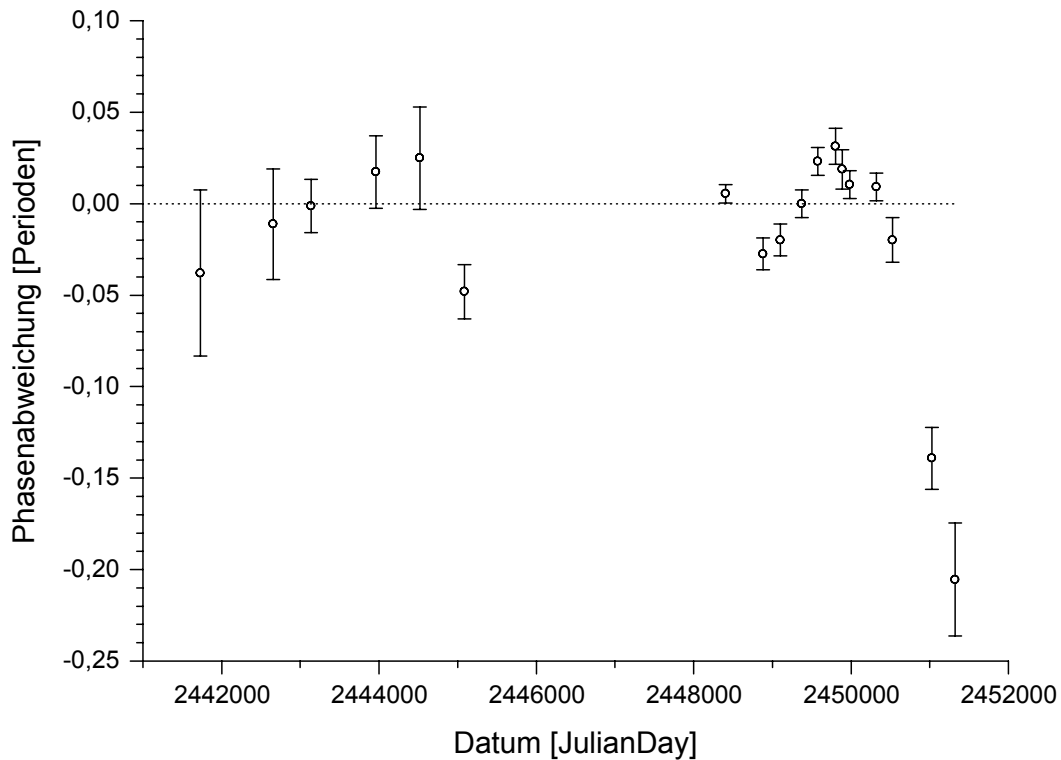


Abbildung 5.10: Phasenabweichung der Pulsarephemeriden von PSR B0630+17 [Mattox et al. 1999]
Die Datenpunkte in der rechten Bildhälfte wurden mit Hilfe des EGRET Detektors bestimmt, die in der linken Hälfte mit dessen Vorläufer COS-B.

Betrachtet man jedoch die beiden letzten ausgewerteten EGRET Messungen vom August 1998 und Mai 1999 ist offensichtlich, daß diese Werte vollkommen unvereinbar mit allen bisherigen Datenpunkten sind, und die Abweichung zudem eine ansteigende Tendenz vermuten läßt. Da eine unerkannt gebliebene fehlerhafte Messung oder Datenauswertung aufgrund der jahrelangen Erfahrung der beteiligten Personen sehr unwahrscheinlich ist, kann dieser neue Trend fast sicher auf die beobachtete Quelle zurückgeführt werden.

Wenn auch im früheren Verlauf keine Frequenzänderungen bei Geminga beobachtet wurden, so sind derartige Phänomene bei Pulsaren grundsätzlich nichts ungewöhnliches, und ein Glitch zwischen den Messungen im März 1997 und August 1998 kommt somit durchaus als Erklärung für das beobachtete Verhalten in Frage.

Leider steht das EGRET Instrument inzwischen für weitere klärende Messungen nicht mehr zur Verfügung, da der Satellit wegen Problemen mit dem Lageregelungssystem von den verantwortlichen Stellen der NASA im Juni 2000 aus Sicherheitsgründen aus dem Orbit entfernt wurde. In den letzten Tagen der Mission fand zwar nochmals eine Beobachtung von PSR B0630+17 mit EGRET statt, doch es bleibt als Ergebnis einer sehr zeitaufwendigen Analyse abzuwarten, ob die Qualität der erfaßten Daten noch ausreichend ist, um einen zusätzlichen Meßwert zu erhalten, und eventuell sogar korrigierte Rotationsparameter in Verbindung mit den beiden vorherigen Werten abzuleiten.

Als Fazit dieser Betrachtungen bezüglich der Phasenanalyse der OPTIMA Meßdaten bleibt somit nur festzuhalten, daß die existierenden Geminga Ephemeriden die Umdrehungsgeschwindigkeit des Pulsar möglicherweise nicht mehr exakt widerspiegeln und geringfügigen Abweichungen denkbar sind.

Nachdem in den Meßdaten von OPTIMA mit den vorgegebenen Rotationsparametern laut Tabelle 5.8 keine signifikante Pulsation vorhanden ist, wurde deshalb, um den Auswirkungen von eventuellen Veränderungen der Rotationsfrequenz oder deren Zeitableitung Rechnung zu tragen, eine zusätzliche Frequenzabastung gemäß Kapitel 3.2.2.2 durchgeführt. Wegen des enormen und mit steigender Meßzeit exponentiell anwachsenden Rechenaufwands ist dies jedoch nur auf einem zeitlich eingeschränkten Datenraum und in einem engen Frequenzintervall möglich.

Ausgehend von der aufgrund der EGRET Ephemeriden zum Zeitpunkt der Messungen zu erwartenden Pulsationsfrequenz von ungefähr 4,2176 Hz, wurde der zu durchsuchende Frequenzraum auf $4,217 \text{ Hz} < f < 4,218 \text{ Hz}$ festgelegt. Im Hinblick auf die maximale Größe der bekannten Glitches bei anderen Pulsaren von $\frac{\Delta f}{f} < 10^{-5}$ sollte dieser Bereich selbst bei einer eventuell zusätzlich vorhandenen Änderung der Zeitableitung groß genug bemessen sein, um den wahrscheinlichen Bereich möglicher Abweichungen abzudecken.

Als Datengrundlage der Analyse wurde aus allen Meßnächten jeweils ein um den Datumwechsel zentriertes achtstündiges Zeitfenster ausgewählt, das separat mit einer Schrittweite von $1,5 \mu\text{Hz}$ und einem auf 25 Phasenintervallen basierenden Pearson Test (siehe Kapitel 3.2.1.1) durchsucht wurde. In Abbildung 5.11 und Abbildung 5.12 ist das jeweilige Ergebnis der Frequenzabtastungen der OPTIMA Meßdaten aus den Nächten vom 1.1.2000 und 2.1.2000 dargestellt, wobei in keiner von Beiden ein signifikantes periodisches Signal im gesuchten Bereich erkennbar ist. Auch in den hier nicht grafisch wiedergegebenen Analysen der beiden weiteren Beobachtungsnächte vom 30.1.1999 und 31.1.1999 ist kein derartiges Signal vorhanden.

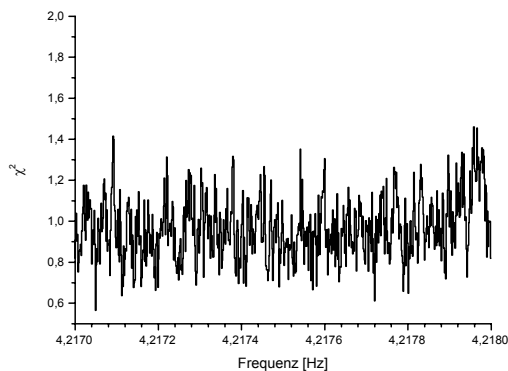


Abbildung 5.11: Frequenzabtastung der Meßdaten von PSR B0630+17 aus der Nacht vom 1.1. auf 2.1.2000

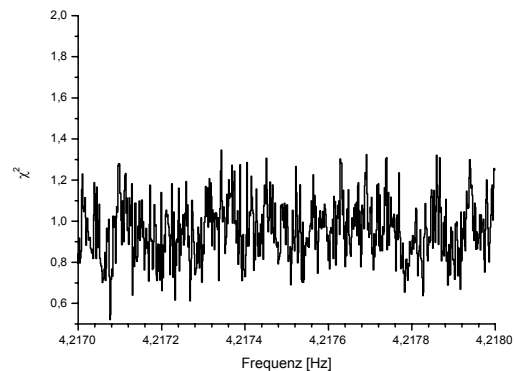


Abbildung 5.12: wie Abbildung 5.11, jedoch für die Nacht vom 2.1. auf 3.1.2000

Es muß jedoch bedacht werden, daß die in Kapitel 4.4 abgeschätzte zeitlich gemittelte Strahlungsintensität von Geminga mit 1,9 Photonen pro Sekunde bei einer ungefähren Hintergrundrate von 1200 Hz hart an der Nachweisgrenze der Frequenzabtastung eines achtstündigen Zeitfensters liegt, wie in Kapitel 3.2.2.3 mit Hilfe von simulierten Meßdaten gezeigt wird. Entsprechend den dort durchgeführten Analysen hängt es bei einem derart schwachen Signal stark vom genauen

zeitlichen Verlauf der Intensitätsschwankungen ab, ob bei der Frequenzanalyse ein signifikanter Ausschlag erzeugt wird oder nicht.

Durch die sehr geringe erste Zeitableitung der Rotationsfrequenz ist es bei PSR B0630+17 allerdings möglich, die drei einzelnen Frequenzspektren zusammenzufassen, da die Änderung der Umdrehungsgeschwindigkeit innerhalb von drei Tagen nur $5 \cdot 10^{-8}$ Hz beträgt, und damit weit unterhalb der verwendeten Abtastschrittweite liegt. Die Summe der separaten Frequenzabtastungen der vier Beobachtungsnächte ist in Abbildung 5.13 dargestellt, wobei die einzelnen χ^2 Werte so normiert wurden, daß ihr arithmetischer Mittelwert bei 1,0 liegt.

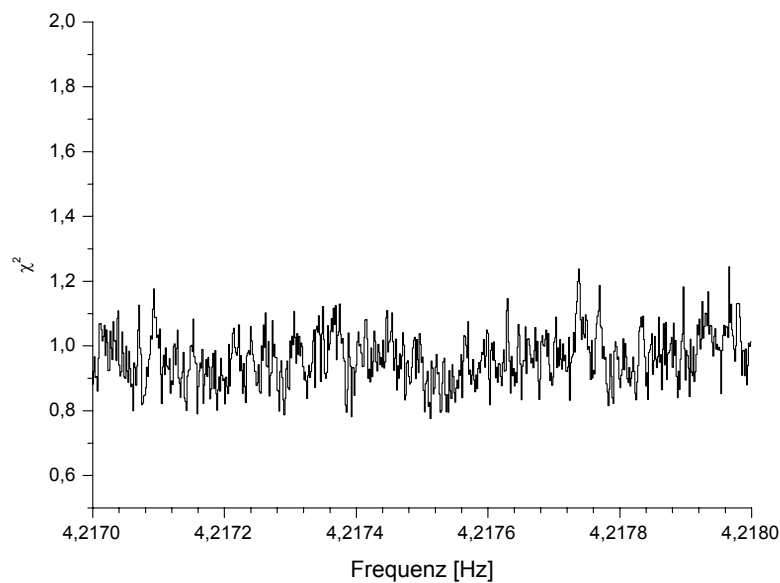


Abbildung 5.13: Summe der separaten Frequenzabtastungen der Meßdaten von PSR B0630+17
Die dargestellten Werte sind so normiert, daß ihr Mittelwert 1,0 beträgt.

Im Vergleich zu den nur auf einer Nacht beruhenden Frequenzspektren fällt deutlich die um fast 50 Prozent geringere Fluktuation der einzelnen Datenpunkte auf, doch trotz des nun allgemein glätteren Verlaufs des Spektrums ist auch weiterhin kein Hinweis auf ein periodisches Signal zu erkennen.

Als Ergebnis der Frequenzabtastung kann somit ausgeschlossen werden, daß in den OPTIMA Meßdaten von PSR B0630+17 eine signifikante periodische Intensitätsvariation vorhanden ist, und diese bei der in Abbildung 5.9 dargestellten Lichtkurve nur deshalb nicht sichtbar ist, weil die zugrundeliegende Phasenanalyse der Photonenankunftszeiten mit der falschen Periodendauer durchgeführt wurde.

Es sollte jedoch ausdrücklich berücksichtigt werden, daß wegen des dazu notwendigen hohen Bedarfs an Rechenleistung und Arbeitsspeicher bei der Frequenzabtastung leider nicht die Meßdaten aus allen vier Beobachtungsnächten direkt zusammengefaßt werden konnten, sondern nur eine nachträgliche Aufsummierung der Teilergebnisse der einzelnen Nächte möglich war. Dadurch läßt sich zwar die Streuung der einzelnen Datenpunkte merklich vermindern, aber es wird keine höhere Frequenzauflösung und damit auch eine verbesserte Sensitivität erreicht, wie dies bei einer durchgehenden Analyse auf dem kompletten Datenraum der Fall wäre.

5.2.2.3 Bestimmung der Sensitivität der Messung

Eine andere Möglichkeit, warum eine tatsächlich vorhandene periodische Intensitätsvariation in Abbildung 5.9 nicht erkennbar sein könnte, wäre natürlich, daß deren Amplitude zu gering bzw. die betrachtete Meßzeit zu kurz ist, um die Lichtkurve des Objekts von den statistischen Fluktuationen der Hintergrundintensität abzuheben. Ob die Messungen mit OPTIMA innerhalb der vorhandenen Meßzeit überhaupt sensitiv genug sind, um ein gepulstes Signal von Geminga signifikant nachzuweisen, soll im Folgenden zumindest qualitativ mit Hilfe von simulierten Meßdaten festgestellt werden.

Wie bei der Bestimmung der Nachweisgrenzen der Frequenzanalyse in Kapitel 3.2.2.3 gezeigt wird, ist die in einer vorgegebenen Meßzeit erreichte Signifikanz einer Lichtkurve von zwei Parametern abhängig, nämlich dem numerischen Verhältnis zwischen den zeitlich gemittelten Photonennraten der Quelle und des Himmelshintergrunds, und dem detaillierten zeitlichen Verlauf der Quellintensität innerhalb einer Pulsationsperiode.

Eine obere Grenze für den ersten Parameter kann mit Hilfe der in Kapitel 4.4 durchgeführten Intensitätsabschätzung von PSR B0630+17 festgelegt werden, wonach die maximal im Januar 2000 erreichbare durchschnittliche Photonennrate von Geminga 1,9 Hz beträgt. Als ungefähren Wert für die Strahlung des Himmelshintergrunds kann entweder ebenfalls die theoretische Abschätzung aus Kapitel 4.5 benutzt werden, die zu einem Ergebnis von 1060 Hz kommt, oder die tatsächliche im Januar 2000 gemessene durchschnittliche Rate von 1190 Hz, da beide Werte trotz der Komplexität der Abschätzung nur eine erfreulich geringe Differenz von etwas mehr als 10 Prozent aufweisen, wodurch die Qualität der

Intensitätsabschätzungen sehr schön bestätigt wird. Der Fehler, der sich bei Verwendung des zweiten Werts von 1190 Hz aus der Tatsache ergibt, daß sich dieser sowohl aus den Photonen des Himmelshintergrunds, als auch aus den Signalphotonen von Geminga zusammensetzt, ist wegen der geringen Quellintensität sicherlich vernachlässigbar. Das maximal erreichbare Signal zu Hintergrund Verhältnis liegt somit in etwa bei 1,8 : 1000, was jedoch, wie bereits erwähnt, nur eine obere Grenze für die Amplitude der Pulsation darstellt, da die zur Verfügung stehende Strahlungsmenge nicht zwangsläufig zu 100 Prozent in gepulste Strahlung umgesetzt werden muß, sondern der Anteil der Pulsation zwischen Null und 100 Prozent betragen kann.

Für den zweiten Parameter der Simulation, den zeitlichen Intensitätsverlauf der Quellintensität innerhalb einer Periode, sind bei PSR B0630+17 im Bereich der sichtbaren Strahlung auf der Basis des bisherigen Kenntnstands keine weiteren Einschränkungen möglich. Zur Abschätzung der Sensitivität der Messung wurden deshalb stets zwei getrennte Simulationen durchgeführt, die auf typischen Kurvenverläufen basieren. Einerseits ist dies die zeitliche Form der Lichtkurve der Krebs Pulsars (siehe Abbildung 5.1), die durch zwei scharfe Maxima gekennzeichnet ist, welche nahezu den gesamten gepulsten Fluß enthalten, und die innerhalb einer festgelegten Meßzeit eine sehr hohe Signifikanz über dem statistisch gleichverteilten Himmelshintergrund erreicht. Als anderes Extrem wird ein sinusförmiger Verlauf gewählt, der aufgrund seiner breiten Intensitätsverteilung innerhalb einer Periode nur sehr schwer von der Hintergrundstrahlung zu unterscheiden ist.

In Anlehnung an die realen Messungen im Januar 2000 beträgt bei allen durchgeführten Simulationen die überdeckte Zeitspanne der erzeugten Daten 24 Stunden, die vorgegebene Wiederholffrequenz des periodischen Signal 4,217621 Hz und die durchschnittliche Rate des poissonverteilten Hintergrunds 1000 Hz.

Das Resultat der mit der bekannten Wiederholffrequenz gefalteten Lichtkurven und einem Signal zu Hintergrund Verhältnis von 1 : 1000 ist für die beiden geschilderten unterschiedlichen Kurvenverläufe in Abbildung 5.14 und Abbildung 5.15 dargestellt. Um die statistische Signifikanz der Intensitätsvariationen leichter vergleichen zu können, sind zusätzlich zu den Werten der einzelnen Phasenintervalle auch die durchschnittliche Photonennrate und deren 68 prozentige Fehler-

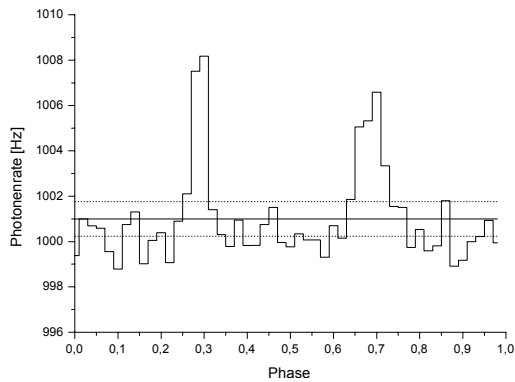


Abbildung 5.14: simulierte PSR B0531+21 ähnliche Lichtkurve der relativen Intensität 0,001 nach 24 stündiger Messung
Die horizontalen Linien bezeichnen die durchschnittliche Photonennrate, sowie deren statistisches 68 prozentiges Vertrauensintervall.

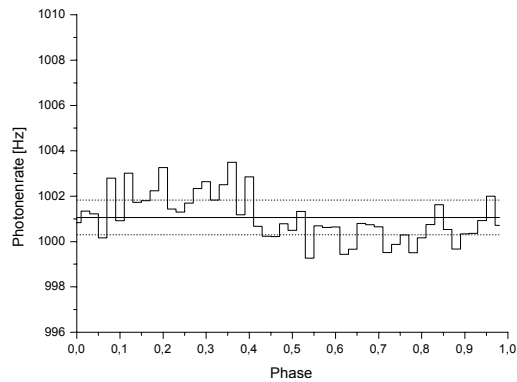


Abbildung 5.15: wie Abbildung 5.14, jedoch für eine sinusförmige Lichtkurve

grenzen wiedergegeben, so wie sie aus den 24 Stunden entsprechenden Simulationsdaten bestimmt werden.

Erwartungsgemäß heben sich die scharfen Maxima der dem Krebs Pulsar nachempfundenen Lichtkurve im Vergleich zum sinusförmigen Verlauf viel deutlicher von der durchschnittlichen Photonennrate ab, da wegen der geringen Phasenausdehnung die Quellintensität in diesem Bereich um ein Vielfaches erhöht ist. So liegt die Spitze des ersten Maximums um 9,4 Standardabweichungen oberhalb der mittleren Photonennrate, und bei insgesamt fünf Phasenintervallen beträgt die Signifikanz der Abweichung vom Mittelwert mehr als fünf Sigma.

Im Fall des sinusförmigen Signalverlaufs beläuft sich hingegen die maximale Intensitätsdifferenz nur auf 3,2 Sigma, und das Vorhandensein einer Modulation der Lichtkurve kann eher qualitativ, aus dem in den beiden Phasenhälften unterschiedlichen Trend der Abweichungsrichtung, vermutet werden, als dies aus den numerischen Werten der einzelnen Phasenintervalle möglich ist. Dementsprechend fällt auch das meist als erster Anhaltspunkt für den Umfang einer Variation berechnete Ergebnis des Pearson Tests (siehe Kapitel 3.2.1.1) um 40 Prozent geringer aus, was allerdings durch die Verwendung einer anderen Teststatistik ausgeglichen werden könnte.

Verglichen mit dem in Abbildung 5.9 dargestellten realen Meßergebnis stellt man jedoch fest, daß bei dem simulierten Signal zu Hintergrund Verhältnis von 1 : 1000 selbst die sinusförmige Lichtkurve noch über eine signifikantere Modulation als der tatsächlich gemessene Signalverlauf verfügt.

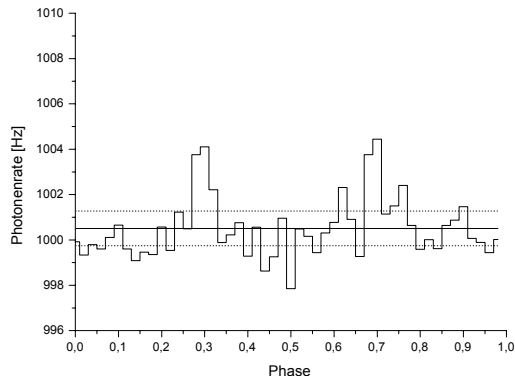


Abbildung 5.16: simulierte PSR B0531+21 ähnliche Lichtkurve der relativen Intensität 0,0005 nach 24 stündiger Messung
Die horizontalen Linien bezeichnen die durchschnittliche Photonennrate, sowie deren statistisches 68 prozentiges Vertrauensintervall.

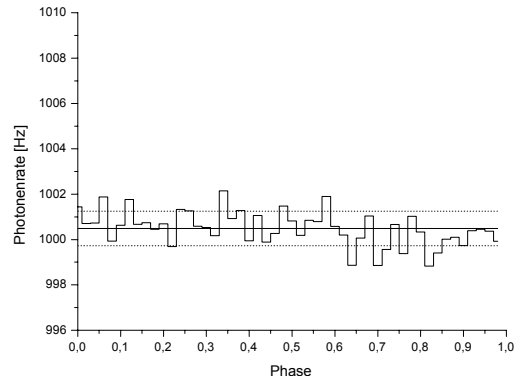


Abbildung 5.17: wie Abbildung 5.16, jedoch für eine sinusförmige Lichtkurve

Zur weiteren Untersuchung der Sensitivität der Phasenanalyse eines 24 stündigen Meßzeitraums werden deshalb das Intensitätsniveau des periodischen Signals um einen Faktor zwei auf 0,0005 reduziert und zwei neue simulierte Datensätze erzeugt. Die sich nach der Faltung ergebenden Lichtkurven sind in Abbildung 5.16 und Abbildung 5.17 wiedergegeben, und während die beiden Maxima des PSR B0531+21 nachempfundenen Intensitätsverlaufs immer noch relativ klar zu erkennen sind, hebt sich der sinusförmige Signalverlauf nun nicht mehr erkennbar von den statistischen Fluktuationen der zeitlichen gleichverteilten Hintergrundphotonen ab. Quantitativ ausgedrückt beträgt in Abbildung 5.16 die Signifikanz des maximalen Phasenintervalls 5,2 Standardabweichungen und insgesamt vier Intervalle erreichen einen Wert von mehr als vier Sigma, wohingegen im zweiten Fall selbst die geringe statistische Signifikanz von zwei Standardabweichungen nur noch viermal überschritten wird und deshalb nicht mehr von einem erfolgreichen Nachweis gesprochen werden kann. Bei einer weiteren Reduzierung des durchschnittlichen Signalniveaus auf 0,0003 geht auch die Lichtkurve in Form des Krebs Pulsars in den Intensitätsfluktuationen des Hintergrunds verloren.

In Anbetracht der beiden freien Parameter, dem Anteil der gepulsten Strahlung an der Gesamtemission und dem zeitlichen Verlauf der Intensitätsvariation innerhalb einer Periode, darf bei der Einschätzung der Empfindlichkeit einer 24 stündigen Messung jedoch nicht vergessen werden, daß die simulierten Lichtkurven nur einzelne Möglichkeiten darstellen, die am Rande des vollständigen Ergebnisraums liegen und diesen zwischen sich einschließen. Daß für beide Variablen tatsächlich auch der gesamte theoretisch erreichbare Wertebereich in Frage kommt, wird

bezüglich der zeitlichen Form der Modulation bei Betrachtung von Abbildung 5.7 deutlich, in der von unten nach oben die bereits bekannten und stark unterschiedlichen Lichtkurven von PSR B0630+17 in den Energiebereichen der Gamma- und der hoch- und niederenergetischen Röntgenstrahlung dargestellt sind. Die zweite veränderliche Größe, die vollständige, teilweise oder auch nicht gepulste Strahlungsemission, resultiert aus dem unbekanntem Raumwinkel zwischen der Sichtlinie des Beobachters und der Achse der gebündelten radialen Abstrahlung (siehe Kapitel 1.3.4), sowie einem denkbaren zeitlich uniformen Beitrag an thermischer Emission von der Oberfläche des Neutronensterns. Auch diese Variable kann alle Werte des ihr zur Verfügung stehenden Bereichs von Null bis 100 Prozent annehmen.

Ausgehend von dem aufgrund der theoretischen Intensitätsabschätzungen maximal möglichen Signal zu Hintergrund Verhältnis von 1,5 bis 1,8 zu 1000, können die Ergebnisse der einzelnen Simulationen trotzdem zumindest zu einer allgemeinen Aussage über die Sensitivität der Messung des Geminga Pulsars im Januar 2000 zusammengefaßt werden.

So ist auf alle Fälle festzuhalten, daß durch die phasenkohärente Faltung der Meßdaten eine vorhandene Modulation bis zu einem Signal zu Hintergrund Verhältnis von 1 : 1000 unabhängig von ihrem zeitlichen Verlauf nachweisbar ist. Erst bei einer weiteren Verringerung des Signalpegels wird eine zunehmende stärkere Konzentration des Strahlungsflusses auf enge Phasenbereiche notwendig, um ein signifikantes Ergebnis zu erhalten. Je nach genauem zeitlichen Verlauf sind derartige Lichtkurven mit einem oder mehreren scharfen Pulsen dann allerdings bis zu einer durchschnittlichen relativen Intensität in der Größenordnung von 0,0005 von den statistischen Fluktuationen des gleichverteilten Hintergrunds zu unterscheiden.

In Bezug auf die abgeschätzte Maximalintensität von Geminga bedeutet dies, daß, für den Fall eines eng gebündelten optischen Intensitätsverlaufs, der Anteil der gepulsten Strahlung mindestens 30 Prozent der theoretisch möglichen Intensität betragen muß, um in den Meßdaten von 24 Stunden eine erkennbare Lichtkurve zu erzeugen. Zeitlich breitere Modulationen sind dagegen nur bei entsprechend höheren Signalniveaus sichtbar, und erst wenn die periodische Intensitätsvariation über mehr als 70 Prozent der theoretisch vorhergesagten durchschnittlichen

Photonenrate verfügt, können auch sinusförmige Verläufe erfolgreich nachgewiesen werden.

5.2.2.4 Kontrolle der Teleskopausrichtung

Als letzte der drei am Ende von Kapitel 5.2.2.1 angesprochenen Fehlerquellen, warum eine tatsächlich vorhandene Intensitätsvariation von PSR B0630+17 nicht in den Meßdaten von OPTIMA enthalten sein könnte, wird nun die korrekte Ausrichtung des Teleskops überprüft.

Wie im Rahmen der technischen Beschreibung des OPTIMA Detektorsystems in Kapitel 2.4 beschrieben, ist für die exakte Positionierung des Teleskops, und deren Kontrolle während der Messung mit dem Hochgeschwindigkeitsphotometer, eine zusätzliche CCD Kamera vorhanden, von der die Himmelsregion in einem Bereich von mehreren Quadratbogenminuten um die zentrale Glasfaser herum erfaßt wird. Am direkten Ort der Faserdurchführung selbst ist diese Hilfseinrichtung natürlich blind, da die dort einfallenden Photonen zur wissenschaftlichen Auswertung den APD Detektoren des Hochgeschwindigkeitsphotometers zugeführt werden. Deshalb muß die Ausrichtung des Teleskops anhand von anderen astronomischen Objekten geschehen, welche einerseits auf den Abbildungen der CCD Fokalaufsicht selbst bei kurzen Integrationszeiten klar zu erkennen und zu identifizieren sind, und deren relative Bildposition bezüglich des Zielobjekts andererseits genau bekannt ist.

5.2.2.4.1 Positionsanalyse der CCD Fokalaufsicht

Für die Bestimmung der notwendigen Relativpositionen gibt es zwei mögliche Vorgehensweisen, deren jeweilige Verwendung hauptsächlich davon abhängt, ob das Zielobjekt im Bereich der sichtbaren Wellenlängen hell genug ist, um auf den CCD Aufnahmen sichtbar zu sein oder nicht.

Hellere Quellen, wie zum Beispiel der Pulsar des Krebsnebels ($m_v = 16,6^m$), sind nach relativ kurzen Integrationszeiten von wenigen Minuten bereits selbst sehr deutlich zu erkennen (siehe Abbildung 2.7), und die gesuchten zweidimensionalen Abstände zu anderen Objekten können direkt aus dem CCD Bild abgelesen werden. Abgesehen von der Tatsache, daß diese Auswertung sehr schnell und einfach durchzuführen ist, liegt der Hauptvorteil dieser Methode in ihrer äußerst

hohen Präzision, da die Mittelpunkte der abgebildeten Objekte, mit Hilfe geeigneter Software, bis auf den Bruchteil eines Bildpunkts genau bestimmt werden können, und keine weiteren Berechnungen notwendig sind.

Bei lichtschwachen Quellen, zu denen auch der Geminga Pulsar ($m_V = 25,5^m$) zählt, ist es mit der, aus dem semiprofessionellen Amateurbereich stammenden, CCD Kamera jedoch selbst bei längsten Belichtungszeiten nicht mehr möglich, das Zielobjekt signifikant abzubilden. In diesem Fall muß ein anderer Ansatz gewählt werden, um die relativen Bildpositionen der auf der Aufnahme identifizierbaren Sterne in Bezug auf das nun unsichtbare Zielobjekt zu erhalten. Dazu wurde das Bildfeld der Fokalaufsicht groß genug gewählt, daß in ihm meist viele Sterne enthalten sind, deren präzise astronomische Koordinaten in den üblichen Sternkatalogen, wie dem Hipparcos, Tycho, Hubble Guide Star oder United States Naval Observatory Catalogue, aufgeführt sind. Damit kann das empfangene Bild, ausgehend von diesen Referenzpunkten, vollständig astrometrisch vermessen werden, was bedeutet, daß fortan zu jedem Bildpunkt die korrespondierenden Himmelskoordinaten bekannt sind. Durch die Umkehrung dieser Relation kann nun in der CCD Aufnahme die rechnerische Bildposition des Zielobjekts, unter Verwendung seiner von anderen Detektoren bekannten astronomischen Koordinaten, markiert werden, und die gesuchten Abstände zu sichtbaren Objekten sind wie im vorherigen Fall bestimmbar.

Neben dem nicht zu unterschätzenden Zeitaufwand für die Identifikation der Katalogsterne und die astrometrische Analyse, der zum Beispiel die Durchführung dieser Arbeitsschritte während der möglichst schnellen Ausrichtung des Teleskops verhindert, ist der Hauptnachteil dieser Methode die wechselhafte und teilweise reduzierte Genauigkeit der Positionsbestimmung, da insbesondere wenn nur lichtschwache Katalogobjekte als Referenzpunkte der Astrometrie zur Verfügung stehen, die vorgegebenen Himmelskoordinaten mit Fehlergrenzen bis zu einer Bogensekunde behaftet sind. Sofern, wie in der Umgebung von Geminga, eine ausreichend große Anzahl von Katalogsternen vorhanden ist, läßt sich der maximale Unterschied zwischen den vorgegebenen und den astrometrischen Positionen der Referenzobjekte zwar meist unter 0,2 Bogensekunden drücken, was verglichen mit dem üblichen Faserdurchmesser von OPTIMA, der in der Größenordnung von ein bis zwei Bogensekunden liegt, wieder ausreichend präzise ist, doch

müssen diese Abweichungen trotzdem nach jeder astrometrischen Analyse kontrolliert werden. Ebenso ist diese mögliche Fehlerquelle zu bedenken, für den Fall, daß OPTIMA an einem Teleskop betrieben werden sollte, an dem, durch ein sehr geringes atmosphärisches Seeing, die volle Halbwertsbreite der Punktverteilungsfunktion in den Bereich von 0,3 Bogensekunden oder darunter gelangt.

Der unschlagbare Vorteil der astrometrischen Analyse ist jedoch, daß das Detektorsystem damit auch auf äußerst lichtschwache Objekte wie den Geminga Pulsar ausgerichtet werden kann, die auf den Aufnahmen der CCD Fokalaufsicht nicht identifizierbar sind.

In Abbildung 5.18 ist das Ergebnis einer derartigen Positionsanalyse aus der Beobachtungsnacht vom 1.1.2000 auf den 2.1.2000 dargestellt, wobei die als Referenzpunkte verwendeten Katalogobjekte durch weiße Quadrate gekennzeichnet sind. Das weiße Kreuz in der Mitte des Bildes markiert die rechnerische Position von PSR B0630+17, so wie sie sich unter Berücksichtigung seiner bekannten Eigenbewegung [Mignani et al. 1994] für diese Nacht ergibt (siehe Anhang C). Trotz der geringen Helligkeit des Himmelshintergrunds können auf der Aufnahme ebenfalls die drei Faserdurchführungen des Keilspiegels ausgemacht werden, und

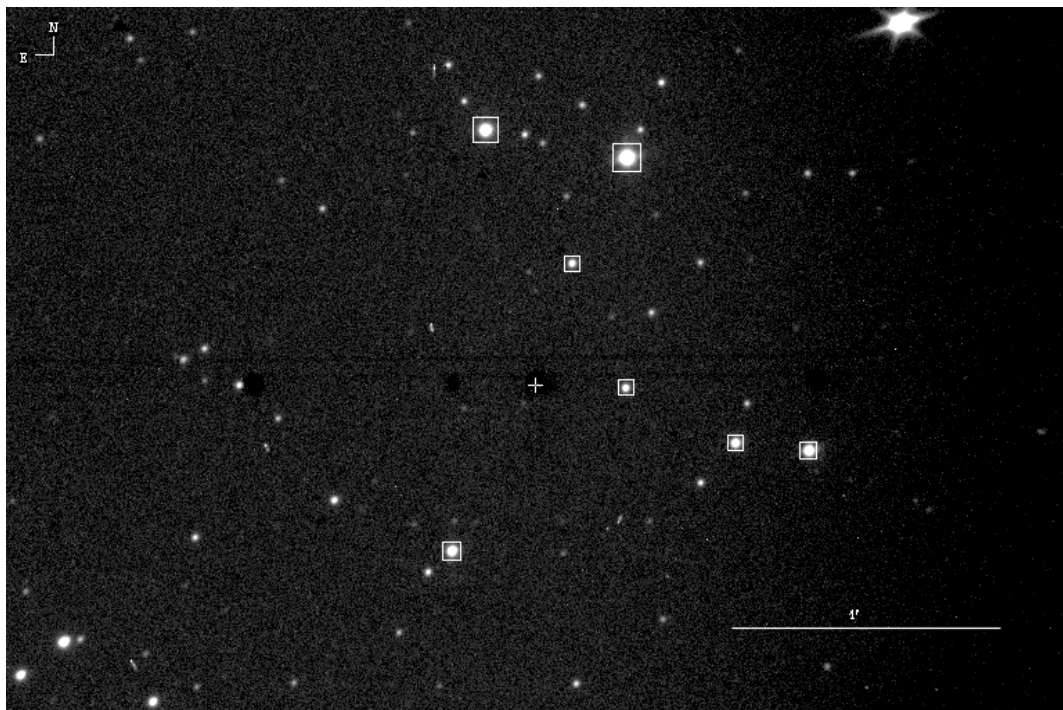


Abbildung 5.18: CCD Aufnahme während den Messungen von PSR B0630+17
Das dargestellte Bild wurde am 3,5 m Teleskop auf Calar Alto in der Beobachtungsnacht vom 1.1.2000 auf den 2.1.2000 mit einer Belichtungszeit von 30 Minuten und bei einem atmosphärischen Seeing von 0,90 Bogensekunden aufgenommen. Die für die astrometrische Analyse des Bildes verwendeten Referenzsterne sind durch weiße Quadrate markiert und das weiße Kreuz bezeichnet die rechnerische Position von Geminga.

es ist ansatzweise zu erkennen, daß Geminga im unteren linken Quadranten der mittleren Bohrung plaziert wurde. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, ist dort die Glasfaser zur Weiterleitung des Strahlungsflusses an das Hochgeschwindigkeitsphotometer fixiert.

5.2.2.4.2 Bestimmung der Faserpositionen

Nachdem die relative Bildposition zwischen dem Zielobjekt und den anderen, auf den Aufnahmen der CCD Kamera klar erkennbaren, astronomischen Objekten nun bekannt ist, muß noch der präzise Ort derjenigen Glasfaser bestimmt werden, auf der das Meßobjekt positioniert werden soll.

Da das vom Teleskop gesammelte Licht im Bereich der Faserdurchführung nicht zur Optik der Fokalaufsicht, sondern zu den Detektoren des Hochgeschwindigkeitsphotometers geleitet wird, ist es prinzipiell unmöglich, die Fasern durch eine einfache Beleuchtung aus der Richtung des Teleskops sichtbar zu machen, was im astronomischen Betrieb des Detektors auch durchaus erwünscht ist, um störende Reflexionen an diesen Stellen zu vermeiden. Aufgrund ihrer festen mechanischen Halterung, sind die genauen Positionen der Glasfasern innerhalb der Faserdurchführung jedoch im Verlauf einer Beobachtungskampagne absolut unveränderlich, so daß es ausreichend ist, die entsprechenden Orte im Vorfeld der Beobachtungen, im Rahmen des Zusammenbaus des Detektorsystems, zu ermitteln.

Je nach dem in Abhängigkeit von der Fokalaufklärung des Teleskops verwendeten Faserdurchmesser und Bildausschnitt der CCD Kamera, haben sich vor allem zwei, während der Montage realisierbare, Beleuchtungsarten als brauchbar erwiesen, um die Positionen der Glasfasern innerhalb der Faserdurchführungen mit der Optik der Fokalaufsicht abzubilden. Am besten geeignet für diese Messungen ist ein Integrationsstadium, bei dem die Fasern zwar auf der Vorderseite bereits in ihrer endgültigen Lage justiert sind, auf der anderen Seite aber noch nicht mit den APD Detektoren verbunden sind.

Die einfachere der beiden Methoden benutzt eine von der Oberkante des schräg-stehenden Keilspiegels ausgehende und parallel zu dessen Oberfläche verlaufende Beleuchtung, wodurch keine blendenden Reflexionen des Spiegels in den Strahlengang der CCD gelangen können, aber trotzdem genügend Licht für eine kontrastreiche Abbildung der bezüglich des Spiegels um 30° geneigten Glasfasern vorhanden ist. Dieses Verfahren liefert vor allem bei Detektorkonfigurationen mit

relativ zur Fokalauflösung großflächigen Fasern, wie sie zum Beispiel bei Messungen im Juli 2000 am 1,3 m Teleskop auf Kreta eingesetzt wurden, gut auswertbare Bilder, da sich die einzelnen Glasfasern dann über viele Bildpunkte der CCD Aufnahme erstrecken und deutlich voneinander getrennt werden können (siehe Abbildung 5.19).

Die zweite und aufwendigere, da das Detektorsystem dazu zerlegt werden muß, dafür aber bei allen Detektorkonfigurationen erfolgreich anwendbare Möglichkeit besteht darin, die einzelnen Fasern von der Detektorseite her zu beleuchten, so daß das beim Austritt am anderen Faserende entstehende Streulicht von der CCD Kamera der Fokalaufsicht abgebildet wird. Die auf diese Art erzeugte und in Abbildung 5.20 dargestellte Aufnahme zeigt die Konfiguration des OPTIMA Detektors, so wie er bei den Geminga Messungen im Januar 2000 am 3,5 m Teleskop auf Calar Alto eingesetzt wurde. Verglichen mit der vorherigen Abbildung 5.19, bei der die Fokalaufsicht für den Einsatz an einem Teleskop mit einer um mehr als den Faktor drei geringeren Fokalauflösung konfiguriert ist, wird deutlich,

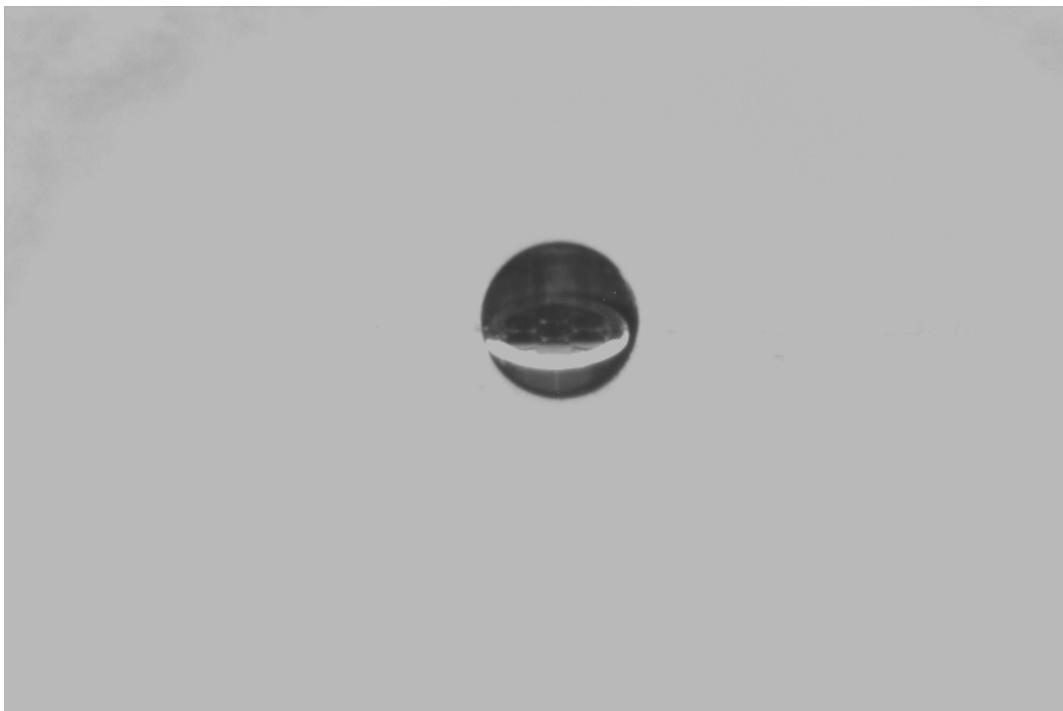


Abbildung 5.19: CCD Aufnahme zur Bestimmung der Faserpositionen

Zur Bestimmung der exakten Positionen der einzelnen Glasfasern innerhalb der Faserdurchführung wurde der Keilspiegel von der oberen Seite des Bildes her parallel zu seiner Oberfläche beleuchtet. Es sind deutlich die sieben hexagonal angeordneten und bezüglich der Spiegelfläche um 30° geneigten Glasfasern, sowie das sie zu ihrem Schutz umhüllende Aluminiumröhrchen zu erkennen. Der horizontale Schattenwurf wird von der hinteren Seite der Faserdurchführung verursacht. Das Detektorsystem ist bei dieser Aufnahme für Messungen am 1,3 m Teleskop auf Kreta konfiguriert, an dem sich, aufgrund der ungewöhnlich geringen Fokalauflösung, nur die mittlere der drei Faserdurchführungen im Blickfeld der CCD befindet. Der Winkeldurchmesser einer Glasfaser entspricht bei dieser Konfiguration mehr als 6 Bogensekunden.

daß es, durch den nun in den CCD Aufnahmen proportional kleiner erscheinenden Faserdurchmesser, bei Verwendung der vorherigen kontrastärmeren seitlichen Beleuchtungsvariante sehr schwierig wäre, die Glasfasern präzise zu vermessen. Erst durch die hohe Intensität und vor allem die breite aber symmetrische Punktverteilungsfunktion des aus der Faser austretenden Streulichts wird es dann möglich, die exakte Bildposition auch zu bestimmen, wenn der Durchmesser der eigentlichen Glasfaser nur noch wenige Bildpunkte beträgt.

Da das OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometer zum Zeitpunkt der in dieser Arbeit vorgestellten Geminga Messungen noch nur über zwei APD Detektoren verfügte, wurden anstelle der hexagonalen Faserbündel im Januar 2000 nur drei einzelne Glasfasern an den Innenrändern der Durchführungen fixiert. Die mittlere und für die Erfassung des Zielobjekts zuständige Faser befindet sich dabei im linken unteren Quadranten der Bohrung. Die linke der beiden äußeren Faser wurde zur Registrierung der Helligkeit des atmosphärischen Hintergrunds verwendet, wohingegen die Rechte nur als mögliches Ersatzinstrument montiert war.

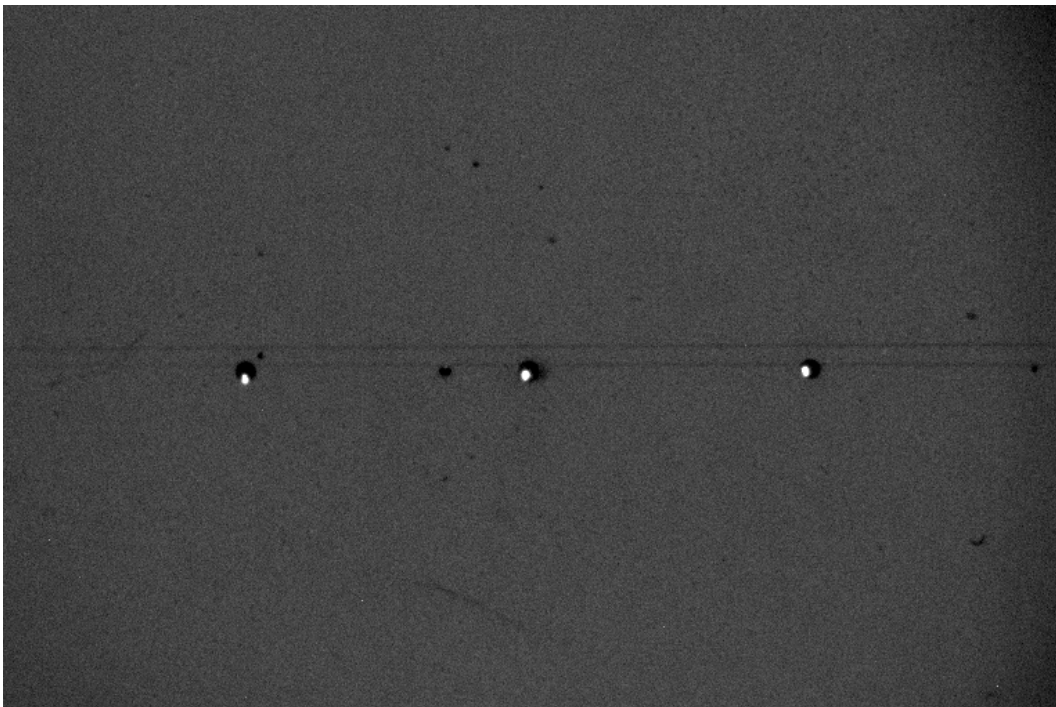


Abbildung 5.20: CCD Aufnahme zur Bestimmung der Faserpositionen

Zur Bestimmung der exakten Positionen der einzelnen Glasfasern in der Fokalebene des Teleskops sind die Fasern von der Detektorseite her beleuchtet. Durch den großen Öffnungswinkel beim Austritt des Lichts in der Fokalebene werden die Fasern auf diese Weise für die CCD Kamera sichtbar. Bei den beiden horizontalen Linien und dem schwarzen Fleck zwischen der linken und der mittleren Faserdurchführung handelt es sich um Markierungen auf dem Ablenkspiegel zur Fokussierung der Fokalaufsicht. Das Detektorsystem ist bei dieser Aufnahme für Messungen am 3,5 m Teleskop auf Calar Alto konfiguriert und der hell erleuchtete Durchmesser einer Glasfaser entspricht ungefähr 1,9 Bogensekunden.

5.2.2.4.3 Ergebnis der Positionsanalysen

In Tabelle 5.9 sind nun exemplarisch die numerischen Auswertungen der in Abbildung 5.18 dargestellten und astrometrisch vermessenen 30 minütigen Aufnahme während der Beobachtung des Geminga Pulsars, sowie der aus Abbildung 5.20 bestimmten Bildposition und -ausdehnung der Glasfaser des Hochgeschwindigkeitsphotometers zusammengefaßt. Alle dort aufgeführten Koordinaten sind direkt in Bildpunkten der CCD Kamera angegeben, wobei sich, zur Umrechnung der Koordinatendifferenzen auf die entsprechenden Winkelausdehnungen in der Fokalebene des Teleskops, der Abbildungsmaßstab der Fokalaufsicht im Rahmen der astrometrischen Analyse zu 0,292 Bogensekunden ergibt.

Zeitraum der CCD Belichtung	01.01.2000 23 ^h 28 bis 23 ^h 58
rechnerische Bildposition von Geminga	x=382 y=274
Mittelpunkt der Glasfaser	x=381 y=274
Durchmesser der Glasfaser	Ø _x =6 Ø _y =5

Tabelle 5.9: numerisches Ergebnis einer Analyse der Teleskopausrichtung während den Messungen von PSR B0630+17
Alle Koordinaten sind in Bildpunkten der CCD angegeben. Die Winkelausdehnung eines Bildpunkts in der Fokalebene des Teleskops entspricht ungefähr 0,3 Bogensekunden.

Für den dreißigminütigen Zeitabschnitt, in dem die hier analysierte CCD Aufnahme während der Messung von PSR B0630+17 belichtet wurde, bedeutet dies somit, daß die Differenz zwischen der rechnerischen Position von Geminga und dem Mittelpunkt der Glasfaser weniger als 0,3 Bogensekunden beträgt, was verglichen mit der radialen Winkelausdehnung der Faser von fast einer Bogensekunde und dem zu diesem Zeitpunkt herrschenden atmosphärischen Seeing von 0,9 Bogensekunden sicherlich einer ausreichend genauen Positionierung des Teleskops entspricht. So ist insbesondere in horizontaler Bildrichtung, welche parallel zur Rektaszensionsachse des astronomischen Koordinatensystems verläuft, auf Dauer auch keine noch präzisere Orientierung aufrechtzuerhalten, da entlang dieser Achse das Teleskop der Erddrehung entgegenwirkend nachgeführt werden muß, und auch der diese mechanische Bewegung kontrollierende Star-Tracker dem atmosphärischen Seeing unterworfen ist.

Das Ergebnis der Positionsanalysen der mehr als 60 im Verlauf der ungefähr 24 stündigen Meßzeit auf PSR B0630+17 belichteten CCD Aufnahmen ist, daß die Winkelabweichung zwischen Geminga und dem Mittelpunkt der Glasfaser zu

keinem Zeitpunkt mehr als eine Bogensekunde betragen hat, und daß das Zielobjekt somit stets mit dem größten Teil seines Strahlungsflusses auf der Faser abgebildet wurde. Insbesondere bei guten atmosphärischen Bedingungen und geringer Zenitdistanz des Teleskops belief sich die Abweichung sogar meist auf 0,5 Bogensekunden oder weniger.

Damit wurde für den gesamten Beobachtungszeitraum erfolgreich bestätigt, daß das Teleskop durchgehend mit ausreichender Genauigkeit auf die rechnerische Position von Geminga gemäß Anhang C ausgerichtet war, und der Strahlungsfluß des Pulsars somit vom Hochgeschwindigkeitsphotometer erfaßt wurde.

5.2.2.5 Diskussion des ersten Meßergebnisses von PSR B0630+17

Nachdem in den letzten Kapiteln somit alle drei möglichen Ursachen weitgehend ausgeschlossen werden konnten, warum eine vorhandene Intensitätsvariation von Geminga in den Meßdaten nicht erkennbar sein könnte, ist nun im Folgenden zu klären, in wieweit das Meßergebnis von OPTIMA der von Shearer et al. veröffentlichten vermuteten optischen Pulsation widerspricht.

Als Erstes ist dabei grundsätzlich festzuhalten, daß die periodische Intensitätsvariation des optischen Strahlungsflusses von PSR B0630+17, so wie sie von Shearer et al. veröffentlicht wurde (siehe Abbildung 5.8), im breitbandigen spektralen Sensitivitätsbereich des OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometers nicht bestätigt werden konnte. Unter Vernachlässigung der statistischen Fehler beträgt in der Veröffentlichung das über eine Rotationsperiode gemittelte Verhältnis zwischen dem gepulsten Strahlungsfluß und dem zeitlich gleichverteilten Himmelshintergrund nämlich mehr als eins zu hundert, und liegt damit über eine Größenordnung oberhalb des in Kapitel 5.2.2.3 bestimmten konservativsten Sensitivitätslimits der OPTIMA Messungen vom Januar 2000. Falls die von Shearer et al. vermutete optische Pulsation also tatsächlich real und zu jedem beliebig gewählten Zeitpunkt mit auch nur ungefähr dem gleichen Signal zu Hintergrund Verhältnis über den gesamten sichtbaren Wellenlängenbereich vorhanden wäre, ist schwer vorstellbar, wie diese Intensitätsvariation dem OPTIMA Detektorsystem hätte entgehen können.

Auf der anderen Seite ist es insbesondere aufgrund der stark unterschiedlichen Spektralbereiche der beiden verwendeten Detektoren, dem schmalbandigen Multi Anode Microchannel Array und den breitbandigen Avalanche Photodioden, und

dem zum Zeitpunkt der OPTIMA Messungen noch nicht mit allen Datenkanälen arbeitenden Hochgeschwindigkeitsphotometer ebensowenig möglich, die beiden widersprüchlichen Meßergebnisse gegeneinander abzuwägen.

So verhindert zum Einen das unvollständige Detektorsystem, das zu diesem Zeitpunkt noch nur über zwei APD-Detektoren verfügte, daß die von der Position von Geminga aufgezeichneten Meßdaten mit der notwendigen Genauigkeit bezüglich der Intensität des atmosphärischen Hintergrunds korrigiert werden können, um den absoluten Wert des vom Zielobjekt empfangenen Strahlungsflusses zu bestimmen. Diese Korrektur wird erst durch die präzise Erfassung des Hintergrunds in der direkten Umgebung der Quelle ermöglicht (siehe Kapitel 6.1), und erst dann kann auch eine obere Grenze für den Anteil der gepulsten Strahlung an der optischen Gesamtemission abgeleitet werden, die für den quantitativen Vergleich dieses Ergebnisses einer nicht vorhandenen Pulsation mit anderen Messungen notwendig ist.

Zum Anderen läßt der in der Veröffentlichung geschilderte Verlauf der Messungen von Shearer et al., selbst unter der Annahme, daß der dargestellte Intensitätsverlauf tatsächlich auf den Geminga Pulsar zurückzuführen ist, einen breiten Spielraum an Möglichkeiten offen, warum OPTIMA dieses Resultat nicht bestätigen konnte. So scheint die Intensitätsvariation nur im blauen, nicht aber im grünen Spektralbereich (V) vorhanden zu sein, und der vermutete Nachweis gelang auch nur im Rahmen von drei fortlaufenden Nächten am russischen 6 m Teleskop des Special Astrophysical Observatory, während alle früheren Versuche am 3,5 m Teleskop der Europäischen Südsternwarte fehlschlagen. Aus diesen Fakten ergeben sich vor allem zwei mögliche Varianten, warum die als real angenommene Pulsation bei den Messungen von OPTIMA nicht bestätigt werden konnte.

Denn falls sich die Variation tatsächlich nur auf einen schmalbandigen Wellenlängenbereich um 450 nm (B) beschränkt und bereits bei 550 nm (V) nicht mehr existiert, wird die Signifikanz des vorhandenen Signals durch den sehr breiten Sensitivitätsbereich von OPTIMA (400 nm bis 1050 nm) und den insbesondere im Langwelligen überproportional beitragenden Himmelshintergrund um viele Größenordnungen bis zur Unkenntlichkeit herabgesetzt. Um dieses Problem im Rahmen einer möglichen erneuten Messung von OPTIMA näher zu untersuchen, empfiehlt sich der Einsatz von Farbfiltern, wie er in Kapitel 6.2 diskutiert wird.

Die zweite Variante stützt sich auf die Tatsache, daß auch von Shearer et al. die vermutete Pulsation, selbst unter Verwendung des stets gleichen Detektors, bislang nur zu einem Zeitpunkt gelang, woraus sich die Möglichkeit ergibt, daß die Amplitude der periodischen Intensitätsschwankungen eventuell einer weiteren Zeitkonstante unterworfen ist, oder die Variation zeitweise auch vollständig verschwindet. Dieses, wenn auch bislang im sichtbaren Wellenlängenbereich nicht beobachtete zeitliche Verhalten, könnte zum Beispiel durch eine Präzession der Rotationsachse des Neutronensterns verursacht werden, wodurch sich die Sichtlinie zwischen Teleskop und Pulsar auf dem Emissionskegel der optischen Strahlung verschiebt. Da über die Periodendauer dieses Verhaltens keinerlei Anhaltspunkte bestehen, kann diese Frage nur durch immer neue Messungen geklärt werden, was natürlich wegen der stets dazu notwendigen langen Beobachtungszeiten und der Abhängigkeit vom Zufallsprinzip sehr unbefriedigend ist.

Abschließend können die ersten Messungen von OPTIMA an PSR B0630+17 zusammengefaßt werden zu der Feststellung, daß das selbst vorgegebene Meßziel der Kampagne vom Januar 2000, die Bestätigung und zeitlich detailliertere Vermessung der bislang nur vermuteten optischen Pulsation [Shearer et al. 1998] trotz eines, wie durch die Messung der Lichtkurve von PSR B0531+21 bestätigt wird, fehlerlos funktionierenden Detektorsystems nicht erreicht wurde. Obwohl alle denkbaren Fehlerquellen, wie eine mangelhafte Sensitivität der Beobachtung oder eine fehlerhafte Ausrichtung des Teleskops, ausgeschlossen wurden, ist es andererseits, vor allem aufgrund der damaligen Unvollständigkeit des Hochgeschwindigkeitsphotometers, jedoch leider ebenfalls unmöglich, einen beweiskräftigen Umkehrschluß durchzuführen, und eine gültige obere Grenze für den Anteil der gepulsten Strahlung an der optischen Gesamtemission des Pulsars abzuleiten. Eine derartige, sozusagen negative Beweisführung, kann erst bei eventuell erneuten Messungen dieses Objekts mit dem inzwischen vollständig fertiggestellten Detektorsystem mit ausreichender Präzision durchgeführt werden.

5.2.3 Mögliche Verbesserung des Ergebnisses bei erneuten Messungen

Wie bereits im letzten Kapitel bei der Diskussion des ersten Meßergebnisses von OPTIMA an PSR B0630+17 ausgeführt wurde, gibt es durchaus stichhaltige Gründe dafür, warum die Chancen, ein aussagekräftigeres Resultat zu erhalten, bei einer erneuten Meßkampagne auf den Geminga Pulsar deutlich gesteigert

werden können, und die somit auch eine erneute Beantragung von Beobachtungszeit rechtfertigen könnten.

Für eine ausführliche Diskussion der genauen Auswirkungen der beiden wichtigsten Neuerungen, dem inzwischen mit allen Detektorkanälen fertiggestellten Hochgeschwindigkeitsphotometer und einem besser auf die genaue spektrale Intensitätsverteilung abgestimmten Sensitivitätsbereich, sei an dieser Stelle auf Kapitel 6 verwiesen. Das Fazit der dortigen Schilderungen kann jedoch folgendermaßen zusammengefaßt werden, nämlich daß sich, durch den Einsatz von Wellenlängenfiltern, das Signal zu Hintergrund Verhältnis der Messung um bis zu einen Faktor sechs verbessern läßt, und daß, durch die erhöhte Anzahl von Meßkanälen, eine viel präzisere Erfassung des atmosphärischen Hintergrunds vorhanden ist. Selbst für den Fall, daß trotz der gesteigerten Signalqualität erneut keine signifikante Intensitätsvariationen entdeckt werden, ist es dann möglich, auch den zeitlich gleichverteilten Strahlungsfluß der Quelle zu bestimmen und eine aussagekräftige obere Grenze für die Pulsation abzuleiten.

5.3 HU Aquarii - ein bedeckungsveränderliches Binärsystem

Als Abschluß der Präsentation der ersten wissenschaftlichen Meßergebnisse von OPTIMA wird mit HU Aquarii ein für das Gerät eher unübliches Zielobjekt vorgestellt, um anhand eines Beispiels die vielfältigen astronomischen Einsatzmöglichkeiten dieses Detektorsystems zu veranschaulichen.

Im Unterschied zu den beiden bislang diskutierten Pulsaren, also schnell rotierenden Neutronensternen, handelt es sich bei HU Aquarii um einen kataklysmisch veränderlichen Stern bzw. um ein akkretierendes Binärsystem, bei dem ein weißer Zwerg in geringem Abstand von einem Hauptreihenstern umkreist wird, und von diesem, durch sein großes Gravitationspotential, pro Sekunde mehrere Milliarden Tonnen stellarer Materie absaugt²⁷ [Harrop-Allin et al. 1999]. Durch den sehr kleinen Bahnradius von wenigen hunderttausend Kilometern²⁸ sind solche Doppelsterne selbst mit dem Hubble Space Telescope nicht räumlich auflösbar, weshalb man zur Untersuchung der Geometrie und des zeitlichen Verhaltens dieser Systeme auf andere Beobachtungsmethoden angewiesen ist.

²⁷ zum Vergleich: die Masse unserer Sonne beträgt ungefähr $2 \cdot 10^{18}$ Milliarden Tonnen; für den Hauptreihenstern ist dieser Massentransfer somit äußerst gering

²⁸ zum Vergleich: bereits der Radius unserer Sonne beträgt ungefähr 700.000 Kilometer

Auch zur Untersuchung derartiger Objekte ist das OPTIMA Detektorsystem gut geeignet, wobei sich allerdings der Ansatz der Messung und vor allem die Auswertung der Daten grundlegend von der bislang geschilderten Vorgehensweise zur Erfassung der kurzperiodischen Lichtkurven von Pulsaren, dem unumstritten vorrangigen Ziel von OPTIMA, unterscheidet.

5.3.1 Die geometrische Anordnung des Akkretionsstroms

Da sich der Massenschwerpunkt und somit die Achse der gegenseitigen Umlaufung bei dem betrachteten Binärsystem viel näher bei dem weißen Zwerg als bei dem materieabgebenden Begleitstern befindet, verfügt das transportierte Gas über einen Überschuss an Drehimpuls, der einerseits verhindert, daß der Materiestrom direkt radial nach innen verläuft, und der andererseits im Verlauf der Akkretion abgebaut werden muß. Bei der Mehrzahl der kataklysmischen Variablen verläuft die Umverteilung zwischen den beiden Himmelskörpern deshalb in Form einer Akkretionsscheibe, in der durch viskose Reibung der Drehimpuls nach außen und die Masse nach innen transportiert wird. Die räumliche Bewegung eines einzelnen Gasteilchens auf dem Weg vom Hauptreihenstern zum weißen Zwerg folgt dabei einer spiralförmigen Bahn, auf der es das Zentralobjekt viele Male umkreist, bevor es bei diesem eintrifft.

Bei der astronomischen Klasse der Polare²⁹, zu der auch das hier betrachtete System HU Aquarii gehört, wird der Ablauf der Akkretion jedoch noch von einer anderen physikalischen Größe beeinflusst. Diese Binärsysteme nehmen eine Sonderstellung unter den kataklysmischen Variablen ein und sind dadurch gekennzeichnet, daß der beteiligte weiße Zwerg über ein äußerst starkes Magnetfeld verfügt, das bis zu mehreren hundert Megagauss betragen kann [Harrop-Allin et al. 1999]. Durch die Wirkung dieses Feldes werden die Sterne zu einer synchronen Rotation gezwungen und der Materietransfer verläuft nicht mehr in Form einer radialsymmetrischen Scheibe, sondern, zumindest anfangs, auf einer ballistischen Bahn (einfache dünne Linie in Abbildung 5.21). Je mehr sich jedoch die Distanz zum weißen Zwerg verringert, desto höher wird der magnetische Druck auf den Strom, bis er sogar dessen Staudruck übersteigt, und die weitere Bahn der einfallenden Materie vollständig durch den Verlauf der magnetischen Feldlinien be-

²⁹ Polare werden oft auch nach ihrem Prototypen AM Herculis benannt.

stimmt ist. Dadurch wird der Akkretionsstrom im inneren Bereich aus der Bahnebene des Binärsystems herausgeführt, und das magnetisch gefangene Gas stürzt, je nach genauer geometrischer Konfiguration des Systems, in einem sogenannten Flußtrichter auf einen oder beide magnetische Pole des Zentralgestirns (schraffiertes Gebiet in Abbildung 5.21). Bei dieser Form der Akkretion wird der überschüssige Drehimpuls vom dominierenden Magnetfeld aufgenommen und so direkt auf die Rotation des Gesamtsystems übertragen. Im Unterschied zum auf Energieverlust durch Reibung beruhenden Fall einer Akkretionsscheibe, wird bei einem magnetisch geführten Akkretionsstrom der Hauptteil der in ihm enthaltenen Gravitationsenergie erst beim Auftreffen der Materie auf der Oberfläche des weißen Zwergs freigesetzt und nur ein geringer Anteil entfällt auf dissipative Prozesse innerhalb des Gasstroms.

Bei der Analyse des von dem räumlich nicht auflösbaren Binärsystem empfangenen Strahlungsflusses sind im Wesentlichen drei Komponenten zu unterscheiden. Dies sind die thermische Schwarzkörperstrahlung des Hauptreihensterns, die Emission des Akkretionsstroms und eine intensive Zyklotronstrahlung aus der heißen Auftreffregion der Materie auf der Oberfläche des weißen Zwergs. Die genaue Art der Strahlung des Materiestroms ist dabei noch weitgehend ungeklärt, wobei unterschiedliche Mechanismen, oder auch eine Kombination derselben, diskutiert werden, die zum Beispiel von einer eigenständigen thermischen Emission, oder auch von einer angeregten Photoionisation durch die hochenergetische Strahlung des weißen Zwergs ausgehen [Harrop-Allin et al. 1999].

Im speziellen Fall von HU Aquarii kommt dem Beobachter zur Unterscheidung dieser Bestandteile neben der großen Gesamthelligkeit, die im hier betrachteten Zustand starker Akkretion bis zu $m_V \approx 15^m$ beträgt und ein deutliches Signal selbst bei hoher Zeitauflösung sicherstellt, der besondere Umstand zu Hilfe, daß es sich um ein bedeckungsveränderliches System handelt. Dies bedeutet, daß die Bahnebene der beiden Sterne bezüglich unserer Sichtlinie nur um ungefähr zehn Grad geneigt ist [Glenn et al. 1994], und der viel größere Hauptreihenstern deshalb einmal pro Umlauf den weißen Zwerg und auch den zwischen den beiden Körpern verlaufenden Akkretionsstrom verdeckt (siehe Kapitel 5.3.5). Durch die komplizierte räumliche Anordnung der Ursprungsorte der drei Strahlungskomponenten (siehe Abbildung 5.21) treten die jeweiligen Bedeckungen dabei zu unter-

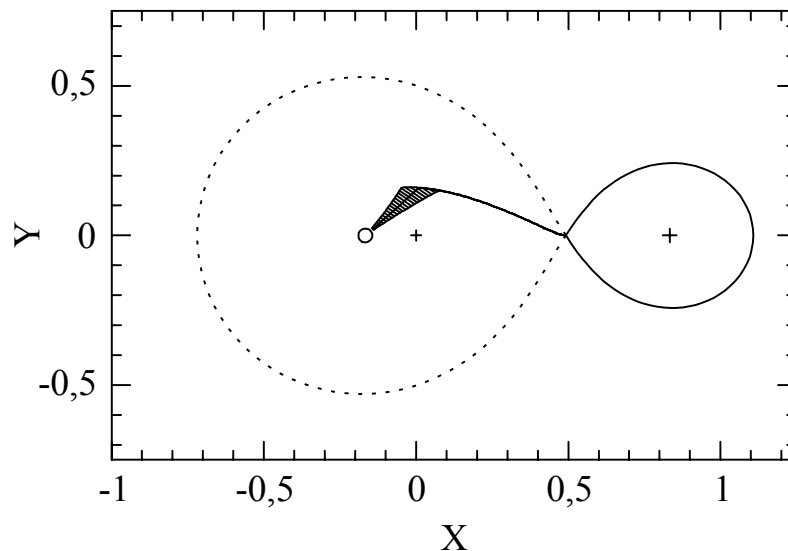


Abbildung 5.21: schematische Darstellung des Binärsystems HU Aquarii
 In dieser zweidimensionalen Projektion auf die Bahnebene der beiden Sterne sind der Massenschwerpunkt (linkes Kreuz) und die Roche-Grenze (unterbrochene Linie) des Binärsystems, der weiße Zwerg (kleiner Kreis), der bis an die Roche-Linie ausgedehnte Begleitstern (rechtes Kreuz) und der räumliche Verlauf des Akkretionsstroms eingezeichnet. Im dreidimensionalen Raum ragt der magnetisch geführte linke Teil des Massestroms (schraffiertes Gebiet) dabei aus der Ebene der Zeichnung heraus. Die scheinbare Bewegung eines Beobachters verläuft im Uhrzeigersinn um das System herum. (Grafik basierend auf Schwobe et al. 1997)

schiedlichen Zeiten auf, wodurch die einzelnen Beiträge sehr gut getrennt und einzeln untersucht werden können.

5.3.2 Konfiguration des Detektorsystems

Bei der Suche nach periodischen Signalen von Pulsaren kommt es wegen der schnellen Variabilität der Objekte auf eine sehr hohe Zeitauflösung von wenigen Mikrosekunden und wegen der geringen Helligkeit auf die Detektion einzelner optischer Photonen an. Nach der Messung werden die Ankunftszeiten der Photonen dann mit der Zeitdauer einer Periode gefaltet, wodurch es möglich ist, auch äußerst schwache Signale nachzuweisen, deren Strahlungsfluß um ein Vielfaches unter dem des atmosphärischen Hintergrunds liegt. Eine absolute und zeitlich konstante photometrische Kalibration der ungefalteten Daten spielt hierbei in erster Näherung ebensowenig eine Rolle, wie langsame Intensitätsschwankungen des überlagerten Hintergrunds, da alle derartigen Störungen durch die phasenkohärente Summierung mit der objekttypischen Periode im Millisekundenbereich unterdrückt werden.

Bei bedeckungsveränderlichen Systemen beträgt die Periodendauer, die hier durch einen Umlauf des Begleitsterns um das Zentralobjekt gegeben ist, jedoch typischerweise mehrere Stunden bis einige Tage. Eine zeitliche Faltung der Meßdaten ist dadurch zum Einen in der Praxis nur schwer realisierbar, da in der begrenzt zur Verfügung stehenden Meßzeit nur wenige oder gar nur einzelne Perioden aufgezeichnet werden können, und zum Anderen auch oft nicht erwünscht, zum Beispiel falls das Doppelsternsystem Veränderungen unterliegt, die dazu führen, daß das exakte zeitliche Intensitätsprofil eines Umlaufs nicht konstant ist. Um auch ohne Faltung ein aussagekräftiges Ergebnis zu erhalten und um die gemessenen Intensitätsprofile quantitativ miteinander vergleichen zu können, ist zur Auswertung dieser Messungen die photometrische Kalibration der gesammelten Daten äußerst wichtig. Diese Zielsetzung hat an zwei Punkten auch Auswirkungen auf die Konfiguration des OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometers.

Einerseits muß natürlich die veränderliche Intensität des atmosphärischen Hintergrunds am Ort des Zielobjekts für jeden Zeitpunkt während der gesamten Messung möglichst genau bestimmbar sein, da diese später von der gemessenen Photonennrate subtrahiert wird, um den reinen Strahlungsfluß des beobachteten Sternensystems zu erhalten. Dazu ist die Aufzeichnung der sechs, die zentrale Glasfaser unmittelbar umgebenden, Detektorkanäle unverzichtbar, um den Beitrag des Hintergrunds am Ort der Quelle zu interpolieren. Dementsprechend können mit OPTIMA solche Messungen erst seit dem Sommer 2000 aussagekräftig durchgeführt werden, da erst ab diesem Zeitpunkt eine ausreichende Anzahl von APD-Detektoren zur Auswertung der Helligkeiten der zusätzlichen Fasern zur Verfügung stand. Mit dem inzwischen vollständig fertiggestellten Detektorsystem, bei dem alle sieben Glasfasern des hexagonalen Bündels aufgezeichnet werden, steht weiteren derartigen Messungen jedoch nichts mehr entgegen.

Andererseits ist es für die photometrische Eichung von überragender Wichtigkeit, stets den vollständigen Fluß der betrachteten Quelle zu erfassen, was insbesondere vor der Messung, bei der Festlegung des Durchmessers der verwendeten Glasfasern bedacht werden muß. Zur Messung der lichtschwachen Pulsare wird der Faserdurchmesser, unter Berücksichtigung der Fokalauflösung des Teleskops, des erwarteten Seings, und der daraus resultierenden Breite der Punktverteilungsfunktion in der Fokalebene des Teleskops, möglichst klein gewählt, um den störenden Beitrag des viel helleren atmosphärischen Hintergrunds zu minimieren

und die Sensitivität der Messung zu steigern. Die Priorität bei dieser Abwägung liegt dabei alleine auf dem erreichbaren Signal zu Hintergrund Verhältnis, und nicht darin, ob eventuell von den äußeren Bereichen der gaußförmig verteilten Quellintensität ein geringer Teil verloren geht. Bei einer photometrischen Messung müssen solche Verluste hingegen unter allen Umständen vermieden werden, weil ihr Ausmaß meist nicht quantitativ erfaßt werden kann, und sich deshalb der systematische Fehler der Messung stark vergrößert. Da es sich auf der anderen Seite dafür üblicherweise bei den mit OPTIMA photometrisch zu untersuchenden Objekten um relativ lichtstarke Ziele handelt, deren Strahlungsfluß sich deutlich von der Helligkeit des umgebenden Hintergrunds abhebt, kommt der Größenordnung des atmosphärischen Beitrags hier nur geringe Bedeutung zu. Deshalb ist es empfehlenswert den Faserdurchmesser bei solchen Messungen sehr großzügig, im Bereich von vier bis fünf vollen Halbwertsbreiten der Abbildung, zu dimensionieren. Durch den darin enthaltenen räumlichen Spielraum haben dann auch die an allen Teleskopen, trotz computerunterstützter Korrektur der mechanischen Nachführung, immer vorhandenen kleinen Schwankungen der exakten Ausrichtung keinen Einfluß auf das Meßergebnis.

5.3.3 Bestimmung der Umlaufperiode des Binärsystems

Als Erstes soll aus den OPTIMA Meßdaten die Periodendauer des Doppelsternsystems bestimmt werden. Für den speziellen Fall von HU Aquarii ist diese Größe zwar schon mit großer Genauigkeit bekannt [Schwope et al. 1997], doch kann trotzdem sehr schön das prinzipielle Vorgehen bei solchen Fragestellungen veranschaulicht werden.

Ausgangspunkt der Berechnung ist dazu eine mehr als dreistündige kontinuierliche Messung des Binärsystems, die am 8. Juli 2000 auf dem Berg Skinakas, Kreta, am 1,3 m Teleskop der Universität von Heraklion und des Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik durchgeführt wurde, und deren Daten zwei vollständige Bedeckungen enthalten (siehe Abbildung 5.22). Vor einer weiterführenden zeitlichen Analyse müssen die Meßdaten des OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometers dann zuerst in das Inertialsystem des Baryzentrums unseres Sonnensystems transformiert werden (siehe Kapitel 3.1), um die aufgrund der räumlichen Bewegung der Erde auftretenden Laufzeitunterschiede zwischen der betrachteten Quelle und dem Beobachtungsstandort zu korrigieren. Anschließend kann

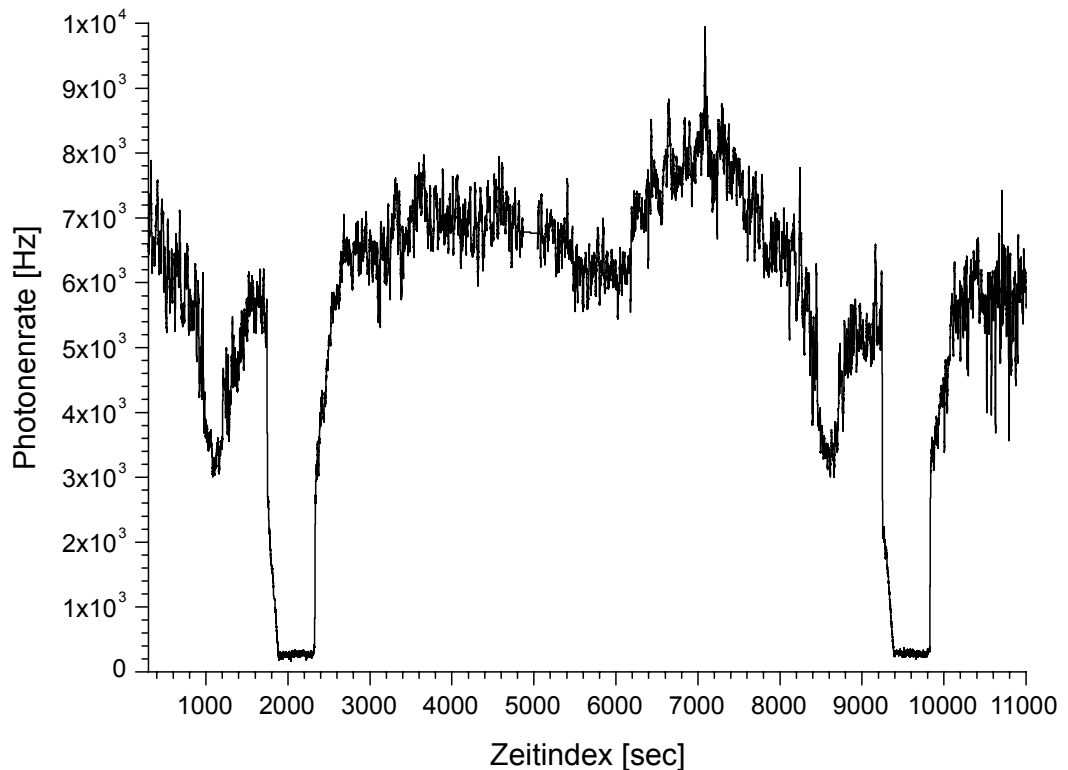


Abbildung 5.22: dreistündige Messung von HU Aquarii mit zwei Bedeckungen
 Die zugrundeliegenden Beobachtungen wurden am 8. Juli 2000 am 1,3 m Teleskop auf Kreta durchgeführt. Bei der dargestellten Photonrate handelt es sich um den hintergrundkorrigierten Strahlungsfluß des betrachteten Binärsystems. Eine Intensität von 0 Hz entspricht somit der Helligkeit des atmosphärischen Hintergrunds. Der zeitliche Abstand der wiedergegebenen Phasenintervalle beträgt 0,1 Sekunden, wobei zur Unterdrückung von Intensitätsfluktuationen aufgrund der ungleichmäßig ablaufenden Akkretion allerdings eine gleitende Mittelwertbildung über 5 Sekunden durchgeführt wurde. Die Lücke bei Zeitindex 5000 sec ist auf eine knapp dreiminütige Unterbrechung der Datenaufnahme zurückzuführen.

der zeitliche Abstand zwischen den beiden Bedeckungen bereits mit einem relativ kleinen Fehler zu 7499 ± 10 Sekunden bzw. 2 Stunden 4 Minuten und 59 ± 10 Sekunden bestimmt werden, wobei sich die angegebene Meßunsicherheit aus der Zeitdauer des steilen Teils der in zwei Stufen (siehe Kapitel 5.3.5) verlaufenden Ein- und Austrittsflanken ergibt.

Auf der Basis dieses Werts wird zur weiteren Verringerung der Fehlergrenzen dann eine zusätzliche Bedeckung herangezogen, welche drei Tage früher, am 5. Juli gemessen wurde. Obwohl die betrachteten Eklipsen dabei um fast 71 Stunden auseinanderliegen, sind die Fehlergrenzen der oben bestimmten Ephemeride im Vergleich zur Dauer eines vollständigen Umlauf gering genug, um die Anzahl der in diesem Zeitraum verstrichenen Perioden zweifelsfrei festzulegen. So ergibt der rechnerische Wert für die Anzahl der verstrichenen Umläufe bei obiger Rotationsperiode $34,01 \pm 0,05$ und führt damit unter der Vorgabe, daß es sich bei dem Ergebnis um eine ganze Zahl handeln muß, eindeutig zu 34 Umläufen.

Damit kann nun auch aus dem vergrößerten Zeitraum von drei Tagen die Umlaufdauer des Binärsystems mit entsprechend kleineren Fehlergrenzen berechnet werden, und man erhält $7501,38 \pm 0,29$ Sekunden bzw. 2 Stunden 5 Minuten und $1,38 \pm 0,29$ Sekunden. Diese Genauigkeit ist ausreichend, um den Zeitpunkt der ungefähr neun Minuten dauernden vollständigen Bedeckung über einen Zeitraum von mehr als einem halben Jahr sicher extrapolieren zu können, und der aufsummierte Fehler der absoluten Phasenbestimmung beläuft sich erst bei einem Extrapolationszeitraum von mehr als sechs Jahren auf eine vollständige Umlaufperiode. Umgerechnet auf das üblicherweise bei astronomischen Zeitangaben verwendete Julianische Datum lautet die vollständige Ephemeride für den Beginn der Bedeckung auf der Basis der hier geschilderten Messungen:

$$T_{\text{Eintritt}}^{\text{JD}} = 2451734,4190 \pm 0,0001 + N_{\text{Umlauf}} \cdot 0,0868215 \pm 0,0000034$$

Verglichen mit der von Schwope et al. aus einer ungleich größeren Anzahl von Umläufen entsprechend präziser berechneten Periodendauer von 7501,2866 Sekunden [Schwope et al. 1997], beträgt die Abweichung des von OPTIMA auf der Zeitbasis von nur drei Tagen ermittelten Werts etwas mehr als neun hundertstel Sekunden und liegt damit weit innerhalb des angegebenen Vertrauensbereichs.

5.3.4 Identifizierung der einzelnen Komponenten der Bedeckung

Wie bereits im vorhergehenden Kapitel bei der Bestimmung des Zeitpunkts der Bedeckung kurz angesprochen wurde, geht der Ein- und Austritt der Eklipse in jeweils zwei Schritten von sich, deren zeitlicher Ablauf nun genauer untersucht werden soll.

Um die schnellen Intensitätsveränderungen besser zu erkennen, ist in Abbildung 5.23 dazu die erste der beiden im Rahmen der dreistündigen Messung vom 8. Juli 2000 aufgezeichneten Eklipsen zeitlich stark vergrößert dargestellt. Der Abstand der einzelnen Photonennraten beträgt dabei, wie auch schon in Abbildung 5.22, 0,1 Sekunden und zur besseren Hervorhebung der großräumigen Struktur, sowie zur Unterdrückung von kurzzeitigen Intensitätsschwankungen durch den ungleichmäßigen Ablauf der Akkretion, sind die Daten mit Hilfe einer fortlaufenden Mittelwertbildung der Zeitkonstante 5 Sekunden geglättet. Die nur in denjenigen Phasenbereichen, in denen die Strahlung vom Auftreffpunkt des Akkretionsstroms

auf der Oberfläche des weißen Zwergs sichtbar ist, vorhandenen Fluktuationen, die oft auch als quasiperiodische Oszillationen mit typischen Zeitkonstanten von fünf bis zehn Sekunden in Erscheinung treten [Harrop-Allin et al. 1999], bleiben durch diese Mittelung zwar noch klar erkennbar, wie zum Beispiel im Bereich vor der Bedeckung bei Zeitindex 1600, sie sind jedoch nicht mehr so stark, daß sie die Analyse anderer Strukturen erschweren oder verhindern.

Des weiteren sind alle, im Rahmen der Diskussion der ersten Meßergebnisse von OPTIMA an HU Aquarii, dargestellten Photonennraten vollständig bezüglich des Intensitätsbeitrags des atmosphärischen Himmelshintergrunds korrigiert, so daß sowohl die zeitlichen Veränderungen, als auch der absolute Betrag des aufgetragenen Strahlungsflusses direkt auf das betrachtete Binärsystem zurückgeführt werden können.

Wie bereits bei der einleitenden Vorstellung der Eigenschaften des kataklysmischen Binärsystems HU Aquarii erläutert wurde, ist die Strahlungsemission dieses Systems hauptsächlich aus drei sich überlagernden Komponenten zusammengesetzt. Dies ist Erstens die normale Schwarzkörperstrahlung des den weißen Zwerg umkreisenden Hauptreihensterns, Zweitens die Strahlung des Akkretionsstroms und Drittens die Zyklotronemission aus der sehr heißen Auftreffregion der einfallenden Materie auf der Oberfläche des weißen Zwergs [Hakala et al. 1993] [Schwope et al. 1997].

Um diese drei Anteile eindeutig voneinander zu trennen, kann bei HU Aquarii die besondere Lage der Umlaufbahn bezüglich unserer Sichtlinie und die daraus resultierende Bedeckung ausgenutzt werden, denn durch die räumlich unterschiedlich groß ausgedehnten und asymmetrisch angeordneten Emissionsgebiete, werden diese auch zu verschiedenen Zeitpunkten und für verschiedene Zeitdauern abgeschattet. Bei der Identifizierung der einzelnen Komponenten ist es dabei wichtig sich zu verdeutlichen, daß eine vollständige Bedeckung des großräumigen Akkretionsstroms wegen des enormen Größenunterschieds zwischen dem weißen Zwerg und dem begleitenden Hauptreihenstern, nur durch den Letztgenannten verursacht werden kann, da der Durchmesser des weißen Zwergs zu klein ist, um eine signifikante Abschattung hervorzurufen.

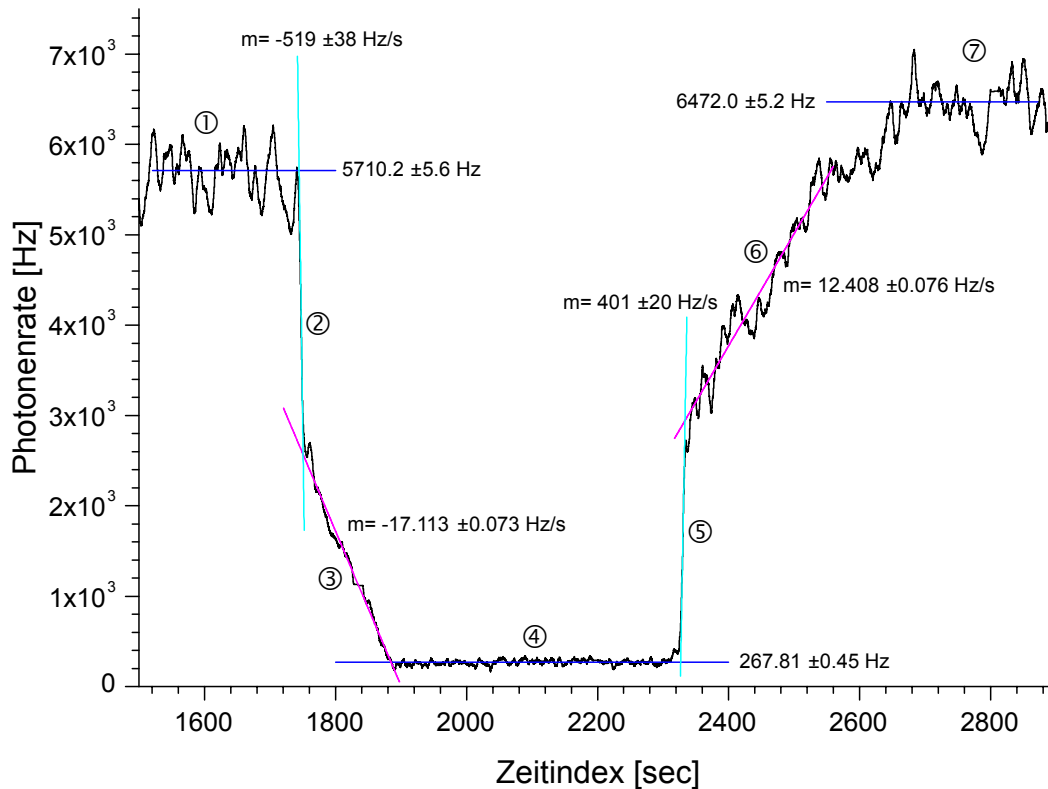


Abbildung 5.23: zeitlich vergrößerte Darstellung einer Bedeckung von HU Aquarii
 Zur besseren Auswertung der ersten Bedeckung aus Abbildung 5.22 wurden die unterschiedlichen Phasen mit Hilfe von linearen Gleichungen numerisch angenähert. Zeitlich konstante Intensitätsbereiche (①④⑦) sind in Blau, der Bereich fortschreitender Bedeckung des Akkretionspunkts auf dem weißen Zwerg in Türkis (②⑤) und die langsame Abschattung des Akkretionsstroms (③⑥) in Violett wiedergegeben. Die angegebenen Zahlenwerte geben dabei das jeweilige Intensitätsniveau (①④⑦) oder das Ausmaß der zeitlichen Veränderung an (②③⑤⑥). Die zugehörigen Fehlergrenzen bezeichnen das 68 prozentige Vertrauensintervall der numerischen Näherungen. Bei der dargestellten Photonenerate handelt es sich um den hintergrundkorrigierten Strahlungsfluß des betrachteten Binärsystems, so daß eine Intensität von 0 Hz der Helligkeit des atmosphärischen Hintergrunds entspricht. Die zeitliche Länge der wiedergegebenen Phasenintervalle beträgt 0,1 Sekunden, wobei zur Unterdrückung von Intensitätsfluktuationen aufgrund der ungleichmäßig ablaufenden Akkretion eine gleitende Mittelwertbildung über 5 Sekunden durchgeführt wurde.

Die Klassifizierung der unterschiedlichen Phasen der Bedeckung aus Abbildung 5.23 wird nun mit dem Zentralgebiet zeitlich konstanter Intensität begonnen (④). Diesem Bereich ist, aufgrund der in ihm herrschenden geringsten Helligkeit, die geometrisch maximal mögliche Abschattung zweier Emissionsgebiete, die sogenannte vollständige Bedeckung, zuzuordnen. Während dieser etwa sieben Minuten dauernden Zeitspanne ist die Sicht des Beobachters sowohl auf den heißen Fleck auf der Oberfläche des weißen Zwergs, als auch auf den kompletten Akkretionsstrom, durch den Begleitstern versperrt. Die gemessene Restintensität von knapp 270 Photonen pro Sekunde ist auf die letzte noch sichtbare Strahlungskomponente, die Schwarzkörperstrahlung des bedeckenden Hauptreihensterns, zurückzuführen.

Als Nächstes werden die beiden Übergangsbereiche schnellster Helligkeitsveränderung betrachtet (② und ⑤ in Abbildung 5.23). Aus der geringen zeitlichen Ausdehnung von weniger als zehn Sekunden, der großen Amplitude und den abrupten Übergängen in die angrenzenden Phasenbereiche, kann auf ein räumlich kleines und scharf abgegrenztes Emissionsgebiet hoher Intensität geschlossen werden. All diese Kriterien passen sehr gut mit der theoretischen Vorstellung von dem, durch den Materieeinfall stark aufgeheizten und Zyklotronstrahlung emittierenden, heißen Fleck auf der Oberfläche des weißen Zwergs zusammen. Eine ausführlichere Analyse dieser, mit dem OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometer erstmalig zeitlich klar aufgelösten kontinuierlichen Abschattung des Akkretionspunkts findet in Kapitel 5.3.5 statt.

Als letzte Phasenbereiche, in denen noch eine Bedeckung durch den Hauptreihenstern vorhanden ist, verbleiben die beiden Gebiete moderater Intensitätsveränderung (③ und ⑥). Die größere zeitliche Ausdehnung von ungefähr 140 Sekunden bzw. 220 Sekunden deutet auf ein großräumiges Emissionsgebiet hin, welches zudem, wie aus den unterschiedlichen Zeitdauern des Ein- und Austritts der Eklipse aber den vergleichbaren Amplituden hervorgeht, unter verschiedenen Beobachtungswinkeln bei gleicher Gesamthelligkeit eine unterschiedliche Winkelausdehnung besitzt. Diese Bedingungen können in dem betrachteten Binärsystem am Besten von dem, zwischen den beiden Sternen verlaufenden, Akkretionsstrom erfüllt werden. Wie in Kapitel 5.3.1 näher erläutert, wird der Materiestrom durch das sehr starke Magnetfeld, insbesondere in der Nähe des weißen Zwergs, auf eine komplizierte dreidimensionale Bahn gezwungen, die ihn sogar aus den Bahnebene des Begleitsterns herausführt und deren genauer Verlauf immer noch Gegenstand theoretischer Überlegungen ist [Heerlein et al. 1999] [Ferrario et al. 1999]. Bei wechselnden Beobachtungsrichtungen wird der gasförmige Akkretionsstrom damit trotz gleichen Emissionsvolumens unter verschiedenen großen Raumwinkeln erscheinen, was, unabhängig von der noch nicht eindeutig identifizierten Art der Emissionen, die Grundvoraussetzung für das beobachtete Verhalten ist.

In den beiden äußeren Phasenbereichen (① und ⑦ in Abbildung 5.23) ist überhaupt keine Abschattung vorhanden, so daß dort alle drei Strahlungskomponenten für den Beobachter sichtbar sind. Die auf den ersten Blick scheinbar widersprüchliche Tatsache, daß sich die beiden Intensitäten um mehr als 750 Photonen pro

Sekunde, oder ungefähr zehn Prozent, unterscheiden, ist dabei in der räumlich anisotropen Zyklotronabstrahlung vom Auftreffpunkts der akkretierten Materie auf der Oberfläche des weißen Zwergs begründet. Entsprechend der Geometrie des kataklysmischen Binärsystems (siehe Abbildung 5.21) geht der heiße Akkretionspunkt vor dem Akkretionsstrom in Bedeckung und tritt auch als Erster auf der anderen Seite wieder aus dem Schatten des Begleitsterns aus. Dadurch liegt zwischen der Abschattung des Akkretionspunkts und den beiden hier betrachteten Bereichen ungestörter Beobachtung auf der rechten Seite, nach der Bedeckung, eine, um die Zeitdauer des Austritts des Akkretionsstroms, größere Zeitspanne als vor der Eklipse, wo die beiden fraglichen Phasengebiete direkt aneinandergrenzen. Infolge dessen wird der Akkretionspunkt an der jeweiligen, der vollständigen Eklipse zugewandten, Innenseite der bedeckungsfreien Phasenbereiche unter verschiedenen Winkeln beobachtet. Da die von diesem Ort ausgehende Zyklotronstrahlung ihr Intensitätsmaximum jedoch nicht bei Betrachtung entlang der magnetischen Feldlinien, sondern erst bei größeren Winkeln zwischen dem Magnetfeld und der Sichtlinie des Beobachters erreicht, ist die Helligkeit des rechten Bereichs um die Auswirkung dieser Winkeldifferenz erhöht.

Dementsprechend weist der bedeckungsfreie Phasenbereich auch kein durchgehend gleichmäßiges Intensitätsniveau auf, wie in der Darstellung der vollständigen Umlaufperiode in Abbildung 5.22 deutlich zu erkennen ist, und die hier angewendeten numerischen Näherungen konstanter Intensität sind jeweils nur über einen kleinen Phasenbereich zulässig. Das globale Maximum der Lichtkurve (in Abbildung 5.22 ungefähr bei Zeitindex 7000) wird ebenfalls von der räumlichen Anisotropie der abgegebenen Zyklotronstrahlung verursacht.

5.3.5 Zeitliche Auflösung der Bedeckung des Akkretionspunkts

Mit dem OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometer ist es erstmalig gelungen, den genauen Intensitätsverlauf der Bedeckung des Akkretionspunkts auf der Oberfläche des weißen Zwergs durch den begleitenden Hauptreihenstern mit einem hohen Signal zu Rausch Verhältnis zeitlich aufzulösen.

In den beiden Darstellungen des Ein- und des Austritts aus dem Schatten des Begleitsterns in Abbildung 5.24 und Abbildung 5.25 sind deutlich die abrupten Änderungen des zeitlichen Helligkeitsverlaufs zu erkennen, die ein klares Indiz für die scharfe räumliche Begrenzung des Emissionsgebiets sind, so wie sie auch

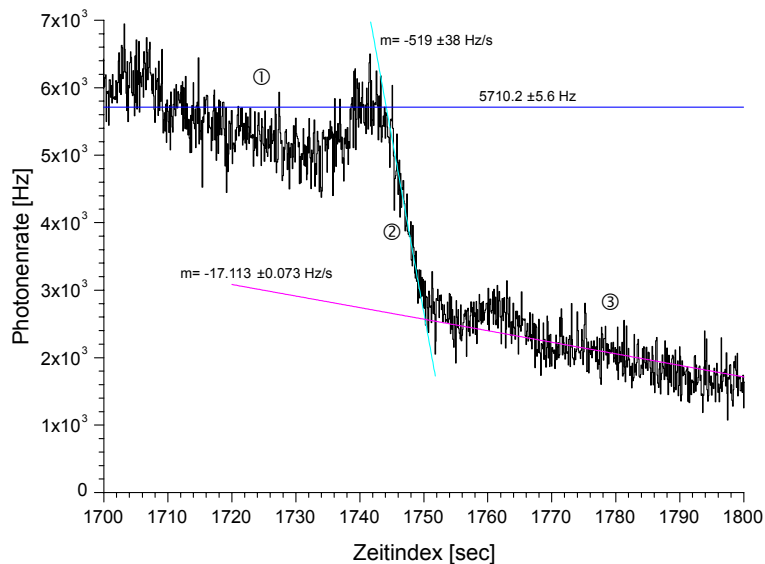


Abbildung 5.24: zeitlich aufgelöster Eintritt des weißen Zwergs in die Bedeckung
 Zur genaueren Auswertung der steilen Bedeckungsflanken und der Übergangsbereiche wurde auf die gleitende Mittelwertbildung der Meßdaten verzichtet, und die Zeitauflösung der dargestellten Photonennraten beträgt 0,1 Sekunden.

aufgrund des festen Einschusses des Akkretionsstroms durch das dominierende Magnetfeld zu erwarten ist.

Des weiteren können, mit Hilfe der in den Abbildungen eingezeichneten linearen numerischen Näherungen, die jeweiligen Zeitdauern und Amplituden der fortschreitenden Abschattung bestimmt werden. Die für die exakte photometrische Auswertung der Meßdaten auf Zeitskalen im Sekundenbereich notwendige sehr hohe Signalqualität wurde bei den Messungen von HU Aquarii im Juli 2000 aller-

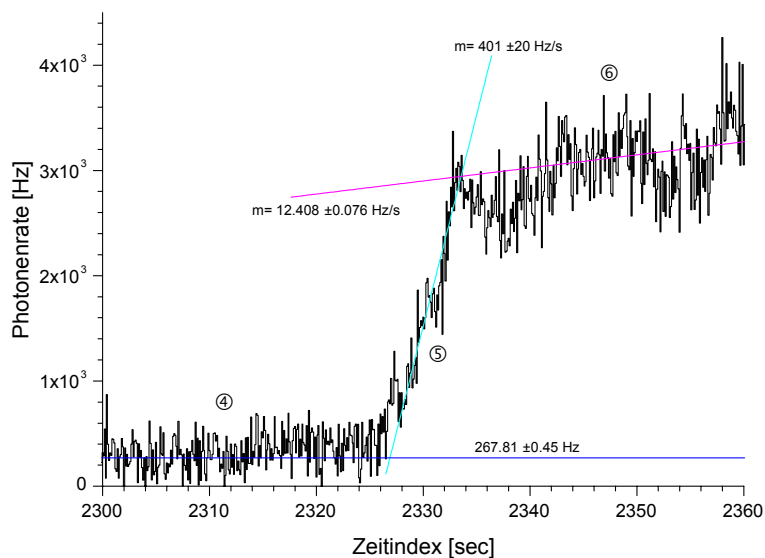


Abbildung 5.25: zeitlich aufgelöster Austritt des weißen Zwergs aus der Bedeckung
 Die Zeitauflösung der dargestellten Photonennraten beträgt 0,1 s.

dings nur bei zwei der vier aufgezeichneten Bedeckungen erreicht, da das Zielobjekt wegen seiner astronomischen Position nur in den frühen Morgenstunden und teils mit großer Zenitdistanz beobachtet werden konnte. Die daraus ermittelten charakteristischen Werte der zeitlich aufgelösten Abschattung des Akkretionspunkts sind in Tabelle 5.10 zusammengestellt.

Datum der Beobachtung		5. Juli 2000	8. Juli 2000
Nummer der Umlaufs des Begleitsterns		32653	32687
Zeitdauer des Eintritts in die Bedeckung	sec	$6,8 \pm 0,2$	$6,1 \pm 0,5$
Zeitdauer des Austritts aus der Bedeckung	sec	$7,4 \pm 0,6$	$6,7 \pm 0,4$
Amplitude bei Eintritt in die Bedeckung	Hz	2900 ± 300	3160 ± 200
Amplitude bei Austritt aus der Bedeckung	Hz	3000 ± 300	2700 ± 200

Tabelle 5.10: charakteristische Werte der Bedeckung des Akkretionspunkts
Die angegebenen Periodennummern entsprechen der fortlaufenden Numerierung gemäß Schwope et al. 1997

Trotz der Streuung der einzelnen Meßwerte und der relativ großen Fehlergrenzen von ungefähr zehn Prozent scheint die Intensitätsveränderung zu Beginn und Ende der Bedeckung dabei einen einheitlichen Wert in der Größenordnung von etwa 2900 Hz aufzuweisen. Zwar ist die hier präsentierte Datengrundlage zu gering, um auf Basis der OPTIMA Meßdaten zu einer endgültigen Aussage zu gelangen, doch steht das Ergebnis offensichtlich im Widerspruch zu den in Harrop-Allin et al. 1999 veröffentlichten Lichtkurven vom August 1993, bei denen der Intensitätsanstieg beim Austritt aus der Bedeckung um bis zu 50 Prozent größer ist, als der entsprechende Rückgang beim Eintritt. Da ein Meßfehler dieser Größenordnung bei beiden Messungen eher unwahrscheinlich ist, muß diesbezüglich eventuell mit einer Variabilität der Quelle gerechnet werden.

Eine mögliche Erklärung für ein derartiges Verhalten wäre zum Beispiel eine azimutale Verlagerung des Akkretionspunkts bezüglich der Verbindungslinie zwischen den beiden Sternen. Ein derartige Verschiebung des magnetisch geführten Teil des Akkretionsstroms um mehrere Grad wurde auch schon von Harrop-Allin et al. vorgeschlagen [Harrop-Allin et al. 1999], ausgehend von einer beobachteten Variation der Phasenlage der Abschattung des Akkretionspunkts durch den Verlauf des Materiestroms (siehe auch Kapitel 5.3.6). Wie auch schon im vorhergehenden Kapitel, bei der Begründung der unterschiedlichen Intensitätsniveaus in den bedeckungsfreien Bereichen außerhalb der Eklipse dargelegt wurde, erfolgt die Emission der vom Akkretionspunkt ausgehenden Zyklotronstrahlung räumlich

anisotrop, so daß sich mit dem Winkel, unter dem die Strahlung vom heißen Bereich der Sternoberfläche betrachtet wird, auch die empfangene Intensität ändert. Verschiebt sich nun jedoch die azimutale Lage des Akkretionspunkts auf der kugelförmigen Oberfläche des weißen Zwergs, so erscheint das Emissionsgebiet beim Ein- und Austritt der Bedeckung unter verschiedenen Blickwinkeln was einen anderen empfangenen Strahlungsfluß zur Folge hat. Dadurch haben unterschiedliche azimutale Positionen des Akkretionspunkts also auch eine Veränderung der Ein- und Austrittsamplituden zur Folge, was die widersprüchlichen Beobachtungsergebnisse erklären würde.

Auch bei den Zeitspannen für den Ablauf der Bedeckung des Akkretionspunkts, scheint eine zeitliche Variation vorhanden zu sein. Zwar ist auch hier, auf der Basis von zwei einzelnen Messungen, keine feste Aussage möglich, und die einzelnen Meßwerte sind im Rahmen ihrer Fehlergrenzen notfalls alle mit einer Zeitdauer im Bereich von etwa 6,7 Sekunden verträglich, doch dauert bei beiden Messungen der Austritt um 0,6 Sekunden länger als der Eintritt, was eher auf eine Verlängerung der Übergänge um 0,7 Sekunden über den betrachteten Zeitraum von drei Tagen hindeutet. Eine derartige Veränderung könnte zum Beispiel auf eine vergrößerte räumliche Ausdehnung des Akkretionspunkts in Folge eines erhöhten Massentransfers hindeuten, eine genauere Klärung dieser Frage kann allerdings nur auf einer breiteren Datenbasis erreicht werden.

Des weiteren bestätigen die Messungen von OPTIMA die Aussage von Harrop-Allin et al., wonach in der Lichtkurve von HU Aquarii keine Anzeichen für eine Beeinflussung durch die Photosphäre des weißen Zwergs vorhanden sind. Zwar wurden derartige Effekte, die direkt auf den weißen Zwerg selbst zurückzuführen sind, schon bei ähnlichen akkretierenden Binärsystemen mit starken Magnetfeldern, wie zum Beispiel UZ Fornax [Bailey & Cropper 1991], nachgewiesen, doch scheint dies bei HU Aquarii nicht der Fall zu sein. Entsprechend den für dieses System entwickelten theoretischen Modellen, ist der wahrscheinlichste Phasenbereich, um nach Auswirkungen der Photosphäre des weißen Zwergs zu suchen, kurz vor dem Austritt des Akkretionspunkts aus der Bedeckung durch den Hauptreihenstern. Die relative Dauer des atmosphärischen Effekts ist, im Vergleich zur Austrittszeit des heißen Flecks, dabei abhängig von der geometrischen Lage der Akkretionsregion auf dem weißen Zwerg. Für die angenommenen Parameter von HU Aquarii sollte die entsprechende Zeitspanne der Sichtbarkeit der

Photosphäre nach Harrop-Allin et al. 1999 im Bereich von zwölf Sekunden oder mehr liegen. Auf dieser Zeitskala ist jedoch bei den mit OPTIMA beobachteten Bedeckungen (zum Beispiel in Abbildung 5.25) keine signifikante Struktur erkennbar, die auf ein selbst nur geringfügiges exponentielles Anwachsen des empfangenen Strahlungsflusses vor dem Austritt des Akkretionspunkts (in Abbildung 5.25 in etwa bei Zeitindex 2326 sec) hindeutet.

5.3.6 Phasenlage des Vorläufers der Bedeckung

Bei Betrachtung des in Abbildung 5.22 dargestellten mehr als dreistündigen Intensitätsverlaufs von HU Aquarii fällt vor den beiden vollständigen Bedeckungen noch ein weiteres, bislang nicht erwähntes Kennzeichen der Lichtkurve auf, und zwar der den jeweiligen Bedeckungen um etwa 600 Sekunden vorausgehende und einige hundert Sekunden andauernde Intensitätsrückgang.

Aus spektroskopischen Beobachtungen des Sternensystems ist bekannt, daß in diesem Phasenbereich zwar die Emissionslinien des Akkretionsstroms vorhanden sind, nicht aber die Zyklotronstrahlung vom Akkretionspunkt auf der Oberfläche des weißen Zwergs [Schwope et al. 1997]. Dementsprechend wird dieser Intensitätsrückgang als Abschattung der Strahlung des Akkretionspunkts durch den zwischen den beiden Sternen auf einer komplizierten dreidimensionalen Bahn verlaufenden Materiestrom erklärt. In der schematischen Darstellung des Binärsystems in Abbildung 5.21 tritt diese Abschattung ungefähr bei einem Betrachtungswinkel von oben rechts ein.

Die genaue Phasenlage und das zeitliche Verhalten dieses Effekts, der einen wichtigen Anhaltspunkt über den räumlichen Verlauf des Akkretionsstroms liefert, ist jedoch immer noch unter Diskussion. So sind in der Literatur scheinbar unvereinbare Phasenpositionen zwischen $0,882 \pm 0,003$ [Schwope et al. 1997] und $0,867 \pm 0,001$ [Harrop-Allin et al. 1999] zu finden, wobei in der letztgenannten Publikation sogar zusätzlich von einer meßbaren zeitlichen Verschiebung über zwei Minuten innerhalb von 36 Umläufen des Systems berichtet wird. Um zu dieser Diskussion weitere Anhaltspunkte hinzuzufügen, wurden auch aus den OPTIMA Messungen vom Juli 2000 die absoluten Phasenlagen dieser Abschattung, unter Anwendung der zu diesem Zweck von allen Autoren benutzten gaußförmigen numerischen Näherung, bestimmt und sind in Tabelle 5.11 zusammengestellt.

Datum der Beobachtung	Periodennummer	Phasenlage
5. Juli 2000	32653	$0,8726 \pm 0,004$
6. Juli 2000	32664	$0,8745 \pm 0,004$
8. Juli 2000	32687	$0,8756 \pm 0,004$
8. Juli 2000	32688	$0,8752 \pm 0,004$

Tabelle 5.11: Phasenlage des Vorläufers der vollständigen Bedeckung
Die angegebene Periodennummer entspricht der fortlaufenden Numerierung nach Schwöpe et al. 1997.

Demzufolge kann im Rahmen der angegebenen Meßunsicherheiten von etwa 30 Sekunden, die vor allem auf die mehr als fünf Minuten betragende volle Halbwertsbreite der Abschattung zurückzuführen ist, und dem betrachteten Zeitraum von 35 Umläufen des Begleitsterns keine signifikante zeitliche Veränderung der Phasenlage ausgemacht werden. Der gemittelte Wert von ungefähr 0,8744 liegt dabei nahezu genau zwischen den beiden oben zitierten Literaturwerten, ist jedoch unter Berücksichtigung der jeweiligen Vertrauensbereiche mit keinem von Beiden besonders gut vereinbar.

Unter Ausschluß etwaiger Meßfehler scheinen die gesammelten Daten also wirklich darauf hinzudeuten, daß die Phasenlage dieser Abschattung, und damit die zugrundeliegende azimutale Position des Akkretionspunkts auf der Oberfläche des weißen Zwergs, gewissen zeitlichen Veränderungen unterworfen ist. Ein derartiges Verhalten, wie es auch schon in Kapitel 5.3.5, bei der Analyse der Intensitätsamplituden beim Ein- und Austritt des Akkretionspunkts aus der Bedeckung durch den Hauptreihenstern, als mögliche Erklärung der verschiedenen Beobachtungsergebnisse vorgeschlagen wurde, könnte zum Beispiel auf eine zeitliche Veränderung des im Rahmen der Akkretion stattfindenden Materietransfers hindeuten, in deren Folge sich auch der azimutale Ort der Ankopplung der einströmenden Masse an das Magnetfeld des weißen Zwergs ändern könnte. Zwar ist eventuell sogar in den in Tabelle 5.11 aufgeführten Daten eine gewisse ansteigende Tendenz zu erahnen, doch ist die Signifikanz dieses Trends zu gering, um auf der Basis der Messungen von OPTIMA eine aussagekräftige Schlußfolgerung zu ermöglichen.

5.3.7 Untersuchung kurzer Intensitätsausbrüche

Wie bereits in der einleitenden Vorstellung von HU Aquarii angesprochen wurde, verläuft die Akkretion der Materie des Hauptreihensterns durch den weißen Zwerg nicht absolut gleichmäßig, sondern die zeitliche Verteilung des von dem Binärsystem empfangenen Strahlungsflusses weist Intensitätsschwankungen unterschiedlicher Zeitkonstanten auf. Daß diese Variationen auf die nichtthermische Strahlung des heißen Akkretionspunkts auf der Oberfläche des weißen Zwergs zurückzuführen sind, ergibt sich aus der Tatsache, daß die Effekte nur in denjenigen Phasenbereichen nachweisbar sind, in denen die Zyklotronstrahlung des heißen Flecks vom Beobachter empfangen wird (in Abbildung 5.23 in den Bereichen ①⑥⑦) [Harrop-Allin et al. 1999]. Sowohl während der vollständigen Bedeckung (④), als auch im Verlauf der vorausgehenden langsamen Abschattung des Akkretionsstroms (③) sind hingegen, abgesehen von den Helligkeitsänderungen aufgrund der fortschreitenden Bedeckung, keine signifikanten kurzzeitigen Intensitätsvariationen erkennbar, weshalb weder der begleitenden Hauptreihenstern, noch der Akkretionsstrom als Verursacher in Frage kommen.

Grundsätzlich sind bei diesen Variationen zwei Erscheinungsformen zu unterscheiden, nämlich die sogenannten quasiperiodischen Oszillationen, also periodische Schwankungen die nur für eine begrenzte Zeitspanne existieren, und die, im Englischen als Flares bezeichneten, kurzzeitigen und manchmal sehr intensiven Intensitätsausbrüche.

Die typischen Zeitkonstanten der quasiperiodischen Oszillationen, wie sie zum Beispiel auch in Abbildung 5.23 sichtbar sind, liegen in der Größenordnung von einigen Sekunden [Harrop-Allin et al. 1999] und sind wahrscheinlich auf eine geringfügig inhomogene Verteilung der Materiedichte innerhalb des gasförmigen Akkretionsstroms zurückzuführen. Da das Binärsystem wegen seinem kleinen Bahndurchmesser für den Beobachter auf der Erde nur als Punktquelle in Erscheinung tritt, kann natürlich auch die Flächenemission des Materiestroms zwischen den beiden Objekten nicht räumlich aufgelöst werden, wodurch eventuell auch bei dieser Strahlungskomponente Auswirkungen der Inhomogenitäten sichtbar würden. Deshalb bleibt ihre einzige meßbare Erscheinungsform auf die Emissionen des Akkretionspunktes beschränkt, da die dort entstehende Strahlungsintensität in direktem Zusammenhang mit der Menge der akkretierten Materie steht.

Neben diesen, durch ihre relativ langen Zeitkonstanten von mehreren Sekunden bereits aus den Meßdaten anderer Detektorsysteme bekannten, quasiperiodischen Oszillationen treten bei HU Aquarii jedoch noch andere Variationen der gemessenen Strahlungsintensität auf, die vermutlich ebenfalls auf die inhomogene Materieverteilung zurückzuführen sind. Dabei handelt es sich um die meist einzeln auftretenden sehr kurzen und zum Teil äußerst kräftigen Intensitätsausbrüche der Flares. Diese sehr schnell ablaufenden Erscheinungen konnten bei HU Aquarii in den Meßdaten des OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometers erstmalig zeitlich aufgelöst werden, um ihren Helligkeitsverlauf detailliert zu untersuchen und eine charakteristische Zeitdauer zu bestimmen.

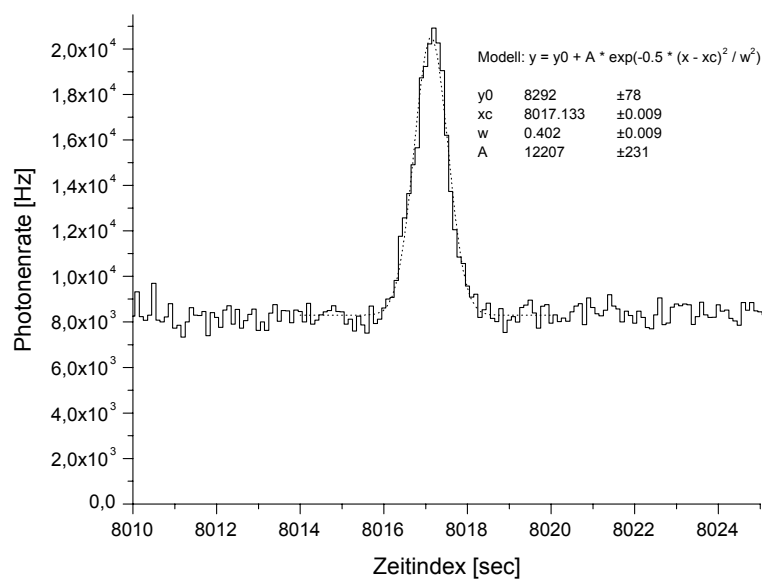


Abbildung 5.26: isolierter Intensitätsausbruch von HU Aquarii am 5.7.2000

Die dargestellten Photonennraten sind bezüglich des Beitrags des atmosphärischen Hintergrunds korrigiert und entsprechen somit direkt dem Strahlungsfluß des Beobachtungsobjekts. Die Zeitauflösung der Darstellung beträgt 0,1 Sekunden.

Ein besonders starker Ausbruch wurde dabei am 5. Juli 2000 aufgezeichnet und ist in Abbildung 5.26 dargestellt. Da die wiedergegebene Photonennrate, wie bereits in Kapitel 5.3.4 angesprochen wurde, mit Hilfe der aufgezeichneten Signale der das Zielobjekt umgebenden Hintergrundfasern vollständig bezüglich des Beitrags des atmosphärischen Himmelhintergrunds korrigiert ist, können anderweitige Strahlungsquellen als Ursache des beobachteten Intensitätsanstiegs absolut ausgeschlossen werden, und das Phänomen ist direkt auf das beobachtete Binärsystem zurückzuführen.

Als Erstes fällt bei der Betrachtung des abgebildeten Flares natürlich dessen hohe Intensität auf. So beträgt die Strahlung an ihrem Maximum nahezu das Zweieinhalbfache der umliegenden Bereiche, was in astronomischen Einheiten einem Helligkeitszuwachs von ungefähr einer ganzen Magnitude entspricht. Des weiteren ist der fast perfekt gaußförmige Intensitätsverlauf und die sehr geringe volle Halbwertsbreite von nur 0,8 Sekunden bemerkenswert, welche beide erst durch die mit OPTIMA erreichbare hohe Zeitauflösung bei geringen systematischen Fehlern genau bestimmt werden konnten.

Um wieder auf die wahrscheinliche Theorie der Dichteschwankungen des Akkretionsstroms zurückzukommen, sind derartige Intensitätsausbrüche durch isolierte Bereiche mit deutlich erhöhtem Materieanteil erklärbar. Unter kurzzeitiger Vernachlässigung der um mehr als eine Größenordnung kleineren quasiperiodischen Oszillationen würde der ansonsten einigermaßen gleichmäßig verlaufende Materiestrom demnach gelegentlich scharf abgegrenzte Klumpen mit stark erhöhter Materiedichte enthalten.

Während die Mehrzahl der ungefähr ein Dutzend, während der fünf beobachteten Umlaufperioden gemessenen Flares einzeln auftritt, und meistens höchstens eines oder zwei dieser Ereignisse pro Periode des Binärsystems vorhanden sind, kommen gelegentlich auch kleinere Serien zustande. Dies scheint gehäuft in der Folge von ungewöhnlich starken Intensitätsausbrüchen, wie zum Beispiel dem aus Abbildung 5.26, der Fall zu sein, auf welche dann noch ein bis zwei weitere Ausbrüche deutlich geringerer Amplitude folgen. Der typische zeitliche Abstand zwischen derartigen Pulsen liegt dabei im Bereich von zwei Minuten.

In den OPTIMA Meßdaten vom 5. Juli 2000, in denen mit fünf Flares pro Periode und einer Vielzahl von kleineren Intensitätsschwankungen eine überraschend große Aktivität vorhanden ist, konnte vermutlich auch die zeitliche Überlagerung zweier einzelner Intensitätsausbrüche entdeckt werden (siehe Abbildung 5.27). Unter Vorgabe der bei mehreren isolierten Ausbrüchen ermittelten und stets in der gleichen Größenordnung liegenden Halbwertsbreite, kann der mit ungefähr drei Sekunden deutlich längere Ausbruch als Überlagerung zweier oder sogar dreier einzelner Flares aufgefaßt werden. Weder in der vorhergehenden, noch in der folgenden, oder einer anderen Nacht dieses Beobachtungslaufs wurde ein ähnlich ungleichmäßiger Strahlungsverlauf festgestellt.

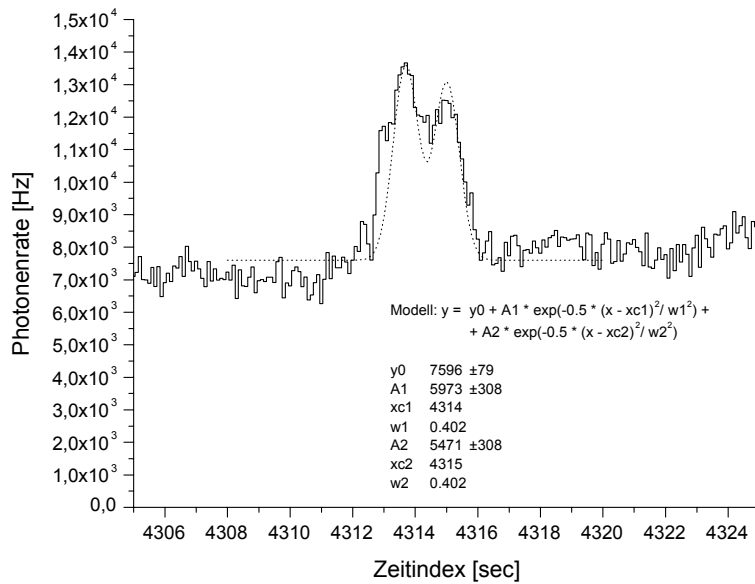


Abbildung 5.27: doppelter Intensitätsausbruch von HU Aquarii am 5.7.2000

Die dargestellten Photonennraten sind bezüglich des Beitrags des atmosphärischen Hintergrunds korrigiert und entsprechen somit direkt dem Strahlungsfluß des Beobachtungsobjekts. Die Zeitauflösung der Darstellung beträgt 0,1 Sekunden.

5.3.8 Zusammenfassung der Messungen von HU Aquarii

Obwohl das vorrangige wissenschaftliche Einsatzgebiet des OPTIMA Detektorsystems die Suche nach den äußerst lichtschwachen aber streng periodischen optischen Signalen von Pulsaren ist, kann mit der geschilderten Messung des veränderlichen Binärsystems HU Aquarii eindrucksvoll gezeigt werden, daß auch bei anderen astronomischen Objekten ein sinnvoller Einsatz von OPTIMA möglich ist.

Vor allem an den Betrieb des Hochgeschwindigkeitsphotometers und des Datenerfassungssystem werden dabei völlig andere Anforderungen gestellt, denn im Unterschied zu Pulsaren weist der zeitliche Intensitätsverlauf anderer Quellen meist keine nutzbaren schnellen Periodizitäten auf, mit denen die gemessenen Ankunftszeiten der einzelnen Photonen gefaltet werden können, um auch ein schwaches Signal vom Beitrag des atmosphärischen Hintergrunds zu trennen. Deshalb müssen solche Objekte, um sie auch ohne Faltung trotzdem mit hoher Zeitauflösung untersuchen zu können, einen deutlich größeren Strahlungsfluß als der Himmelshintergrund besitzen, was zum Beispiel im betrachteten Fall von HU Aquarii eine maximale Photonennrate von mehr als 20 kHz zur Folge hat (siehe Abbildung 5.26). Diese Intensität liegt mehr als eine Größenordnung über

dem typischen Wert bei der Suche nach lichtschwachen Pulsaren, wie zum Beispiel PSR B0630+17 (siehe Kapitel 5.2.2.1), und stellt hohe Anforderungen an die Langzeitstabilität der APD-Detektoren und die computergestützte Datenerfassung der Ankunftszeiten.

Der Verlust einer schnellen zeitlichen Faltung, durch die alle eventuellen Intensitätsveränderungen des statistisch gleichverteilten atmosphärischen Hintergrunds ausgemittelt werden, hat jedoch auch geänderte Anforderung an die Erfassung des optischen Flusses in der Fokalebene des Teleskops zur Folge. Während bei der Beobachtung von Pulsaren die Erzielung eines möglichst hohen Signal zu Hintergrund Verhältnisses im Vordergrund steht, liegt die Priorität hier auf einer photometrischen Messung, für die der vollständige Strahlungsfluß der Quelle von einer einzelnen Glasfaser erfaßt und in einem Detektorkanal konzentriert werden muß (siehe Kapitel 5.3.2). Nur dadurch kann zu jedem Zeitpunkt der Beobachtung die parallel gemessene Hintergrundintensität von der Photonrate des Zielobjekts subtrahiert werden, um das hintergrundfreie absolute Signal der Quelle zu bestimmen, das die Grundlage für verlässliche Aussagen über den zeitlichen Intensitätsverlauf des betrachteten Objekts darstellt.

Welch hohe und langzeitstabile Genauigkeit auch in dieser Betriebsart von OPTIMA erreicht werden kann, ist bei den Messung von HU Aquarii am Besten in den Bereichen der vollständigen Bedeckung des weißen Zwergs und des Akkretionsstroms zu erkennen, da in diesen Phasenbereichen alle zeitlich variablen Strahlungsbeiträge abgeschattet sind und nur die gleichmäßige Emission des Hauptreihensterns für den Beobachter sichtbar ist. Weder in der zeitlich vergrößerten Darstellung in Abbildung 5.23 (Bereich ④), noch in den beiden Intensitätsminima in Abbildung 5.22, sind signifikante Abweichungen des Signals nach oben oder unter in Bezug auf eine zeitlich konstante Näherung festzustellen, so wie sie aufgrund einer fehlerhaften Hintergrundkorrektur oder einer unvollständigen Erfassung des optischen Strahlungsflusses zu erwarten wären.

Zusätzlich zu der technischen Demonstration der Vielseitigkeit des OPTIMA Detektorsystems und der Verifizierung der von Schwope et al. bekannten Umlaufperiode des Binärsystems (siehe Kapitel 5.3.3), konnten mit Hilfe von OPTIMA einige wichtige Charakteristika der Lichtkurve von HU Aquarii, nämlich der Verlauf der Abschattung des Akkretionsgebiets auf der Oberfläche des weißen Zwergs (siehe Kapitel 5.3.5) und die kurzen intensiven Intensitätsausbrüche (siehe

Kapitel 5.3.7), erstmalig zeitlich aufgelöst werden. Während die erste Größe dabei vor allem für die Überprüfung und Weiterentwicklung der geometrischen Modelle des Binärsystems von Interesse ist, da sie direkt mit der Winkelausdehnung des Akkretionspunkts in Verbindung steht, stellt die detaillierte Untersuchung der beobachteten Intensitätsausbrüche, die von den derzeitigen Theorien auf eine inhomogene Materieverteilung innerhalb des Akkretionsstroms zurückgeführt werden, einen wichtigen Test für die Modellierung des Massentransfers zwischen den beiden stellaren Objekten dar.

Des weiteren konnte sowohl bei der Phasenlage des Vorläufers der Bedeckung (siehe Kapitel 5.3.6), als auch beim Vergleich der Ein- und Austrittsamplituden des Akkretionspunkts aus der Abschattung durch den Begleitstern (siehe Kapitel 5.3.5) die Vermutung eines zeitlich variablen Verlaufs des Akkretionsstroms zwischen den beiden Sternen durch den Vergleich mit veröffentlichten Werten anderer Autoren bekräftigt werden.

6 Mögliche Verbesserungen des Detektorsystems bei weiteren Messungen

Wie in den vorangehenden Kapiteln bei der Diskussion der ersten astronomischen Meßergebnisse von OPTIMA an den beiden Pulsaren PSR B0531+21 und PSR B0630+17 deutlich wurde, hatte das zum Zeitpunkt der Beobachtungen im Winter 1999/2000 noch nicht mit allen Detektorkanälen fertiggestellte Hochgeschwindigkeitsphotometer bei einigen Punkten direkte Auswirkungen auf die Aussagekraft des erzielten Resultats. Dies betrifft vor allem die fehlende Möglichkeit, die an der Position des Zielobjekts gemessene Strahlungsintensität bezüglich des Beitrags des umgebenden Himmelshintergrunds zu korrigieren und den absoluten Strahlungsfluß der betrachteten Quelle aus den aufgezeichneten Meßdaten zu berechnen.

Insbesondere bei zwei Problemstellungen hatte die fehlende Korrektur einen negativen Einfluß auf das erreichte Meßergebnis, nämlich bei der Klärung der Frage nach einer zeitlich konstanten Strahlungskomponente des Krebs Pulsars (siehe Kapitel 5.1.2) und beim Vergleich der OPTIMA Messung von Geminga mit dem publizierten Resultat von Shearer et al. (siehe Kapitel 5.2.2.5), da in beiden Fällen die absolute Bestimmung des vom Zielobjekt stammenden Strahlungsflusses notwendig gewesen wäre. Daß eine derartige Korrektur mit dem inzwischen fertiggestellten Detektorsystem durchaus möglich ist, wurde hingegen im Juli 2000 mit den Messungen von OPTIMA an dem veränderlichen Binärsystem HU Aquarii gezeigt (siehe Kapitel 5.3).

Als Abschluß dieser Arbeit wird deshalb ein Ausblick gegeben, wie die erreichbaren Resultate bei einer erneuten Beobachtung dieser beiden Objekte mit OPTIMA verbessert werden können. Dazu werden einerseits die unmittelbaren Auswirkungen des fertiggestellten Hochgeschwindigkeitsphotometers diskutiert, wobei auch ein möglichst effektives und präzises Verfahren zur Kalibration der einzelnen Detektorkanäle beschrieben ist, das auf den gesammelten Erfahrungen bei den Messungen von HU Aquarii basiert. Andererseits wird eine quantitative Simulation dargestellt, wie stark sich das Signal zu Hintergrund Verhältnis bei einer Messung des Geminga Pulsars durch den Einsatz von Wellenlängenfiltern

verbessern läßt, deren Transmission an die spektrale Intensitätsverteilung der Quelle angepaßt ist.

6.1 Das fertiggestellte Hochgeschwindigkeitsphotometer

Seit Sommer 2000 ist der Aufbau des OPTIMA Detektorsystems mit der Integration der letzten bis dahin noch fehlenden Detektorkanäle des Hochgeschwindigkeitsphotometers endgültig abgeschlossen. Durch die nun vorhandenen acht Meßkanäle ist es, wie auch ursprünglich geplant, fortan möglich, zusätzlich zur Erfassung des Strahlungsflusses von der direkten Position der Quelle und von einer dunkeln Hintergrundsregion in der näheren Umgebung, auch gleichzeitig eine sechsfache Messung der optischen Strahlungsintensität aus dem sich unmittelbar um das Zielobjekt ringförmig anschließenden Himmelsgebiet durchzuführen.

Die damit verbundene geringfügige Ortsauflösung in der Größenordnung weniger Bogensekunden kann zudem bei sehr hellen Quellen nützlich sein, deren Signal sich so deutlich von der Intensität des Himmelshintergrunds abhebt, daß die exakte Positionierung des Zielobjekts auf der Mitte der zentralen Glasfaser durch die, auch während der Messung fortlaufend auf dem Bildschirm angezeigten, aktuellen Photonennraten der einzelnen Detektorkanäle überprüft werden kann. Diese zusätzliche Kontrollmöglichkeit ist insbesondere dann von Nutzen, wenn OPTIMA an Teleskopen betrieben wird, an denen die CCD Kamera der Fokalaufsicht als Star-Tracker zur Nachführung des Teleskops eingesetzt werden muß (siehe Kapitel 2.4) und damit nicht für die Aufnahme von Kontrollbildern mit langen Belichtungszeiten zur Verfügung steht.

Die Hauptaufgabe des aus den sechs zusätzlichen Glasfasern zusammengesetzten äußeren Rings des hexagonalen Bündels (siehe Abbildung 2.2) ist jedoch, daß mit Hilfe der Daten dieser Meßkanäle die auf dem zentralen Kanal empfangene Strahlungsintensität sehr präzise bezüglich des atmosphärischen Hintergrunds korrigiert werden kann, und damit die Bestimmung des nur von der beobachteten Quelle stammenden Strahlungsflusses ermöglicht wird.

Natürlich müssen alle vorhandenen Unterschiede in der Sensitivität der einzelnen Detektorkanäle dazu sehr genau bekannt und die Kanäle untereinander exakt kalibriert sein, um zum Beispiel bei der Messung des Geminga Pulsars den Fluß des Zielobjekts aus der gemessenen Photonennrate bei einem Signal zu Hintergrund

Verhältnis von ungefähr eins zu eintausend bestimmen zu können. Da sich das Ansprechverhalten der einzelnen Kanäle auch zeitlich verändern kann, was meist auf eine zunehmende Verschmutzung der Faserenden in der Fokalebene des Teleskops durch Staub oder andere Partikel zurückzuführen ist, sollte dieser Abgleich mindestens einmal pro Beobachtungsnacht stattfinden. Wie auch zur Aufnahme der entsprechenden Referenzbilder von astronomischen CCD Detektoren, den Flatfields, ist insbesondere die Dämmerungszeit zu Beginn und am Ende einer Beobachtungsnacht sehr gut für diesen Zweck geeignet.

Zum Einen geht auf diese Weise keine wissenschaftlich nutzbare Meßzeit während der Nacht verloren, und zum Anderen ist die Intensität der atmosphärischen Streuung, zumindest über den kleinen betrachteten räumlichen Bereich von wenigen Bogensekunden, sehr isotrop. Zudem kann vor allem am Ende der Nacht, durch den Beginn der Kalibrationsmessung kurz vor Einsetzen der Dämmerung und eine Fortführung der Messung bis zur Belastungsgrenze der Avalanche Photodetektoren, ein kontinuierliches Intensitätsprofil aufgezeichnet werden, was eine zügige Eichung über den kompletten Dynamikbereich des Hochgeschwindigkeitsphotometers ermöglicht. Da die verwendeten Detektoren allerdings nur für den Einsatz bei äußerst geringen Lichtpegeln von weniger als einigen hunderttausend Photonen pro Sekunde entwickelt wurden, ist bei diesen Messungen höchste Vorsicht geboten, denn diese Grenze wird bereits wenige Minuten nach Beginn der Dämmerung überschritten und ein nicht sofortiger Abbruch der Beobachtung hätte die irreversible Beschädigung des Systems zur Folge. Bei diesbezüglichen Testmessungen am 1,3 m Teleskop auf Kreta, bei denen bereits vier der sieben Datenkanäle des Faserbündels in Betrieb waren, konnte erfolgreich gezeigt werden, daß es mit diesem Verfahren möglich ist, die einzelnen Detektorkanäle mit einer solch hohen Genauigkeit gegeneinander zu kalibrieren, daß die verbleibenden Abweichungen bei den jeweils gemessenen Photonenraten nur noch vom statistischen Vertrauensintervall des Meßwerts bestimmt werden.

In Bezug auf eine denkbare erneute Messung von PSR B0630+17 ist es somit mit dem fertiggestellten Detektorsystem möglich, zusätzlich zu einer wiederholten Suche nach optischer Pulsation, auch die Intensität des zeitlich gleichverteilten Strahlungsflusses des Objekts zu bestimmen. Vor allem für den Fall, daß wieder keine signifikante Intensitätsvariation nachgewiesen werden kann, ist dieser Fluß die bislang entscheidend fehlende Größe, um die Messungen von OPTIMA mit

dem publizierten Resultat von Shearer et al. quantitativ zu vergleichen (siehe Kapitel 5.2.2.5), und deshalb ein wichtiger Schritt zu einem besseren Verständnis des optischen Emissionsverhalten von Geminga.

Auch bei einer erneuten Beobachtung des Krebs Pulsars würde die nun durchführbare Bestimmung des absoluten Strahlungsflusses der Quelle aus den gesammelten Meßdaten ein wichtiges neues Ergebnis liefern. Bei diesem Objekt ist zwar die präzise Vermessung der periodischen Intensitätsvariationen wegen der großen Modulationsamplituden schon nach einer kurzen Meßzeit von nur wenigen Minuten möglich (siehe Kapitel 5.1.1), doch abgesehen von dieser einfach meßbaren gepulsten Strahlungskomponente, ist das Vorhandensein einer zusätzlichen zeitlich konstanten optischen Emission noch immer umstritten (siehe Kapitel 5.1.2). Vor allem durch die räumlich stark anisotrope Intensitätsverteilung des überlagerten Emissionsnebels wird die Bestimmung des Anteils der gepulsten Strahlung an der Gesamtemission des Pulsars bei PSR B0531+21 sehr erschwert, doch sollte es mit Hilfe der aufgezeichneten Daten der sechs, das Zielobjekt unmittelbar umgebenden Detektorkanäle möglich sein, ein ausreichend präzises Modell der Hintergrundemissionen zu erstellen, um diesen Wert mit signifikanter Genauigkeit zu bestimmen.

Insbesondere eine mögliche polarimetrische Messung der ungepulsten Strahlungskomponente könnte dabei, durch einen Vergleich mit den bereits bekannten Emissionseigenschaften im Brückenbereich zwischen den beiden Maxima, einen wichtigen Schritt zu einem besseren Verständnis der Emissionseigenschaften dieses Pulsars liefern.

6.2 Einsatz von Wellenlängenfiltern bei PSR B0630+17

Vor allem bei einer möglichen Wiederholung der Messungen von Geminga mit dem OPTIMA Detektorsystem sollte aus zwei Gründen über den Einbau von Wellenlängenfiltern in das elektrische Filterrad des Detektorsystems (siehe Abbildung 2.1) nachgedacht werden, wobei jeweils unterschiedliche Filtervarianten zum Einsatz kämen.

Einerseits könnte die bislang breitbandige Messung in mehreren eng begrenzten Spektralbändern getrennt durchgeführt werden. Bei Verwendung der üblichen astronomischen Standardfilterkurven U, B, V und R könnte somit eine optimale

Vergleichbarkeit mit dem publizierten Ergebnis [Shearer et al. 1998] erreicht werden, wobei natürlich in Bezug auf die notwendige Meßzeit, vor allem bei einer Beibehaltung der Teleskopgröße, zu bedenken ist, daß durch die enge Beschränkung der spektralen Sensitivität des Detektors auch die von Geminga empfangene Photonenrate stark zurückgeht.

Ein anderer und vielleicht vielversprechenderer Ansatz ist hingegen die Verwendung eines Hochpaßfilters zur Maximierung des Verhältnisses zwischen der von Geminga und vom atmosphärischen Himmelshintergrund empfangenen Photonenraten. Im Gegensatz zu den Eigenschaften eines üblichen Farbfilters, der, ausgehend von einer zentralen Wellenlänge, eine meist gaußförmige Transmissionskurve aufweist und nur Photonen aus einem engen Frequenzband um dieses Zentrum transmittiert, besitzt ein Hochpaßfilter eine definierte Grenzfrequenz, oberhalb von der er einen breiten Transmissionsbereich aufweist, wohingegen alle Photonen mit niedrigeren Frequenzen absorbiert werden.

Insbesondere durch die im langwelligen bzw. niederfrequenten Spektralbereich ab 800 nm sehr stark ansteigende Intensität des atmosphärischen Himmelshintergrunds (siehe Abbildung 4.7), aber auch durch das lokale Flußmaximum bei 600 nm im Strahlungsspektrum von Geminga (entsprechend $5 \cdot 10^{14}$ Hz in Abbildung 4.4), kann bei der richtigen Wahl der Grenzfrequenz des Filters das Signal zu Hintergrund Verhältnis der Messung deutlich erhöht werden und ein signifikanteres Ergebnis ermöglichen.

Als Ausgangspunkt zur Bestimmung des optimalen Grenzwerts sind in Abbildung 6.2 und Abbildung 6.1 die bei unterschiedlichen Grenzwellenlängen verbleibenden Photonenraten vom Zielobjekt PSR B0630+17 und vom atmosphärischen Hintergrund dargestellt, wobei für die zugrundeliegende Berechnung das Transmissionsverhalten des Filters durch eine Stufenfunktion idealisiert wurde, bei der alle Photonen mit kürzeren Wellenlängen unbeeinträchtigt transmittiert und alle anderen vollständig absorbiert werden. Somit sind bei den in den beiden Abbildungen angegebenen Photonenraten all diejenigen Ereignisse berücksichtigt, welche auf den Spektralbereich zwischen dem kurzwelligen Beginn der Sensitivität der Avalanche Photodioden bei ungefähr 350 nm und der betrachteten Grenzwellenlänge entfallen. Die möglicherweise etwas verwirrende Bezeichnung dieses Filtertyps als Hochpaß geht dabei auf die Elektrotechnik zurück und bezieht sich hier auf die entsprechenden Schwingungsfrequenzen der Lichtwelle.

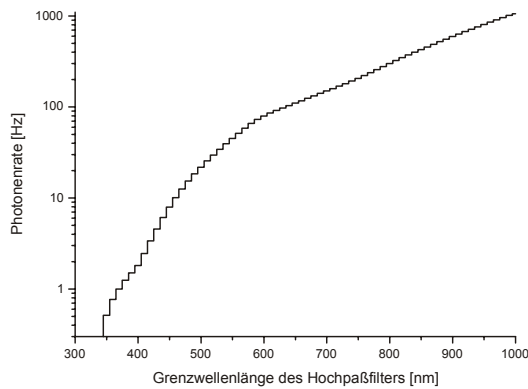


Abbildung 6.1: gemessene Photonenerate des atmosphärischen Hintergrunds bei Verwendung eines Wellenlängenfilters

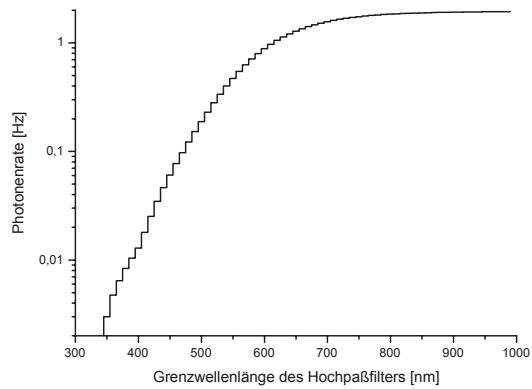


Abbildung 6.2: wie Abbildung 6.1 jedoch für den spektralen Strahlungsfluß von Geminga

Abgesehen von den um fast drei Größenordnungen auseinanderliegenden Intensitätsniveaus, fällt beim Vergleich der beiden logarithmischen Kurvenverläufe schnell auf, daß, wegen der unterschiedlichen spektralen Verteilungen, die empfangene Photonenerate von Geminga ab einer Grenzwellenlänge des Filters oberhalb von ungefähr 600 nm trotz des vergrößerten Sensitivitätsfensters kaum mehr zunimmt und ab 700 nm sogar nahezu konstant wird, während die Rate des atmosphärischen Hintergrunds ab 600 nm zwar langsamer aber trotzdem kontinuierlich weiter ansteigt. Zur genaueren Auswertung dieses Verhaltens ist in Abbildung 6.3 das numerische Verhältnis zwischen der empfangenen Intensität von PSR B0630+17 und der des Himmelshintergrunds in Abhängigkeit von der verwendeten Grenzwellenlänge dargestellt. Das rechte Ende der Skala ist dabei mit derjenigen Konfiguration des Detektorsystems vergleichbar, wie sie, ohne zusätzliche spektrale Beschränkung des Sensitivitätsbereichs der Photodioden, bei den Messungen an Geminga im Januar 2000 verwendet wurde, und für die das maximal erreichbare Signal zu Hintergrund Verhältnis mit Hilfe von theoretischen Berechnungen zu 1,8 : 1000 bestimmt wurde.

Des Weiteren geht aus Abbildung 6.3 klar hervor, daß sich dieses Verhältnis um bis zu einem Faktor sechs verbessern läßt, sofern die Grenzwellenlänge des Hochpaßfilters auf einen Wert um 650 nm festgelegt wird. Vergleicht man dieses Resultat mit den beiden separaten Darstellungen der Photoneneraten in Abbildung 6.1 und Abbildung 6.2, ist das Ergebnis auch leicht nachzuvollziehen, da bei dieser Wellenlänge vom Detektor bereits mehr als zwei Drittel des möglichen Flusses von Geminga empfangen wird, wohingegen die Photonenerate des atmosphäri-

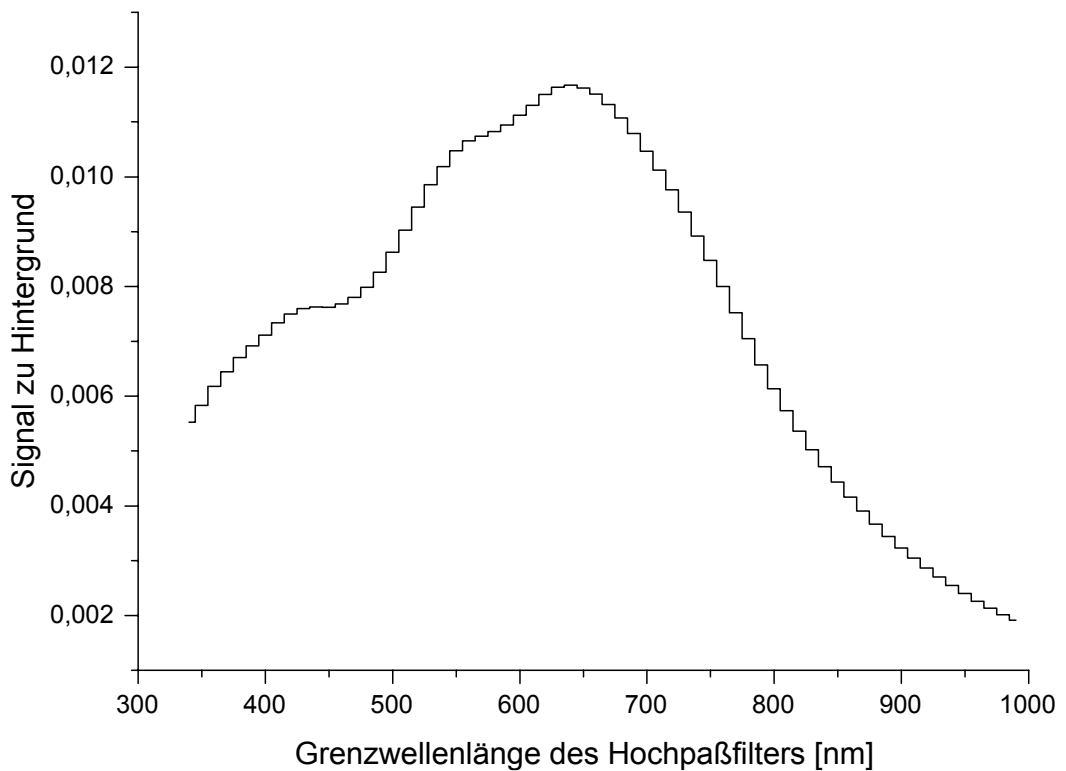


Abbildung 6.3: Signal zu Hintergrund Verhältnis während der Messung von PSR B0630+17 bei Verwendung eines Wellenlängenfilters

sehen Hintergrunds noch um fast 90 Prozent gegenüber ihrem spektral unbegrenzten Wert reduziert ist.

Diese konstruktiv relativ einfach zu erreichende Verbesserung der Signalqualität ist bei einer erneuten Messung von PSR B0630+17 mit dem OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometer unbedingt zu empfehlen, denn bei nahezu gleicher spektraler Aussagekraft des Meßergebnisses ist es damit möglich, die Stärke des Signals von Geminga in Bezug auf den atmosphärischen Hintergrund deutlich zu erhöhen. Nach gleichlanger Meßzeit wie im Januar 2000 ist demzufolge ein ungleich signifikanteres Meßergebnis zu erwarten. Umgekehrt sinkt die für ein aussagekräftiges Resultat notwendige Mindestmeßzeit ab, wodurch die erneuten Beobachtungen vielleicht auch im Rahmen einer Kampagne mit einem anderslautenden Primärziel durchgeführt werden können.

Anhang A Zeitsysteme

Bis 1955 wurde ausschließlich die Rotation der Erde um ihre eigene Achse zur Definition einer allgemeinen Zeitskala verwendet und die Länge einer Sekunde war als der 86.400te Teil eines mittleren Sonnentages festgelegt. Als mittlerer Sonnentag wird dabei die über ein Jahr gemittelte Länge des wahren Sonnentages bezeichnet, wobei die Differenz zwischen den beiden Werten im Verlauf eines Jahres bis zu ± 16 Minuten beträgt und als Zeitgleichung bezeichnet wird. Das auf diese Weise für einen bestimmten Beobachtungsort abgeleitete Zeitsystem wird UT0³⁰ genannt und kann z.B. durch die tägliche Bewegung der Sterne beobachtet werden. Um eine ortsunabhängige Zeitskala UT1 zu erhalten, die sogenannte Weltzeit, wurde zusätzlich der Beitrag der Erdpräzession am Beobachtungsort berücksichtigt.

Da sich die Eigenrotation der Erde jedoch aufgrund von Gezeiteneffekten pro Jahrhundert um ungefähr 1,4 Millisekunden pro Tag verlangsamt, handelt es sich bei UT um ein Zeitsystem, das sich mit zunehmender Zeit dehnt. Um diesen Effekt zu berücksichtigen wurde 1956 vom CIPM³¹ unter dem Namen Ephemeridenzeit die Dauer einer Sekunde als der 31.556.925,9747te Teil des tropischen Jahres am 0. Januar 1900 um 12^h ET³² neu definiert, wobei das hier verwendete tropische Jahr durch das Zeitintervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Durchgängen der mittleren Sonne durch den mittleren Frühlingspunkt festgelegt ist.

Obwohl dieses System nun einen konstanten Verlauf der Zeit gewährleistet, ist es im Hinblick auf die Herstellung von präzisen Zeitmessern nicht sehr zweckmäßig, weshalb 1967 von der CGPM³³ im Rahmen des SI³⁴ Einheitensystems eine neue Zeitskala eingeführt wurde, welche nicht auf astronomischen Phänomenen beruht. Unter der Bezeichnung Atomzeit TAI³⁵ ist seitdem "eine Sekunde als das 9.192.631.770-fache der Periodendauer der dem Übergang zwischen den Hyperfeinniveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids Cs¹³³ entsprechenden

³⁰ UT, universal time

³¹ CIPM, Comité International de Poids et Mesures

³² ET, ephemeris time

³³ CGPM, Conférence Générale des Poids et Mesures

³⁴ SI, International System of Units

³⁵ TAI, international atomic time

Strahlung" definiert. Der Nullpunkt dieses Zeitsystems wurde auf den 1. Januar 1958 0^h UT1 gelegt.

Um eine Zeitskala zu erhalten die der alten Ephemeridenzeit ET zur Beschreibung von geozentrischen dynamischen Ereignissen entspricht wurde zudem das TDT-System³⁶ eingeführt, das mit der Atomzeit über die folgende Gleichung in Verbindung steht (32,184s ist der Unterschied zwischen UT1 und ET am 1. Januar 1958 0^h UT1):

$$TDT = TAI + 32,184s$$

Da sowohl bei TDT als auch bei TAI die Dauer einer Sekunde konstant ist, ergibt sich im Verlauf der Zeit eine immer größer werdende Abweichung zur Weltzeit UT, was nach einigen Jahrhunderten dazu führt, daß zwölf Uhr mittags nicht mehr mit dem höchsten Sonnenstand übereinstimmen würde. Um die technisch einfach zu realisierende Atomzeit trotzdem als Basis einer Zeitskala für das zivile Leben benutzen zu können und sich der Weltzeit UT1 hinreichend gut anzunähern, wurde die koordinierte Weltzeit UTC³⁷ eingeführt. Diese ist definiert als:

$$UTC = TAI - N \cdot 1s$$

Dabei stellt N eine ganze Zahl an Schaltsekunden dar, die stets so gewählt wird, daß die Differenz zwischen UTC und UT1 nie größer als 0,9 Sekunden wird. Wächst die Differenz über diesen Betrag hinaus, wird zwischen dem folgenden 31. Dezember und 1. Januar oder zwischen dem 30. Juni und 1. Juli der Betrag von N um eine Einheit angepaßt. Bis zum 1. Januar 2000 wurden auf diese Weise 32 Schaltsekunden eingefügt.

Das TDT-System stellt somit eine kontinuierliche und konstante Zeitskala zur Charakterisierung von geozentrischen Ereignissen dar. Für einen Beobachter der nicht der Bewegung der Erde innerhalb des Sonnensystems folgt verläuft die Skala jedoch ungleichmäßig, da sich durch die elliptische Bahn der Erde um die Sonne das Gravitationspotential entlang der Bahn ändert, was zu einer periodischen Schwankung der Eigenzeit auf der Erdoberfläche mit einer Amplitude von 1,6 ms führt. Gleichermaßen führt auch das Gravitationspotential des Erdmondes sowie der anderen Planeten zu einer weiteren Korrektur der Größenordnung

³⁶ TDT, terrestrial dynamical time

³⁷ UTC, coordinated universal time

10 μ s. Die auf den Massenschwerpunkt unseres Sonnensystems bezogene Zeitskala, die diese Effekte berücksichtigt, wird als TDB³⁸ bezeichnet.

Als Grundlage für eine möglichst präzise Bestimmung der Differenz zwischen TDB und TDT ist der gültig Wert für jeden Tag 0^h UT in den DE200 Erdephemeriden des Jet Propulsion Laboratory enthalten. Aus den Werten zweier aufeinanderfolgender Tage kann dann mit Hilfe einer linearen Interpolation die gesuchte Abweichung für einen beliebigen Zeitpunkt bestimmt werden.

Unabhängig vom zugrundeliegenden Zeitsystem gibt es im astronomischen Bereich zwei äquivalente Notationen, nämlich den gregorianischen und den julianischen Kalender, um einen gegebenen Zeitpunkt darzustellen.

In dem von Papst Gregor XIII. festgelegten Kalender, der auch im bürgerlichen Leben Verwendung findet, geschieht dies durch die fortlaufende Zählung von vollständigen Tagen, Monaten und Jahren, sowie ganzzahligen Stunden, Minuten, Sekunden und Sekundenbruchteilen. Durch den alltäglichen Umgang und die intuitive Bewertung von Zeitspannen ist diese Aufteilung zwar für das menschliche Bewußtsein gut geeignet, bei arithmetischen Berechnungen führt die Stückelung jedoch zusätzlich zur Berücksichtigung von Schaltjahren zu einem erheblichen Mehraufwand an Rechenleistung.

In computerunterstützten Systemen wie OPTIMA wird deshalb meist eine Notation auf der Basis des julianischen Kalenders verwendet, bei der ein Zeitpunkt durch eine ganzzahlige Tagesnummer und den Bruchteil eines Tages festgelegt ist. In dieser etwas unanschaulichen aber arithmetisch sehr einfachen Darstellung ist die Berechnung von Zeitdifferenzen sehr einfach und wird auch nicht durch das Vorhandensein von Schaltjahren behindert.

³⁸ TDB, barycentric dynamical time

Anhang B Transmissionskoeffizienten der Glasfasern

Um von den gemessenen Photonenzählraten des Hochgeschwindigkeitsphotometers auf die tatsächliche Lichtintensität in der Fokalebene des Teleskops schließen zu können, müssen neben der Quanteneffizienz der Detektormodule vor allem die Verluste in den verwendeten Glasfasern genau bekannt sein. Insbesondere beim Einsatz von Fasertapern, also konischen Glasfasern mit unterschiedlichen Durchmessern der beiden Faserenden, können die Transmissionsverluste in Abhängigkeit von der Fertigungsqualität über einen großen Bereich variieren und müssen deshalb für jede einzelne Faser berücksichtigt werden.

B.1 Versuchsaufbau

Als Maß für die Qualität der bei OPTIMA eingesetzten Glasfasern wurde für jede Faser ein relativer Transmissionskoeffizient bestimmt, der angibt, welcher Prozentsatz der innerhalb des aktiven Faserdurchmessers einfallenden Photonen dem Detektor zugeführt wird. Zur Erzeugung der für die vergleichenden Messungen notwendigen räumlich äußerst homogenen und reproduzierbaren Lichtintensität wurde eine Versuchsanordnung gemäß Abbildung B.1 verwendet, die durch die diffuse Beleuchtung einer nur einen Millimeter breiten und vergleichsweise weit entfernten Lochblende eine ideale Punktlichtquelle simuliert. Die zusätzlichen Blenden entlang des Strahlrohres besitzen einen Innendurchmesser von ungefähr einem Zentimeter, wodurch sie den direkten Lichteinfall auf die Fasern nicht beeinflussen, aber störende Lichtreflexionen an der Innenwand des Rohres unterdrücken.

Zur Eichung der am einkoppelnden Faserende pro Flächeneinheit und Stromstärke

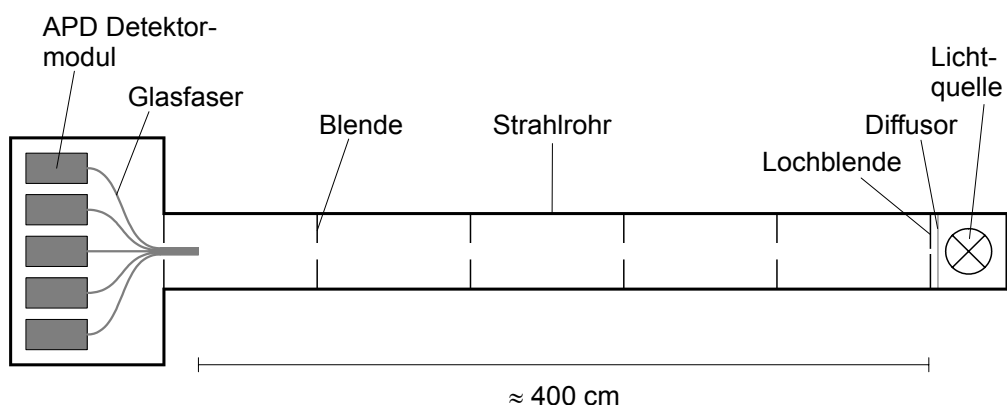


Abbildung B.1: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Transmission von Glasfasern

der Lichtquelle vorhandenen Photonen wurde die Anordnung mit zylindrischen Fasern der Länge 50 cm und einem Kerndurchmesser von 100 μm bestückt. Dieser im Endlosverfahren hergestellte Fasertyp unterliegt sehr geringen Fertigungstoleranzen und verfügt über eine detaillierte Spezifikation des wellenlängenabhängigen Dämpfungsverhaltens (siehe Abbildung B.2), wonach der gemittelte Intensitätsverlust innerhalb eines Faserstücks der verwendeten Länge über den sensitiven Wellenlängenbereich des Detektors (siehe Abbildung 4.3) weniger als 0,4 Prozent beträgt und bei den hier durchgeführten Messungen vernachlässigt wird.

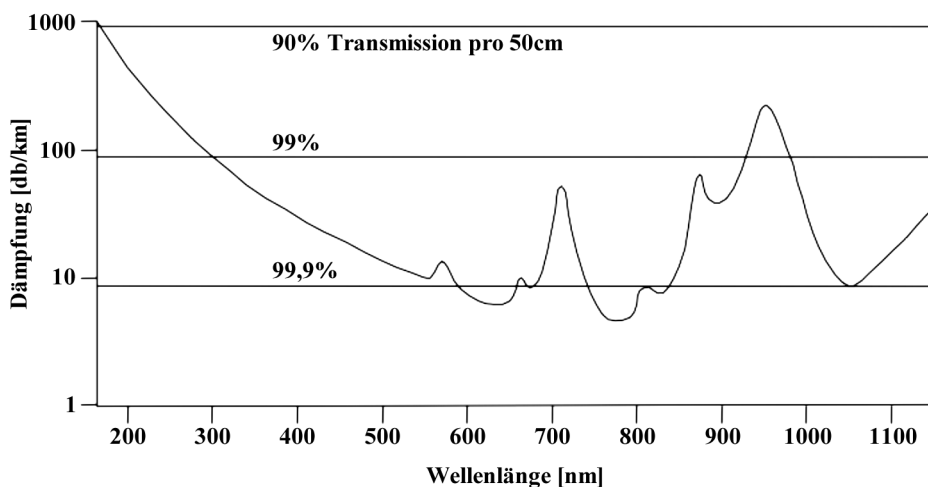


Abbildung B.2: wellenlängenabhängige Dämpfung in einer Glasfaser des Typs UV100/110P (basierend auf den Spezifikationen des Herstellers Ceram Optec GmbH)

Da die Reflexionsverluste an den beiden Faserenden unabhängig von der beleuchteten Fläche jeweils vier Prozent betragen (siehe Kapitel 4.3.5), ist die mit dieser Versuchsanordnung bestimmte Zählrate ein gutes Maß für die tatsächlich im Sensitivitätsbereich des Detektors vorhandene Anzahl von Photonen pro Zeit- und Flächeneinheit und damit eine gute Referenz für die experimentelle Bestimmung der unbekanntenen Transmissionskoeffizienten der Fasertaper.

B.2 Ergebnis und Diskussion der Transmissionsmessungen

In Tabelle B.1 sind die relativen Transmissionskoeffizienten, sowie ein paar weitere charakteristische Daten von einigen typischen bei OPTIMA eingesetzten Glasfasern bzw. Fasertapern zusammengefaßt. Das auffälligste Merkmal beim Vergleich der Daten ist sicherlich die überraschend geringe Transmission der Fasertaper mit den Bezeichnungen F590x und F320x, deren Ursache jedoch

geklärt werden konnte und im Folgenden erläutert wird, wobei zuerst kurz auf den Herstellungsprozeß von Fasertapern eingegangen werden muß.

<i>Faserkennung</i>		<i>G100A</i>	<i>G100B</i>	<i>G100D</i>	<i>G100F</i>	<i>F590A</i>	<i>F590B</i>
dickes Faserende	Durchmesser des Faserkerns	100µm	100µm	100µm	100µm	590µm	590µm
	Dicke des Kern-Claddings	5µm	5µm	5µm	5µm	20µm	20µm
dünn Faserende	Durchmesser des Faserkerns	100µm	100µm	100µm	100µm	100µm	100µm
	Dicke des Kern-Claddings	5µm	5µm	5µm	5µm	5µm	5µm
Transmissionskoeffizient		1,00	1,02	1,03	1,02	0,48	0,52
<i>Faserkennung</i>		<i>F320A</i>	<i>F320C</i>	<i>G320IA</i>	<i>G320IG</i>	<i>G320IIA</i>	<i>G320IID</i>
dickes Faserende	Durchmesser des Faserkerns	320µm	320µm	320µm	320µm	320µm	320µm
	Dicke des Kern-Claddings	20µm	20µm	30µm	30µm	30µm	30µm
dünn Faserende	Durchmesser des Faserkerns	100µm	100µm	100µm	100µm	100µm	100µm
	Dicke des Kern-Claddings	5µm	5µm	5µm	5µm	5µm	5µm
Transmissionskoeffizient		0,37	0,45	0,94	0,91	1,00	1,06

Tabelle B.1: experimentell bestimmte relative Transmissionskoeffizienten und technische Daten einiger OPTIMA Glasfasern bzw. Fasertapern

Als Ausgangspunkt für die Produktion von Fasertapern dienen zwei normale zylindrische Glasfasern, deren Durchmesser den gewünschten Durchmessern der beiden Enden des Tapers entsprechen. Ein Teil der dickeren Faser wird dann kontrolliert angeschmolzen und in Längsrichtung gezogen, bis der Durchmesser an der dünnsten Stelle genau dem Durchmesser der dünneren Glasfaser entspricht. Nach dem Abkühlen und erneuten Erhärten der gezogenen Faser wird die Faser an dieser Stelle durchtrennt und dort mit der dünnen Faser verschmolzen. Auf diese Weise ergibt sich ein langsamer und fließender Übergang zwischen den beiden Glasfasern der geforderten Enddurchmesser und die Reflexionseigenschaften bleiben idealerweise unbeeinträchtigt.

Es muß jedoch beachtet werden, daß die radiale Dicke des Claddings, also derjenigen Schicht, die den Faserkern umgibt und an der die innere Totalreflexion in der Glasfaser stattfindet, aufgrund seines geringeren anteiligen Volumens bei der Längsdehnung im Vergleich zum Kerndurchmesser stark abnimmt. Dadurch kann die in der Fasertechnologie übliche Cladding-Dicke von 1/10 des Kerndurchmes-

sers um ein Vielfaches unterschritten werden, was unter anderem zu erhöhten Transmissionsverlusten innerhalb der Faser führt.

Wie aus den ebenfalls in Tabelle B.1 enthaltenen radialen Dicken des Claddings hervorgeht, weisen die stark verlustbehafteten Fasertaper bereits an ihrem dicken Faserende deutlich verringerte Claddingwerte in Bezug auf ihren Kerndurchmesser auf. Im Bereich der konischen Verjüngung wird dieser Wert durch die Längsdehnung nochmals stark reduziert und dabei sichtlich der Grenzwert für eine nahezu vollständige Totalreflexion unterschritten. In den zu einem späteren Zeitpunkt gelieferten Fasertapern der Serie G320x konnte dieser Makel erfreulicherweise von der Herstellerfirma Ceram Optec GmbH beseitigt werden.

Um etwaigen Mißverständnissen aufgrund den in der Tabelle aufgeführten Transmissionskoeffizienten mit Werten größer Eins vorzubeugen, sollte nochmals darauf hingewiesen werden, daß es sich bei den angegebenen Werten stets um relative Angaben bezüglich der willkürlich ausgewählten Faser G100A handelt. Da diese jedoch, im Vergleich zu anderen Glasfasern der zylindrischen 100 µm Serie, geringfügig erhöhte Transmissionsverluste aufweist, sind die zu größer als Eins bestimmten Transmissionskoeffizienten eine Folge dieser beliebigen Wahl des Bezugspunktes.

Anhang C Die Eigenbewegung von PSR B0630+17

Durch die energiereiche Entstehung eines Neutronensterns als Überrest einer Supernova Explosion (siehe Kapitel 1.3.1) besitzen Pulsare meist eine sehr hohe Relativgeschwindigkeit von mehreren hundert bis über eintausend Kilometern pro Sekunde [Lyne & Lorimer 1994][Lorimer et al. 1997][Cordes & Chernoff 1998] bezüglich den anderen astronomischen Objekten in ihrer Umgebung. Besonders bei erdnahen Objekten, zu denen mit einem Abstand von nur 160 pc^{39} [Caraveo et al. 1996] auch der Geminga Pulsar gehört, hat diese Geschwindigkeit eine beobachtbare Eigenbewegung, also eine zeitlich veränderliche Position des Objekts im astronomische Koordinatensystem, zu Folge (siehe Abbildung C.1).

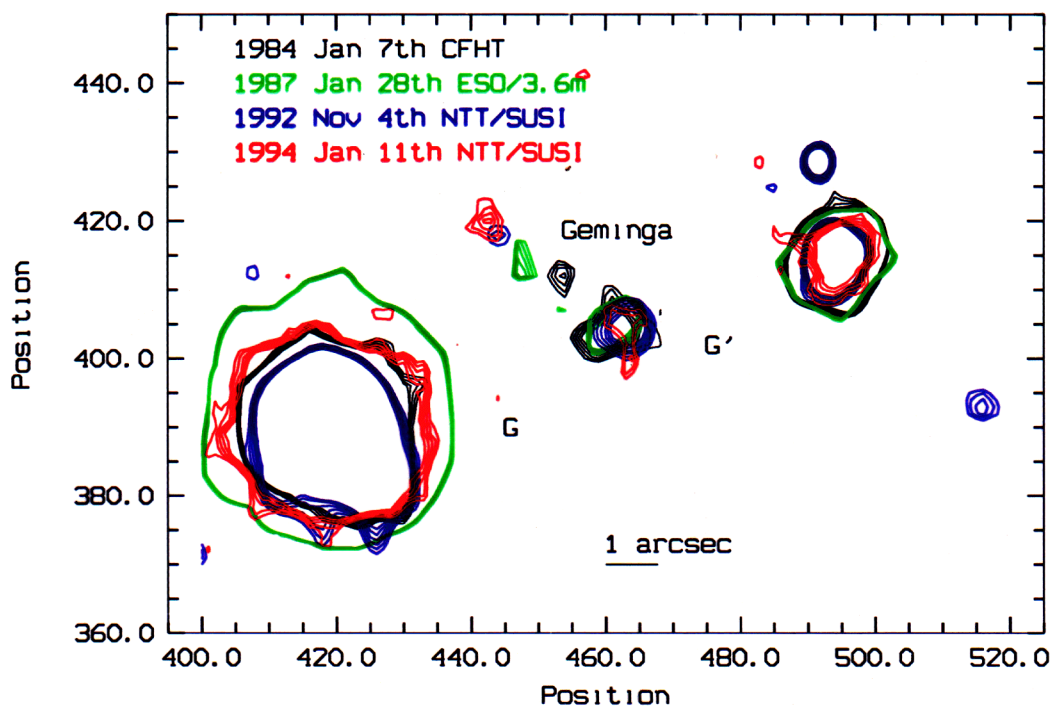


Abbildung C.1: Eigenbewegung von PSR B0630+17 bezüglich astronomischer Referenzobjekte nach Mignani et al. 1994

Bei PSR B0630+17 beträgt diese Bewegung, mit deren Messung auch erst die Identifizierung des optischen Gegenstücks des Pulsars weitgehend gesichert wurde, ungefähr $0,18$ Bogensekunden pro Jahr (siehe Tabelle C.1) und liegt damit in einer Größenordnung, die bei der präzisen Ausrichtung des Teleskops durchaus berücksichtigt werden muß, um das Zielobjekt auf der nur ein bis zwei Bogensekunden Durchmesser entsprechenden Glasfaser des OPTIMA Detektors zu zen-

³⁹ pc, Parsec, Abstand eines Objekts von dem aus der Radius der Erdbahn um die Sonne unter dem Winkel einer Bogensekunde erscheint. $1 \text{ pc} = 3,26 \text{ Lichtjahre} = 3,08 \cdot 10^{16} \text{ m}$

Referenzepoche		11. Januar 1994
Referenzposition	α	06 ^h 33 ^m 54,130 ^s
	δ	17° 46' 12,430"
Eigenbewegung pro Jahr	α	0,149" \pm 0,044"
	δ	0,109" \pm 0,044"

Tabelle C.1: numerische Werte der Eigenbewegung von Geminga [Mignani et al. 1994]

trieren. Deshalb sollten die jeweils gültigen astronomische Koordinaten für jede Meßkampagne aus den Werten in Tabelle C.1 neu bestimmt werden, um jede geringe aber unnötige Abweichung in der Teleskopausrichtung zu vermeiden. Für die ungefähren Zeitpunkte vergangener oder möglicher zukünftiger Messungen sind die extrapolierten astronomischen Positionen von PSR B0630+17 bereits in Tabelle C.2 zusammengestellt.

Datum der Beobachtung	astronomische Position	
	α	δ
1. Januar 1997	06 ^h 33 ^m 54,160 ^s	17° 46' 12,754"
1. Januar 1998	06 ^h 33 ^m 54,169 ^s	17° 46' 12,863"
1. Januar 1999	06 ^h 33 ^m 54,179 ^s	17° 46' 12,972"
1. Januar 2000	06 ^h 33 ^m 54,189 ^s	17° 46' 13,081"
1. Januar 2001	06 ^h 33 ^m 54,199 ^s	17° 46' 13,191"
1. Januar 2002	06 ^h 33 ^m 54,209 ^s	17° 46' 13,300"

Tabelle C.2: astronomische Position von PSR B0630+17
Die angegebenen Koordinaten wurden unter Berücksichtigung der bekannten Eigenbewegung des Objekts auf den jeweils angegebenen Zeitpunkt extrapoliert.

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1: radialer Aufbau der inneren Schichten eines Neutronensterns.....	19
Abbildung 1.2: Glitches bei PSR B0531+21	24
Abbildung 1.3: Glitches bei PSR B1758-23	24
Abbildung 1.4: schematische Darstellung der leuchtturmförmigen Strahlungsemission eines Pulsars.....	27
Abbildung 1.5: Lichtkurven von PSR B0531+21 in mehreren höherenergetischen Energiebereichen.....	32
Abbildung 2.1: schematische Darstellung des OPTIMA Detektorsystems.....	37
Abbildung 2.2: Frontaufsicht auf ein hexagonales Glasfaserbündel	39
Abbildung 2.3: Nachweiswahrscheinlichkeit für einzelne optische Photonen.....	40
Abbildung 2.4: schematischer Aufbau einer Avalanche Photodiode	41
Abbildung 2.5: schematisches Funktionsprinzip einer Avalanche Photodiode.....	41
Abbildung 2.6: geneigter Keilspiegel für CCD Fokalaufsicht	44
Abbildung 2.7: Aufnahme der CCD Fokalaufsicht des Pulsars PSR B0531+21 sowie des ihn umgebenden Krebsnebels am 3,5 m Teleskop auf Calar Alto.	45
Abbildung 2.8: zeitlicher Ablauf der Datenerfassung	52
Abbildung 2.9: Verlauf des Korrekturfaktors für die vom Kontrollrechner ermittelte Photonenzählrate beim Einsatz der Software für lichtstarke Objekte.	56
Abbildung 2.10: Verlauf des Korrekturfaktors für die vom Kontrollrechner ermittelte Photonenzählrate beim Einsatz der Software für lichtschwache Objekte. ..	57
Abbildung 3.1: schematische Darstellung zur baryzentrischen Zeitkorrektur	62
Abbildung 3.2: Einfluß der Quellposition auf die baryzentrische Korrektur	66
Abbildung 3.3: Modell zur Abschätzung des Zeitfehlers der baryzentrischen Korrektur aufgrund eines Winkelfehlers in der Quellposition	67
Abbildung 3.4: Zeitfehler der baryzentrischen Korrektur aufgrund einer Abweichung der Quellposition von 0,1 Bogensekunden	68
Abbildung 3.5: Ausschnitt aus dem Ergebnis der Fast-Fourier-Transformation einer zehnminütigen Messung von PSR B0531+21	75
Abbildung 3.6: Ergebnis der Frequenz-Abtastung einer zehnminütigen Messung von PSR B0531+21	76
Abbildung 3.7: Frequenz-Abtastung einer simulierten Lichtkurve ähnlich des Krebs Pulsars mit einem Signal zu Hintergrund Verhältnis von 1 zu 1000.....	77

Abbildung 3.8: Frequenz-Abtastung einer simulierten sinusförmigen Lichtkurve mit einem Signal zu Hintergrund Verhältnis von 1 zu 1000	77
Abbildung 3.9: Frequenz-Abtastung einer simulierten sinusförmigen Lichtkurve mit einem Signal zu Hintergrund Verhältnis von 3 zu 1000	78
Abbildung 4.1: visuelles Frequenzspektrum von PSR B0531+21 nach Oke 1969.....	84
Abbildung 4.2: Extinktionskoeffizient der Erdatmosphäre.....	85
Abbildung 4.3: Quanteneffizienz der Avalanche Photodioden Detektoren.....	90
Abbildung 4.4: visuelles Frequenzspektrum von PSR B0630+17 basierend auf Mignani et al. 1998	93
Abbildung 4.5: spektraler Intensitätsverlauf des Himmelshintergrundes	96
Abbildung 4.6: wellenlängenabhängiger Verlauf des Konversionsfaktors F_0 zur Umrechnung von Magnituden zu spektralem Strahlungsfluß.....	97
Abbildung 4.7: spektraler Strahlungsfluß des atmosphärischen Himmelshintergrundes .	98
Abbildung 4.8: spektrale Photonenrate des atmosphärischen Himmelshintergrundes.....	99
Abbildung 5.1: OPTIMA Lichtkurve von PSR B0531+21	103
Abbildung 5.2: relativer Intensitätsverlust bei einer fehlerhaften Ausrichtung des Teleskops in Abhängigkeit vom verwendeten Faserdurchmesser	108
Abbildung 5.3: numerische Näherungsfunktion zur Auswertung des ersten Pulses.....	111
Abbildung 5.4: numerische Näherung des zweiten Pulses analog zu Abbildung 5.3 ...	111
Abbildung 5.5: hochzeitaufgelöste Darstellung des Zentralbereichs des ersten Maximums der Lichtkurve von PSR B0531+21	114
Abbildung 5.6: hochzeitaufgelöste Darstellung des Zentralbereichs des zweiten Maximums der Lichtkurve von PSR B0531+21	119
Abbildung 5.7: Lichtkurven von PSR B0630+17 im Energiebereich der Röntgen- und Gammastrahlung	128
Abbildung 5.8: mögliche Lichtkurve von PSR B0630+17 im visuellen Bereich [Shearer et al. 1998].....	130
Abbildung 5.9: mit OPTIMA gemessene Lichtkurve von PSR B0630+17	134
Abbildung 5.10: Phasenabweichung der Pulsarephemeriden von PSR B0630+17 [Mattox et al. 1999]	136
Abbildung 5.11: Frequenzabtastung der Meßdaten von PSR B0630+17 aus der Nacht vom 1.1. auf 2.1.2000.....	138
Abbildung 5.12: wie Abbildung 5.11, jedoch für die Nacht vom 2.1. auf 3.1.2000.....	138

Abbildung 5.13: Summe der separaten Frequenzabtastungen der Meßdaten von PSR B0630+17	139
Abbildung 5.14: simulierte PSR B0531+21 ähnliche Lichtkurve der relativen Intensität 0,001 nach 24 stündiger Messung.....	142
Abbildung 5.15: wie Abbildung 5.14, jedoch für eine sinusförmige Lichtkurve.....	142
Abbildung 5.16: simulierte PSR B0531+21 ähnliche Lichtkurve der relativen Intensität 0,0005 nach 24 stündiger Messung.....	143
Abbildung 5.17: wie Abbildung 5.16, jedoch für eine sinusförmige Lichtkurve.....	143
Abbildung 5.18: CCD Aufnahme während den Messungen von PSR B0630+17	147
Abbildung 5.19: CCD Aufnahme zur Bestimmung der Faserpositionen	149
Abbildung 5.20: CCD Aufnahme zur Bestimmung der Faserpositionen	150
Abbildung 5.21: schematische Darstellung des Binärsystems HU Aquarii	158
Abbildung 5.22: dreistündige Messung von HU Aquarii mit zwei Bedeckungen	161
Abbildung 5.23: zeitlich vergrößerte Darstellung einer Bedeckung von Hu Aquarii ..	164
Abbildung 5.24: zeitlich aufgelöster Eintritt des weißen Zwergs in die Bedeckung ...	167
Abbildung 5.25: zeitlich aufgelöster Austritt des weißen Zwergs aus der Bedeckung	167
Abbildung 5.26: isolierter Intensitätsausbruch von HU Aquarii am 5.7.2000	173
Abbildung 5.27: doppelter Intensitätsausbruch von HU Aquarii am 5.7.2000	175
Abbildung 6.1: gemessene Photonenzahl des atmosphärischen Hintergrunds bei Verwendung eines Wellenlängensfilters	184
Abbildung 6.2: wie Abbildung 6.1 jedoch für den spektralen Strahlungsfluß von Gemina	184
Abbildung 6.3: Signal zu Hintergrund Verhältnis während der Messung von PSR B0630+17 bei Verwendung eines Wellenlängensfilters	185
Abbildung B.1: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Transmission von Glasfasern .	191
Abbildung B.2: wellenlängenabhängige Dämpfung in einer Glasfaser des Typs UV100/110P	192
Abbildung C.1: Eigenbewegung von PSR B0630+17 bezüglich astronomischer Referenzobjekte nach Mignani et al. 1994	195

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1.1: massenabhängiger stellarer Endzustand	18
Tabelle 3.1: Kontrolle der baryzentrischen Korrektur nach Jodrell Bank	65
Tabelle 3.2: Kontrolle der baryzentrischen Korrektur nach Jodrell Bank	65
Tabelle 4.1: Ergebnisse der Intensitätsabschätzungen von PSR B0531+21	91
Tabelle 4.2: Ergebnisse der Intensitätsabschätzungen von PSR B0630+17	94
Tabelle 4.3: Ergebnisse der Intensitätsabschätzungen des Himmelhintergrunds	100
Tabelle 5.1: charakteristische Daten der OPTIMA Lichtkurve von PSR B0531+21 ...	103
Tabelle 5.2: Verteilung der Meßzeit auf PSR B0531+21 im Winter 1999/2000	113
Tabelle 5.3: astronomische Spektralbänder	123
Tabelle 5.4: charakteristische Daten der Lichtkurve von PSR B0531+21 im ultravioletten, sichtbaren und infraroten Wellenlängenbereich	125
Tabelle 5.5: charakteristische Daten der möglichen Lichtkurve von PSR B0630+17 nach Shearer et al. 1998	131
Tabelle 5.6: Zusammensetzung der Beobachtungszeit auf PSR B0630+17 im Winter 1999/2000	133
Tabelle 5.7: charakteristische Daten der OPTIMA Messung von PSR B0630+17	134
Tabelle 5.8: EGRET Rotationsparameter von PSR B0630+17	136
Tabelle 5.9: numerisches Ergebnis einer Analyse der Teleskopausrichtung während den Messungen von PSR B0630+17	151
Tabelle 5.10: charakteristische Werte der Bedeckung des Akkretionspunkts	168
Tabelle 5.11: Phasenlage des der vollständigen Bedeckung vorausgehenden Abschattung des Akkretionspunktes	171
Tabelle B.1: experimentell bestimmte relative Transmissionskoeffizienten und technische Daten einiger OPTIMA Glasfasern bzw. Fasertapern	193
Tabelle C.1: numerische Werte der Eigenbewegung von Geminga	196
Tabelle C.2: astronomische Position von PSR B0630+17	196

Literaturverzeichnis

- Alpar, M. A. & Sauls, J. A. 1988, *Astrophysical Journal* 327, 723-725
- Arons, J. 1981, *Astrophysical Journal* 248, 1099-1116
- Asseo, E., Pellat, R. & Rosado, M. 1980, *Astrophysical Journal* 239, 661-670
- Baade, W. & Zwicky, F. 1934,
 Proceedings of the National Academic Society 20, 254
- Bailey, J. & Cropper, M. 1991,
 Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 253, 27-34
- Baym, G., Pethick, Ch. & Sutherland, P. 1971, *Astrophysical Journal* 170, 299-317
- Bignami, G. F., Caraveo, P. A., Paul, J. A., Salotti L. & Vigroux, L. 1987,
 Astrophysical Journal 319, 358-361
- Bignami, G. F., Caraveo, P. A., Mignani, R., Edelstein, J., Bowyer, S. 1996,
 Astrophysical Journal 456, L111-114
- Bless, R. C. et al. 1999, *Publications of the Astron. Society of the Pacific* 111, 364-375
- Bobeiko, A. L., Bovkoon, V. P., Braude, S. Ia., Megn, A. V. & Sergienko, Iu. Iu. 1979,
 Astrophysics and Space Science, 66, 211-221
- Boyd, P. T. et al. 1995, *Astrophysical Journal* 448, 365-368
- Buccheri, R. et al. 1983, *Astronomy & Astrophysics* 128, 245
- Burki, G., Rufener, F., Burnet, M., Richard, C., Blecha, A., Bratschi, P. 1995,
 Astronomy & Astrophysics 112, 383-394
- Caraveo, P. A., Bignami, G. F., Mignani, R. & Taff, L. G. 1996,
 Astrophysical Journal 461, L91-L94
- Cheng, K. S., Ho, C. & Ruderman, M. 1986, *Astrophysical Journal* 300, 500-521
- Cocke, W. J., Disney, M. J. & Taylor, D. J. 1969, *Nature* 221, 525-527
- Cordes, J. M. & Chernoff, D. F. 1998, *Astrophysical Journal* 505, 315-338
- Daugherty, J. K. & Harding, A. K. 1982, *Astrophysical Journal* 252, 337-347
- Eikenberry, S. S., Fazio, G. G., Ransom, S. M., Middleditch, J., Kristian, J. &
 Pennypacker, C. R. 1997, *Astrophysical Journal* 477, 465-474
- Ferrario, L. & Wehrse, R. 1999,
 Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 310, 189-202
- Fritz, G., Henry, R. C., Meekins, J. F., Chubb, T. A. & Friedman, H. 1969,
 Science 164, 709-711

- Glenn, J., Howell, S. B., Schmidt, G. D., Liebert, J., Grauer, A. D. & Wagner, R. M. 1994, *Astrophysical Journal* 424, 967-975
- Gold, T. 1968, *Nature* 218, 731-732
- Golden, A., Shearer, A. & Beskin, G. M. 2000, *Astrophysical Journal* 535, 373-378
- Goldreich, P. & Julian, W. H. 1969, *Astrophysical Journal* 157, 869-880
- Hakala, P. J., Watson, M. G., Vilhu, O., Hassall, B. J., Kellett, B. J., Mason, K. O. & Piirola, V. 1993, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 263, 61-68
- Halpern, J. P. & Ruderman, M. 1993, *Astrophysical Journal* 415, 286-297
- Harrop-Allin, M. K., Cropper, M., Hakala, P. J., Hellier, C. & Ramseyer, T. 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 308, 807-817
- Heerlein, C., Horne, K. & Schwöpe, A. D. 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 304, 145-154
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F. & Collins, R. A. 1968, *Nature* 217, 709-713
- Jiménez, A., Jorge, H. G. & Rabello-Soares, M. C. 1998, *Astronomy & Astrophysics* 129, 413-423
- Jones, D. H. P., Smith, F. G. & Wallace, P. T. 1981, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 196, 943-953
- Kassim, N. E. & Lazio, T. J. W. 1999, *Astrophysical Journal* 527, L101-L104
- Kestenbaum, H. L., Ku, W., Novick, R. & Wolff, R. S. 1976, *Astrophysical Journal* 203, L57-L61
- Link, B., Epstein, R. & Baym, G. 1993, *Astrophysical Journal* 403, 285-302
- Lorimer, D. R., Bailes, M. & Harrison, P. A. 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 289, 592-604
- Luo, Q. & Melrose D. B. 1992, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 258, 616-620
- Lyne, A. G., Pritchard, R. S. & Roberts, M. E. 1992a, University of Manchester, Nuffield Radio Astronomy Laboratories, Jodrell Bank, Macclesfield, Cheshire, UK, <http://www.jb.man.ac.uk/~pulsar/crab.html>
- Lyne, A. G., Smith, F. G. & Pritchard, R. S. 1992b, *Nature* 359, 706-707
- Lyne, A. G. & Lorimer, D. R. 1994, *Nature* 369, 127-129
- Lyne, A. G. & Graham-Smith, F. 1998, Cambridge University Press, Cambridge Astrophysics Series 31
- Malofeev, V. M. & Malov, O. I. 1997, *Nature* 389, 697

- Masnou, J. L., Agrinier, B., Barouch, E., Comte, R., Costa, E., Christy, J. C.,
Cusumano, G., Gerardi, G., Lemoine, D., Mandrou, P., Massaro, E. et al. 1994,
Astronomy & Astrophysics 290, 503-509
- Mattox, J. R., Halpern, J. P. & Caraveo, P. A. 1998, Astrophysical Journal 493, 891-897
- Mattox, J. R., Halpern, J. P. & Caraveo, P. A. 1999,
American Astronomical Society Meeting 194, #52.09
- Middleditch, J. & Pennypacker, C. 1985, Nature 313, 659-661
- Mignani, R. P., Caraveo, P. A. & Bignami, G. F., 1994, The ESO Messenger 76, 32-34
- Mignani, R. P., Caraveo, P. A. & Bignami, G. F., 1998,
Astronomy & Astrophysics 332, L37-L40
- Nolan, P. L., Arzoumanian, Z., Bertsch, D. L., Chiang, J., Fichtel, C. E., Fierro, J. M.,
Hartman, R. C., Hunter, S. D., Kanbach, G., Kniffen, D. A., Kwok, P. W. et al.
1993, Astrophysical Journal 409, 697-704
- Oke, J. B. 1969, Astrophysical Journal 156, L49-L53
- Ott, Th. 2000, persönliche Mitteilung
- Percival, J. W., Biggs, J. D., Dolan, J. F., Robinson, E. L., Taylor, M. J., Bless, R. C.,
Elliot, J. L., Nelson, M. J., Ramseyer, T. F., van Citters, G. W. & Zhang, E. 1993,
Astrophysical Journal 407, 276-283
- Romani, R. W. & Yadigaroglu, I. A. 1995, Astrophysical Journal 438, 314-321
- Ruderman, M. A. & Sutherland, P. G. 1975, Astrophysical Journal 196, 51-72
- Schwöpe, A. D., Mantel, K. H. & Horne, K. 1997,
Astronomy & Astrophysics 319, 894-908
- Shapiro, I. I. 1964, Physical Review Letters 13, 789
- Shearer, A., Redfern, R. M., Gorman, G., Butler, R., Golden, A., O'Kane, P., Beskin, G.
M., Neizvestny, S. I., Neustroev, V. V., Plokhotnichenko, V. L. & Cullum, M.
1997, Astrophysical Journal 487, L181-L185
- Shearer, A., Golden, A., Harfst, S., Butler, R., Redfern, R. M., O'Sullivan C. M. M.,
Beskin, G. M., Neizvestny, S. I., Neustroev, V. V., Plokhotnichenko, V. L.,
Cullum, M., Danks, A. 1998, Astronomy & Astrophysics 335, L21-L24
- Shemar, S. L. & Lyne, A. G. 1996,
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 282, 677-690
- Skinner, C. J. 1996, Instrument Science Report NICMOS-014
- Straubmeier, C. M. 1997, Diplomarbeit Technische Universität München
- Sturrock, P. A. 1971, Astrophysical Journal 164, 529-556

Taylor, J. H., Manchester, R. N. & Lyne, A. G. 1993, *Astrophysical Journal Supplement Series* 88, 529-568

Wallace, P. T., Peterson, B. A., Murdin, P. G., Danziger, I. J., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Goss, W. M., Smith, F. G., Disney, M. J., Hartley, K. F., Jones, D. H. P. & Wellgate, G. W. 1977, *Nature* 266, 692-694

Schlußwort

Die technische Realisierung und der wissenschaftliche Betrieb des OPTIMA Detektorsystems, und damit der erfolgreiche Abschluß der hier vorliegenden Dissertation, wären nicht ohne das persönliche Engagement und die vielseitige Unterstützung von mehreren Personen erreichbar gewesen. Ich möchte deshalb die Gelegenheit nutzen, mich an dieser Stelle bei allen Beteiligten zu bedanken, ohne deren Mitwirkung es unmöglich gewesen wäre, diese Ziele innerhalb des engen vorgegebenen Zeitrahmens zu verwirklichen.

Da insbesondere der mit derartigen Projekten verbundene große technische Aufwand von vielen Seiten oft unterschätzt wird, möchte ich mich an erster Stelle bei Herrn Fritz Schrey bedanken, der mit großem Geschick die mechanische Fertigung des Detektorsystems organisierte und der mir bei allen Beobachtungskampagnen stets hilfreich zur Seite stand. Ebenso danke ich den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt des Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik, die uns selbst bei kurzfristig angesetzten Beobachtungsterminen stets die notwendigen Teleskopadapter erstellten.

Großer Dank gebührt Prof. Dr. Volker Schönfelder, der im Rahmen seiner Vorlesung meine Begeisterung für die Astrophysik weckte und der mir in seiner Arbeitsgruppe am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik diese Doktorarbeit ermöglichte.

Ebenso danke ich Herrn Dr. Gottfried Kanbach, der auf unverwechselbare Art und Weise stets für eine entspannte und angenehme Arbeitsatmosphäre innerhalb des OPTIMA Teams sorgte und mit unzähligen Ideen zur kontinuierlichen Weiterentwicklung und Erweiterung des Detektorsystems beitrug.

Des weiteren möchte ich mich bei Herrn Manfred Woche und Herrn Dr. Uwe Graser bedanken, die mich auf der Basis ihrer langjährigen Erfahrungen in die Grundlagen der Konzeption astronomischer Detektorsysteme einführten und von denen ich sehr viel für die erfolgreiche Durchführung von astronomischen Beobachtungen lernen konnte.

Ich danke auch meinen Arbeitskollegen Thomas Ott, Dr. Olaf Reimer, Sebastian Rabien und Florian Schopper für die zahllosen anregenden Diskussionen und Gespräche über die vielfältigen Bereiche der Astrophysik, den Arbeitsalltag am

Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik und viele weitere Themen des täglichen Lebens.

Ganz besonders herzlich möchte ich mich bei meinen Eltern Ingrid und Heinz Straubmeier bedanken, deren langjährige finanzielle Unterstützung mir zuerst ein konzentriertes Studium der Physik und anschließend ein eigenständiges Leben in München während meiner Doktorandenzeit am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik ermöglichte.

Spezieller Dank richtet sich auch an meine beiden langjährigen Freunde Martina Kreikenbaum und Michael Vill, die mich unermüdlich daran erinnerten, daß neben OPTIMA und dem MPE auch noch andere lohnende Lebensbereiche existieren und mich somit erfolgreich davor bewahrten, zu sehr im wissenschaftlichen Arbeitsalltag zu versinken. Ebenso danke ich in diesem Sinne Dieter Kohlfürst für die gemeinsamen Abenteuer- und Kurzurlaube, auch wenn sich die Planungen aufgrund unterschiedlicher Terminkalender zunehmend schwieriger gestalteten.

In der Hoffnung in dieser kleinen Auflistung der wichtigsten Personen und ihren unterschiedlichen Beiträgen zum Gelingen dieser Dissertation niemanden vergessen zu haben, möchte ich dieses Schlußwort beenden mit meinem Dank für die tatkräftige Unterstützung der OPTIMA Beobachtungskampagnen durch die Teleskopbesatzungen des Skinakas Observatory (Kreta), des Calar Alto Observatory (Spanien), des Mt. Stromlo Observatory (Australien) und des La Silla Observatory (Chile).