

**Einsatz und Weiterentwicklung von OPTIMA
als hochzeitauflösendes Photo- und Polarimeter**

Diplomarbeit

Stephan Kellner

25.06.2002

Technische Universität München

angefertigt am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Garching

Titelbild: Mark A. Garlick, <http://www.space-art.co.uk>

Inhaltsverzeichnis

Kap 1 Einleitung	3
Kap 2 Neutronensterne und Pulsare	5
2.1 Die Entdeckung von Pulsaren.....	5
2.2 Die Entstehung eines Neutronensterns.....	6
2.2.1 Supernovae und Supernovaeüberreste.....	6
2.2.2 Eigenschaften und Entstehung von Supernovae.....	6
2.3 Physikalischer Aufbau und Eigenschaften von Neutronensternen.....	9
2.4 Strahlungsemission eines Pulsars.....	10
2.4.1 Energiequellen.....	11
2.4.2 Die Magnetosphäre eines Pulsars.....	13
2.4.3 Eigenschaften der Radiostrahlung und Radioemission.....	15
2.4.4 Höherenergetische Strahlung und Emissionsmechanismen.....	19
2.5 Entstehung der Polarisation der von einem Pulsar emittierten Strahlung.....	21
Kap 3 Die OPTIMA Hard- und Software	23
3.1 Motivation zum Bau von OPTIMA.....	23
3.2 Das Detektorsystem.....	25
3.2.1 Das Hochgeschwindigkeitsphotometer.....	25
3.2.2 Das CCD-Fokalaufsichtsmodul.....	27
3.2.3 Das Steuerungs- und Kontrollsystem.....	28
3.3 OPTIMA als zeitlich hochauflösendes Polarimeter.....	31
3.4 Stabilität der Polfilterrotation.....	32
3.5 Datenauswertung und Datenanalyse der Polarisationsdaten durch die Software OPTIPOL.....	34
3.5.1 Funktionsweise von OPTIPOL.....	35
3.5.2 Datenaufbereitung.....	35
3.5.3 Polarisationswinkelzuordnung der Photonen.....	37
Kap 4 Instrumentelle Polarisation von OPTIMA	39
Kap 5 Eichung des Polarisationsfilters	43
5.1 Die Stokesparameter.....	43

5.2 Durchführung der Eichung.....	46
5.3 Polarisationsmessung des rayleighgestreuten Licht bei Sonnenaufgang.....	46
5.4 Bestimmung des Azimuts der Sonne.....	48
5.5 Theoretische Bestimmung der Winkeldifferenz.....	49
5.6 Verifikation der Polarisation des Himmelslichts mit Hilfe von Flatfieldmessungen.....	50
Kap 6 Die Polarisations-eigenschaften des Krebsnebels	53
6.1 Die Messungen am Calar Alto Observatorium.....	53
6.2 Erzeugung der Daten.....	54
6.3 Hintergrundreduktion.....	55
6.3.1 Vorbereitende Maßnahmen.....	55
6.3.2 Durchführung der Hintergrundreduktion.....	56
Kap 7 Die Polarisations-eigenschaften des Krebspulsars.....	61
7.1 Stokesparameterkurven.....	63
7.2 Lichtkurve – Nachweis des DC-Niveaus.....	65
7.3 Pulsarphasenabhängiger Polarisationswinkel.....	67
7.3.1 Konstante Polarisation.....	69
7.3.2 Polarisationswinkelverlauf am Hauptpuls und Brückenbereich.....	70
7.3.3 Polarisationswinkelverlauf am Nebenpuls.....	71
7.3.4 Folgerungen aus dem Polarisationswinkelverlauf.....	72
7.4 Pulsarphasenabhängiger Polarisationsgrad.....	73
Kap 8 Zerlegung des Pulsarsignals in 2 Komponenten.....	75
8.1 Das Zerlegungsprinzip.....	75
8.2 Diskussion der neu gewonnenen Daten.....	76
8.2.1 Polarisationswinkelverlauf der gepulsten Komponente.....	76
8.2.2 Polarisationsgradverlauf der gepulsten Komponente.....	78
8.3 Schlussfolgerungen.....	80
Literaturverzeichnis.....	83

1. Einleitung

Die Pulsarastronomie wurde vor 35 Jahren durch Jocelyn Bells [Hewish et al., 1968] Entdeckung des ersten Pulsars (PSR B1919+21) begründet. Mittlerweile sind über 1200 Pulsare bekannt, wovon die meisten ausschließlich im Radiobereich nachgewiesen werden konnten. Nur bei 35 Pulsaren wurden periodische Intensitätsvariationen im Bereich der Röntgen- und/oder Gammastrahlung gefunden. Im optischen Spektralbereich konnten erst 8 Pulsare nachgewiesen werden, von denen bei lediglich drei eindeutig eine Pulsation gefunden wurde. Dies liegt vor allem an deren geringer Strahlungsintensität von $m_v \geq 22^m$ im Bereich der sichtbaren Wellenlängen. Die einzige Ausnahme stellt mit einer visuellen Helligkeit von etwa 16^m der Krebspulsar dar. Dieser ging aus der von chinesischen Astronomen beobachteten Supernovaexplosion von 1054 hervor und emittiert vom niederfrequenten Radiobereich bis hin zum Gammabereich [Nolan et al., 1993] über 16 Dekaden gepulste Strahlung. Noch vor seinem endgültigen Nachweis im Radiobereich [Staelin & Reifenstein, 1968] wurde im Zentrum des Krebsnebels ein rotierender Neutronenstern vermutet [Pacini, 1967], der dem Emissionsnebel die nötige Energie zuführt und ohne die dieser aufgrund seiner starken Radio-, optischen (und Röntgen-) Emission innerhalb weniger Jahre verblasst sein müsste. Der erste Nachweis des Krebspulsars im Bereich der sichtbaren Wellenlängen erfolgte von Cocke et al., 1969.

Der optische Spektralbereich ist deshalb von so großem Interesse, weil zur vollständigen Beschreibung der Emissionsmechanismen der Pulsarstrahlung bis heute zwei unterschiedliche Modelle¹ existieren. Es ist immer noch ungeklärt, welcher Emissionsmechanismus diese stark gerichtete und gepulste Strahlung erzeugt bzw. wo die Emissionsregionen in der Pulsarmagnetosphäre anzusiedeln sind. Diese beiden Punkte werden noch immer kontrovers diskutiert. Gegenwärtig wird die Annahme favorisiert, nach der die Emission der Radiostrahlung in der Nähe der Oberfläche an den beiden Magnetpolen [Daugerthy & Harding, 1982] aufgrund kohärenter Mechanismen entstehen könnte. Der Ursprung der hochenergetischen Strahlung ab etwa dem optischen Spektralbereich wird in der Nähe des Lichtzylinders in der Pulsarmagnetosphäre vermutet [Cheng et al., 1986]. Der optische Spektralbereich stellt so den ersten Wellenlängenbereich dar, der zur Studie der Emis-

¹ Dies sind die sogenannten „Polar Cap“ und „Outer Gap“ Modelle, auf die im weiteren Verlauf der Arbeit näher eingegangen wird.

onsmechanismen und -regionen der inkohärenten Hochenergiestrahlung verwendet werden kann. Das optische Band bietet als einziger HochenergieWellenlängenbereich einfache experimentelle Möglichkeiten für Polarisationsmessungen, mit denen ein entscheidender Beitrag zum Verständnis der Geometrie der Emissionsregionen eines Pulsars geliefert werden kann.

Im Jahr 1988 führten Smith et al. die bis dato besten Polarisationsmessungen der optischen Strahlung des Krebspulsars durch. Sie leiteten daraus Kurven für den phasenabhängigen Polarisationsgrad, -winkel sowie den Verlauf der Stokesparameter im Bereich beider Pulse ab (Kap 7.1).

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das bereits existierende und am Max Planck Institut für extraterrestrische Physik gebaute Hochgeschwindigkeitsphotometer OPTIMA zu einem Polarimeter weiterentwickelt, um damit hochzeitauflösende Polarimetrie betreiben zu können. Als erstes Testobjekt für das neue Polarimeter diente der Krebspulsar, der in Anlehnung an die Messungen von Smith 1988 bezüglich dessen Polarisationsseigenschaften mit besserer Zeitauflösung bei gleichzeitig höherer Empfindlichkeit gemessen wurde. Die volle Funktionsfähigkeit des OPTIMA-Polarimeters sollte so verifiziert werden. Die Güte der gewonnenen Messdaten ermöglichte die Bestätigung der Existenz einer vom Pulsar stammenden kontinuierlichen Strahlungsemission (die sogenannte DC-Strahlungsquelle) [Shearer et al. 2000]. Davon ausgehend wurde erstmalig eine Separation des Pulsarsignals in eine vollständig gepulste und eine kontinuierlich Strahlung emittierende Komponente vorgenommen und deren Polarisationsseigenschaften untersucht. Die gewonnenen Erkenntnisse der Polarisationsseigenschaften der gepulsten Strahlungskomponente zeigen eine gute Übereinstimmung mit den von Romani et al., 1995 veröffentlichten Ergebnissen.

2. Neutronensterne und Pulsare

2.1 Die Entdeckung von Pulsaren

Die Pulsarastronomie ist einer der jüngsten Forschungsbereiche der Astrophysik, dessen Entstehung einem glücklichen Zufall zu verdanken ist. Die Entdeckung des ersten Pulsars² geht auf die Radioastronomin Jocelyn Bell zurück. Als diese im Jahr 1967 bei interplanetarischen Szintillationsmessungen im Radiobereich ein variables, mit einer Periode von 1.337 Sekunden pulsierendes Signal in den Messdaten ausgemacht hatte, das mit einer Präzision von 1/100000 bestimmt werden konnte, wurde anfangs ein terrestrischer Ursprung angenommen. Dies aber konnte durch weitere Messungen ausgeschlossen werden. Die Idee, dass es sich bei der registrierten pulsierenden Radioquelle um einem Neutronenstern handeln könnte, wurde bereits in der folgenden Veröffentlichung von Jocelyn Bell und Anthony Hewish 1968 [Hewish et al., 1968] diskutiert. Durch weitere Entdeckungen pulsierender Radioquellen konnte diese Theorie bestätigt werden, denn aufgrund der gemessenen Pulsationsperioden der neu entdeckten Quellen, die im Bereich von 1s lagen, war es nicht möglich, die beobachtete Intensitätsvariation mit Hilfe bekannter astrophysikalischer Objekte wie rotierenden Hauptreihensternen oder Binärsystemen zu erklären. Mit der Entdeckung von Millisekundenpulsaren³ konnten auch rotierende bzw. pulsierende weiße Zwerge als Ursache ausgeschlossen werden und es war klar, dass es sich um eine bis dato noch unbeobachtete Kategorie von Sternen handeln musste.

Eine von Gold et al. (1968) im gleichen Jahr veröffentlichte Arbeit lieferte erste theoretische Überlegungen, die die Periodendauern der pulsierenden Quellen und auch deren erstmalig beobachtete geringfügige Verringerung mit schnell rotierenden Neutronensternen erklärte. Die Existenz dieses Sterntyps wurde zum ersten Mal von Walter Baade und Fritz

² Pulsar ist ein Kürzel und steht für Pulsating Radio Source

³ Dies sind sehr alte Pulsare, die aufgrund eines sogenannten Spin Up Prozesses Materie von einem Begleiter akkretieren und dabei ihre Umdrehungsgeschwindigkeit steigern können, was die Pulsperioden im Bereich einiger Millisekunden erklärt

Zwicky 1934 gefordert [Baade & Zwicky et al., 1934]. Diese postulierten damals eine neue Sternform, die ein mögliches Endstadium der Sternentwicklung darstellt.

Für ein besseres Verständnis dieser exotischen stellaren Objekte soll in den folgenden Einführungskapiteln ein kurzer Überblick über die Bildung von Neutronensternen aus Supernovaexplosionen, deren physikalische Eigenschaften sowie die Mechanismen für die Entstehung der charakteristischen Strahlung erläutert werden.

2.2 Die Entstehung eines Neutronensterns

2.2.1 Supernovae und Supernovaeüberreste

Ein Neutronenstern stellt ein mögliches Endstadium der Sternentwicklung dar. Dabei kann aus einem Hauptreihenstern durch eine Supernovaexplosion ein Objekt mit kleinem Radius und hoher Dichte entstehen, das sich fast ausschließlich aus Neutronen zusammensetzt. Mittlerweile gilt dies als gesicherte Theorie, obwohl nur etwa ein Dutzend „junger“ Pulsare⁴ mit Supernovaüberresten assoziiert werden können. Dies liegt aber an der unterschiedlichen Lebenszeit von Explosionsnebel und Pulsar. Während die Überreste der Explosion nur etwa 10^5 Jahre [Lyne und Smith 1998] beobachtbar sind, beträgt das charakteristische Alter (Kap 2.4.1) eines Pulsars bei den ältesten etwa 10^{10} Jahre. Wegen ihrer hohen Raumgeschwindigkeit im Vergleich zur Expansionsgeschwindigkeit der abgestoßenen Gashülle ist auch bei manchen jüngeren Pulsaren eine eindeutige Zuordnung nicht immer möglich. Die Expansionsgeschwindigkeit ist zwar kurz nach einer Supernovaexplosion im Bereich von 10^4 km/s größer als die lineare Raumgeschwindigkeit von Pulsaren (einige 100 km/s [Lyne & Lorimer 1994]), doch wird das expandierende Gas durch die interstellare Materie mehr und mehr abgebremst, was bei einem Pulsar wegen dessen großer Massenträgheit nicht zutrifft.

2.2.2 Eigenschaften und Entstehung von Supernovae

Bereits in den Arbeiten von Baade und Zwicky 1934 [Baade & Zwicky et al. 1934] wurde als Ursache für die Neutronensternentstehung eine Supernovaexplosion vorgeschlagen. In

⁴ Wie zum Beispiel dem Krebspulsar PSR B0531+21

der Astrophysik werden Supernovae grob in zwei Klassen unterteilt (Typ I⁵ und II). Diese unterscheiden sich in ihren beobachtbaren Spektren. Während in den Spektren der Typ I Supernovae Linien vieler schwerer Elemente sichtbar sind und diese nur sehr schwache oder keine Wasserstofflinien zeigen, werden die Spektren der Typ II Supernovae hauptsächlich von letzteren⁶ dominiert. Dies lässt sich anhand ihrer unterschiedlichen Vorläufersterne erklären. Während Supernovae vom Typ Ib/Ic und II ausschließlich in Gebieten der Population I vorkommen, also auf massereiche Sterne zurückzuführen sind, beobachtet man Typ Ia Supernovae unabhängig von deren Umgebung in allen Sternensystemen. Diese resultieren somit aus masseärmeren Sternen, was in Tabelle 2.1 verdeutlicht wird. Darin sind mögliche Endstadien von Sternen abhängig von ihrer Masse skizziert. Gleichzeitig wird klar, dass Neutronensterne und damit Pulsare auf Supernovaexplosionen zurückzuführen sind, der Umkehrschluss aber nicht gilt.

Bezeichnung	Masse des Vorläufersterns	Endprodukt
-	$M \leq 4 \text{ Sonnenmassen } (M_{\odot})$	weißer Zwerg
SN Ia	$M \leq 4 M_{\odot}$ in Binärsystem	C-Detonation
SN Ib/Ic	$M \geq 30 M_{\odot}$	Neutronenstern Schwarzes Loch
SN II	$8 M_{\odot} \leq M \leq 30 M_{\odot}$	Neutronenstern schwarzes Loch

Tabelle 2.1: Abhängigkeit des stellaren Endzustandes von der Masse des Ausgangssterne.

Wie sich ein Stern nach dem Durchlaufen der Hauptreihe, also nach Beendigung seiner Wasserstoff- und Heliumbrennphase verhält, hängt von dessen Masse ab. Bei Sternen mit weniger als 4 Sonnenmassen ist die Masse zu gering, als dass in der folgenden Kontraktionsphase Dichte und Temperatur soweit steigen könnten, um höhere Brennprozesse zu starten. Diese wären nötig um weitere Energie aus Kernfusionsprozessen zu gewinnen, damit der daraus resultierende thermische Druck der Gravitationskraft entgegenwirken kann. Da dies nicht der Fall ist, schrumpft der Kern des Sterns und stabilisiert sich erst

⁵ Typ I Supernovae werden untergliedert in Typ Ia, Ib und Ic. Dabei spielt das Vorhandensein der blauverschobenen [SiIII]-Line (Typ Ia (mit) und Typ Ib und Ic (ohne)) eine entscheidende Rolle. Im Typ Ib treten im Gegensatz zum Typ Ic zusätzlich starke Heliumlinien auf. Dies wird damit erklärt, dass der Vorgängerstern einer Typ Ic Supernova nach dem Durchlaufen aller für ihn möglichen Kernbrennphasen durch Sternwinde neben seiner Wasserstoffschale auch seine Heliumschale abgegeben hat.

⁶ H_{α} und H_{β}

aufgrund des entarteten Elektronendrucks. Die Hülle des sterbenden Sterns wird durch Sternwinde weggeblasen und es bleibt ein weißer Zwerg.

Befindet sich der weiße Zwerg in einem Binärsystem, kann er Masse akkretieren, sofern sein Begleitstern nah genug ist. Diese kann entweder durch Novae wieder abgegeben werden oder führt bei einem Überschreiten der Chandrasekharschen Grenzmasse⁷ von 1.4 Sonnenmassen entweder zu einer explosionsartigen Verbrennung des im Kern durch die Heliumfusionsprozesse angereicherten Kohlenstoffs (Kohlenstoffdetonation) oder zu einem Kollaps, aus dem ein Neutronenstern resultiert. Der erste Fall wäre als Supernova vom Typ Ia sichtbar und führt zur vollständigen Vernichtung des weißen Zwergs, während der zweite - unwahrscheinlichere Fall – dennoch signifikant zur Population der Neutronensterne beitragen könnte.

Supernovae vom Typ Ib/Ic und II gelten als abschließende Phase der Sternentwicklung eines massiven Sternes und werden häufig zusammenfassend - in Hinblick auf ihre Entstehung - als Kernkollapssupernovae bezeichnet. Bei massereichen Sternen über 8 Sonnenmassen werden nach dem Wasserstoff- und Heliumbrennen höhere Brennprozesse gestartet. Nach dem Siliziumbrennen ist der Stern nicht in der Lage, dem Gravitationsdruck entgegenzuwirken (durch beispielsweise den entarteten Elektronendruck). Der Kern und die um den Kern liegenden Schichten stürzen in Richtung Schwerpunkt. Aufgrund des massiven Druck- und Dichteanstiegs sind die Elektronen in der Lage, in die Atomkerne einzudringen, um mit den Protonen zu Neutronen zu reagieren. Durch den damit verbundenen Wegfall des Fermidrucks folgt ein rapider Volumenverlust des Kerns. Dieser Kollaps kann erst durch den Druck der entarteten Neutronen und der Kernkräfte gestoppt werden, die in der Lage sind, den Gravitationsdruck zu kompensieren. Übersteigt die Kernmasse einen Wert von etwa 2-3 Sonnenmassen, können selbst diese der Schwerkraft nicht mehr entgegenwirken, was einen vollständigen Kollaps und schließlich ein schwarzes Loch zur Folge hat.

Der stabile Zustand wird als Protoneutronenstern bezeichnet. Dabei erfolgt eine abrupte Stabilisierung des Kerns und eine Abnahme der Kompressibilität, was zu einer ersten Schockfront führt. Thermisch erzeugte Neutrinos im Mantelbereich des kollabierenden Sterns führen zu einem Heizmechanismus, aus dem ein sogenannter „Neutrino wind“ resultiert, der schließlich die Explosion der Sternhülle hervorruft. Übrig bleibt der Neutronen-

⁷ Die Massenobergrenze, bei der der entartete Elektronendruck dem Gravitationsdruck noch das Gleichgewicht halten kann.

stern im Kern. Während aus Typ Ib/Ic Supernovae eher schwarze Löcher entstehen, bilden sich Neutronensterne vornehmlich aus Typ II Supernovae.

2.3 Physikalischer Aufbau und Eigenschaften von Neutronensternen

Neutronensterne sind von besonderem Interesse, da diese physikalische Parameter aufweisen, die weit außerhalb von einem im Labor reproduzierbaren Bereich liegen. Dies sind vor allem die im Inneren eines Neutronensterns vorherrschenden hohen Materiedichten, die zum Teil über der Dichte von Atomkernen liegen können.

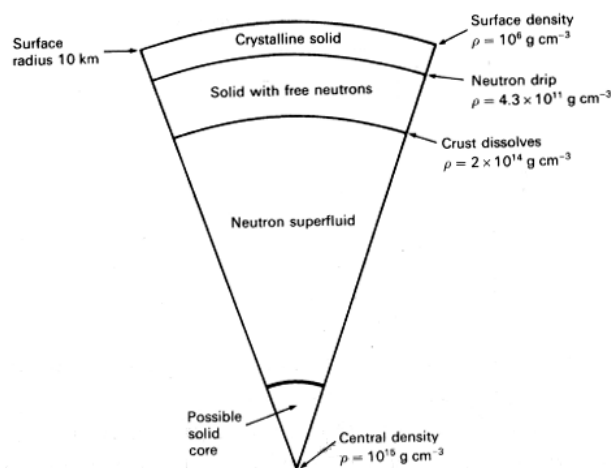


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau eines Neutronensterns. Dessen Aufbau wurde anhand von Zustandsgleichungen und daraus resultierenden theoretischen Modellen abgeleitet (Abbildung aus Lyne und Smith, 1998).

Einen aus theoretischen Modellen abgeleiteten Dichteverlauf innerhalb eines Neutronensterns zeigt Abbildung 2.1. Sie verdeutlicht, dass sich die Dichte um etwa 10 Größenordnungen von etwa 10^6 g/cm^3 an der Oberfläche bis auf etwa 10^{16} g/cm^3 im Kernbereich des Neutronensterns erhöht. Die Oberfläche des Neutronensterns besteht im wesentlichen aus einer festen kristallinen, vornehmlich aus Eisen bestehenden Kruste mit ca. 1 km Dicke. Bei immer weiter ansteigenden Dichten im Neutronensterninneren ist es für Atome in zunehmenden Maße energetisch vorteilhaft, wenn Elektronen in die Atomkerne eindringen und mit den Protonen zu Neutronen reagieren. Dadurch entstehen Atome mit einer hohen Anzahl von Neutronen. Ab einer Dichte von $\rho_0 = 4 \cdot 10^{11} \text{ g/cm}^3$ können die Kerne keine zusätzlichen Neutronen mehr binden und werden instabil. Neutronen wandern von den Atomkernen ab und bilden eine Flüssigkeit. Diese besteht fast ausschließlich aus Neutro-

nen und nur zu einem geringen Teil aus Elektronen und Protonen. Sowohl Neutronen als auch Elektronen und Protonen befinden sich im superfluiden Zustand, haben also keine Viskosität. Im Kernbereich bei Dichten von etwa $6\rho_0$ liegt die Materie in äußerst exotischen Zuständen vor. Aufgrund der immer ungenauer werdenden Kenntnisse über solche Materiezustände wird eine detaillierte Aussage sehr schwer. Ein mögliches Szenario ist, dass durch die extreme Dichte Neutronen so stark gequetscht werden, dass ein fester Kern aus Mesonen (vor allem Kaonen) gebildet wird (Lyne und Smith, 1988).

Mit Hilfe der Zustandgleichungen, aus denen der Dichteverlauf in einem Neutronenstern hergeleitet worden ist, können sowohl dessen Durchmesser als auch Masse abgeschätzt werden. Danach ist der Massebereich, bei dem ein Neutronenstern existieren kann, mit 0.2 bis 2 Sonnenmassen eng begrenzt. Bei kleineren Massen wäre die Gravitationskraft nicht ausreichend, um die aufgrund der hohen Umdrehungsgeschwindigkeiten resultierenden Fliehkräfte zu kompensieren. Das Objekt würde zerreißen. Bei größeren Massen reicht der entartete Neutronendruck nicht aus, um einen Kollaps zu einem schwarzen Loch zu verhindern. Der Durchmesser hängt ab von der Masse des Neutronensterns und beträgt bei etwa 1.4 Sonnenmassen 20-30km.

Eine weitere wichtige charakteristische Eigenschaft von Neutronensternen ist deren äußerst starkes Magnetfeld. Dessen Existenz wird mit Hilfe der Magnetflusserhaltung beim Kollabieren des Vorgängersterns erklärt. Die Feldstärken liegen im Bereich von etwa 10^{12} Gauss bei jungen Pulsaren, wie etwa dem im Zentrum des Krebsnebels. Bei alten Pulsaren sind die Feldstärken etwas niedriger, erreichen aber trotzdem noch 10^{10} Gauss. Das Magnetfeld dominiert alle Pulsareigenschaften außerhalb der Oberfläche und besitzt Dipolcharakter, wobei der Winkel zwischen Rotationsrichtung und Magnetfelddipolrichtung beliebig sein kann.

2.4 Strahlungsemission eines Pulsars

Die im Sekundenbereich liegende Intensitätsvariation bei Pulsaren wird auf deren Rotation zurückgeführt. Die Strahlungsemission stammt dabei aber nicht von der Oberfläche, sondern von einer mit dem Pulsar mitrotierenden engbegrenzten Region in der Pulsarmagnetosphäre. Es entsteht ein stark gebündelter und gerichteter Strahl, der am ehesten mit dem Abstrahlverhalten eines Leuchtturms verglichen werden kann. Trotz der seit über 30 Jahren andauernden intensiven Forschungen ist es noch nicht gelungen eine eindeutige Theorie zu finden, die ein solchermaßen starkes und gerichtetes Signal über einen so großen Wellen-

längenbereich erklären kann. Vielmehr existieren zwei Modelle, von der jedes einzelne in der Lage ist, die beobachtete Strahlung in bestimmten Wellenlängenbereichen zu erklären. Obwohl beide Theorien zusammen viele Eigenschaften der über einen großen Bereich des elektromagnetischen Spektrums beobachtbaren Strahlung gut beschreiben können, unterscheiden sie sich zum einen im Hinblick auf den Erzeugungsmechanismus, zum anderen in der Entstehungsregion.

Beide Modelle, die unter dem Namen „polar cap“ [Daugerthy & Harding, 1982] und „outer gap“ [Chen et al., 1986] bekannt sind, haben gemeinsam, dass sie auf dem die Eigenschaften der Pulsarmagnetosphäre dominierenden Magnetfeld basieren (Abbildung 2.2). Bevor beide Theorien näher erläutert werden, wird zunächst darauf eingegangen, woher die zur Strahlungserzeugung nötige Energie stammt und anschließend die Entstehung der Pulsarmagnetosphäre diskutiert.

2.4.1 Energiequellen

Im Inneren eines Pulsars findet keinerlei Energieerzeugung mehr statt. Deshalb stellt der vorhandene Drehimpuls das einzige Energiereservoir dar, aus dem die Energie für die beobachtbare Strahlung gewonnen werden kann. Dies muss aber im Laufe der Zeit zu einer Verlangsamung der Rotationsgeschwindigkeit führen und wurde bei fast allen Pulsaren nachgewiesen, da eine Verlangsamung der Periode sich in verlängerten Signalzügen widerspiegelt, die sehr einfach zu messen sind. Ausgehend davon lässt sich nun das Alter eines Pulsars näherungsweise bestimmen. Die von einem rotierenden Dipol abgestrahlte Energie pro Sekunde beträgt:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2\Omega^4}{3c^3} M_{\perp}^2 = \frac{\Omega^4}{3c^3} r^6 B_0^2 \sin^2 \alpha \quad (2.1)$$

mit:

- Ω : Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Dipols
- M_{\perp} : magnetisches Moment senkrecht zur Drehachse
- B_0 : polare magnetische Flussdichte
- R : Radius des Neutronensterns
- α : Winkel zwischen Rotationsachse und Dipol

Für die aus der Verlangsamung der Rotation gewonnenen Energie gilt:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{d(1/2I\Omega^2)}{dt} = I\Omega\dot{\Omega} \quad (2.2)$$

mit:

Ω : Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Dipols

I : Trägheitsmoment des Pulsars

Gleichsetzen ergibt :

$$I\Omega\dot{\Omega} = -\frac{2}{3} \frac{M_{\perp}^2}{c^3} \Omega^4 \quad (2.3)$$

oder allgemein :

$$\dot{\Omega} = -k\Omega^n \quad (2.4)$$

mit:

Ω : Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Dipols

k : Konstante, die Trägheit und magnetisches Moment des Körpers beschreibt

n : Bremsindex (hier wegen der rein magnetischen Dipolstrahlung gleich 3)

Integriert man Gleichung 2.4 bekommt man einen Ausdruck, der einen Zusammenhang zwischen Pulsaralter, Winkelgeschwindigkeit und deren erster Ableitung herstellt:

$$t = -\frac{\Omega}{(n-1)\dot{\Omega}} \left(1 - \frac{\Omega^{n-1}}{\Omega_0^{n-1}} \right) \quad (2.5)$$

mit:

Ω : aktuelle Winkelgeschwindigkeit des Pulsars

Ω_0 : Winkelgeschwindigkeit zum Zeitpunkt $t=0$

n : Bremsindex

t : Alter des Pulsars

Nimmt man den Spezialfall einer rein magnetischen Dipolstrahlung und setzt voraus, dass

$\Omega_0 \gg \Omega$ vereinfacht sich Gleichung 2.5 zu:

$$\tau = -\frac{\Omega}{2\dot{\Omega}} = \frac{P}{2\dot{P}} \quad (2.6)$$

mit:

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

Gleichung 2.6 zeigt, dass die Rotationsperiode eines Pulsars aufgrund der abgestrahlten Energie zunehmen muss und liefert eine Möglichkeit, aus Rotationsperiode und deren zeitlicher Ableitung, also einfach zu bestimmenden physikalischen Größen, das Alter von Pulsaren abzuschätzen.

2.4.2 Die Magnetosphäre eines Pulsars

Pulsare bilden aufgrund des extrem starken Magnetfeldes eine Magnetosphäre aus, in der die beobachtete Strahlungsemission erfolgt. Die Magnetosphäre ist an den Neutronenstern gekoppelt und kann als starr mitrotierende Plasmahülle angesehen werden, deren sämtliche physikalischen Eigenschaften durch das Magnetfeld bestimmt werden. Dieses induziert aufgrund der Rotation ein äußerst starkes elektrisches Feld. 1969 veröffentlichten Goldreich und Julian [Goldreich & Julian 1969] Überlegungen zur Entstehung einer plasmagefüllten Magnetosphäre eines rotierenden Neutronensterns und die darin induzierte Ladungsdichte. Beide nahmen für die Materie des Neutronensterns eine unendlich hohe Leitfähigkeit parallel zu den Magnetfeldlinien an und analysierten für den einfachsten Fall der Ausrichtung des Magnetfeldes parallel zur Rotationsachse die vorherrschenden Feldstärken und Ladungsdichten.

Aufgrund der supraleitenden Eigenschaften muss der Stern polarisiert sein und im Inneren ein elektrisches Feld aufbauen, das folgender Gleichung genügt:

$$\vec{E} + \frac{1}{c}(\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{B} = 0 \quad (2.7)$$

mit:

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

Daraus resultiert ein elektrisches Quadrupolfeld, das auch eine Komponente entlang der Magnetfeldlinien besitzt. Die Feldstärke an der Oberfläche beträgt ungefähr

$$E_{\text{parallel}} \cong \Omega \cdot R \cdot \frac{B}{c} \quad (2.8)$$

mit:

R: Radius des Neutronensterns

und liegt bei etwa 10^{12} V/cm. Aufgrund der immensen Feldstärke übersteigt die elektrische Feldkraft die Gravitationskraft um ein Vielfaches und führt dazu, dass geladene Teilchen aus der Oberfläche ausgelöst werden, was zu einem Teilchenfluss in die umliegende Region des Neutronensterns führt.

Aus Gleichung 2.7 kann in der Magnetosphäre die vorherrschende Ladungsdichte mit Hilfe der ersten Maxwellgleichung $\rho_0 = \left(\frac{1}{4\pi}\right) \cdot \text{div}\vec{E}$ abgeschätzt werden und es folgt:

$$\rho_0 = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{(\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{B}}{4\pi c} \right) \approx -\frac{\vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{2\pi c} \quad (2.9)$$

(Goldreich & Julian 1969, Mestel 1971)

Es gilt zu bedenken, dass die Magnetosphäre nur innerhalb des sogenannten Lichtzylinders starr mitrotieren kann, was zur Folge hat, dass sich diese in zwei Bereiche teilt, die der Lichtzylinder (In Abbildung 2.2 ist dieser als vertikale Linie dargestellt) trennt. Der Radius des Lichtzylinders ergibt sich aus der Forderung, dass sich Teilchen, die sich in der Magnetosphäre befinden, maximal mit Lichtgeschwindigkeit bewegen können und ist damit durch $r_c = \frac{c}{\Omega}$ festgelegt. Der Lichtzylinder unterteilt die Magnetosphäre in einen Bereich geschlossener und offener Feldlinien. Innerhalb der geschlossenen Feldlinien (rosa gefärbt in Abbildung 2.2) befindet sich das von der Oberfläche ausgelöste Plasma, das mit dem Neutronenstern mitrotiert. Die darin enthaltenen Teilchen können sich wegen des starken Magnetfeldes nur parallel zu den Magnetfeldlinien bewegen und nicht in den interstellaren Raum abfließen. Sie sind somit in der Magnetosphäre gefangen. Das in diesem Bereich vorherrschende elektrische Feld wird damit durch die Raumladung der gefangenen Teilchen auf Null reduziert und es gilt: $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$. Damit ist keine Teilchenbeschleunigung entlang der magnetischen Feldlinien im geschlossenen Bereich möglich.

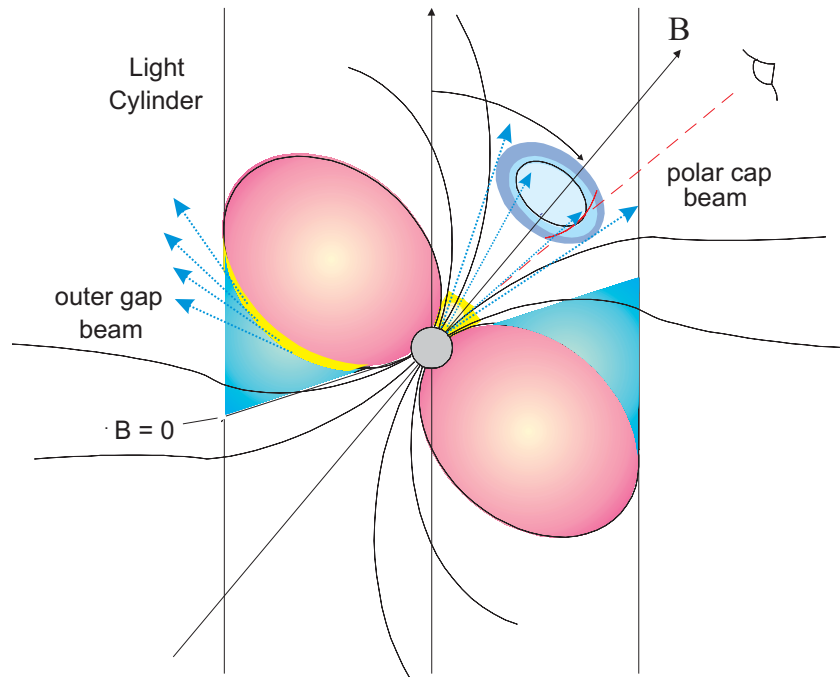


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der vermuteten räumlichen Lage beider Strahlung emittierender Regionen eines Pulsars (gelb eingezeichnet). In den Bereichen über den Magnetpolen in der Nähe der Oberfläche („polar cap“) wird der Ursprung der Radiostrahlung vermutet. Die Regionen in der Nähe des Lichtzylinders werden als Entstehungsort der höherenergetischen Strahlung angesehen. Der rosa gefärbte Teil deutet den Bereich der geschlossenen Magnetfeldlinien an (Abbildung aus „The Universe in Gamma Rays“).

Anders ist die Situation im Bereich der offenen Feldlinien. Diese haben ihren Ursprung in der Nähe der Magnetpole. Teilchen können auf ihnen in den interstellaren Raum abfließen, was dazu führt, dass sich keine Gleichgewichtssituation einstellen kann und elektrisch geladene Teilchen entlang der Magnetfeldlinien beschleunigt werden können.

Es entsteht so eine Verarmungsregion, in der die Ladungsdichte annähernd 0 ist, was zu starken elektrischen Feldern entlang der Magnetfelder führt, durch die elektrisch geladene Teilchen beschleunigt werden können.

Dies ist die Grundlage für beide im Moment gültigen, die Strahlungsemission von Pulsaren beschreibenden Theorien, nämlich dem „polar cap-“ und dem „outer gap-“ Modell. Ersteres erklärt die Entstehung der kohärenten Radiostrahlung während das zweite Modell die Entstehung der inkohärenten hochenergetischen Strahlung beschreibt (Abbildung 2.10).

2.4.3 Eigenschaften der Radiostrahlung und Radioemission

Anhand der im vorigen Kapitel durchgeführten Diskussion der Magnetosphäre liegt der Schluss nahe, dass das beobachtbare pulsierende Radiosignal von einem in der Magnetosphäre liegenden und mit dem Neutronenstern mitrotierenden Emissionsgebiet stammen muss. Anhand von Puls- und Polarisationsmessungen der von den Pulsaren emittierten

Radiostrahlung wurde das sogenannte Polar Cap Modell entwickelt, das neben der Emissionsgeometrie auch Emissionsort und -mechanismus beschreibt. Deshalb werden zuerst typische Merkmale und Eigenschaften der Radiopulse beschrieben und anhand dieser das Polar Cap Modell begründet.

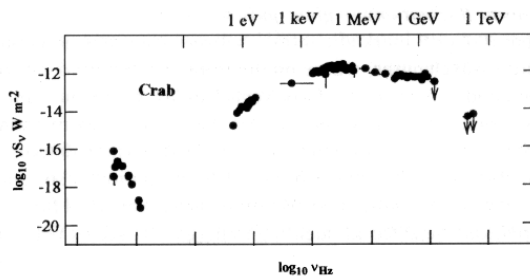


Abbildung 2.3: Vom Krebspulsar emittierte Energie abhängig von der Wellenlänge. Die größte Energiemenge emittiert der Pulsar im Röntgenbereich (Abbildung aus Lyne und Smith, 1998).

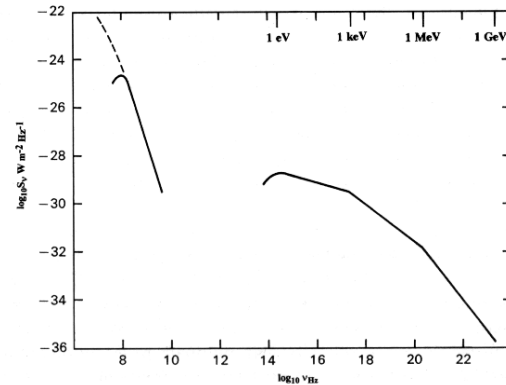


Abbildung 2.4: Vom Krebspulsar abgegebener Fluss abhängig von der Wellenlänge. Das Flussmaximum liegt im Radiobereich und kann nur durch kohärente Strahlungsmechanismen erklärt werden (Abbildung aus Lyne und Smith, 1998).

Eine Analyse aufeinanderfolgender Einzelpulse zeigt, dass die Pulsformen nicht völlig identisch sind, sondern sich voneinander unterscheiden können. Neben überdurchschnittlich großen Pulsen⁸ kommt es vor, dass manche Pulse völlig ausbleiben⁹. Dagegen besitzen über viele Perioden integrierte Pulsfolgen eine erstaunliche Konstanz. Die meisten Pulsbreiten integrierter Pulsprofile betragen etwa 5° bis 20° bezogen auf eine Pulsarumdrehung, was zeigt, dass sich das Emissionsgebiet in einem sehr begrenzten Raumbereich befinden muss. Nichtsdestotrotz besitzen manche Pulsare Pulsbreiten, die sich nahezu über die gesamte Periode ziehen. Dies ist ein weiterer Hinweis, dass das Emissionsgebiet mit dem Magnetfeld gekoppelt ist. Je nach Ausrichtung des Magnetfelds zur Spinachse des Neutronensterns können sich die Pulsbreiten deutlich voneinander unterscheiden.

Eine weitere wichtige Eigenschaft der von Pulsaren abgegebenen Radiostrahlung ist, dass das Pulsprofil abhängig vom beobachteten Radiofrequenzband variiert (Abbildung 2.5) und sich dabei neben dem Pulsprofil selbst auch dessen Breite deutlich ändern kann. Beide Phänomene werden damit erklärt, dass die Radiostrahlung verschiedener Frequenzen in unterschiedlichen Höhen innerhalb der Magnetosphäre entsteht. Die in den Profilen sichtbaren Einzelkomponenten werden mit diskreten Emissionsquellen in einem begrenzten

⁸ sogenannten giant pulses

⁹ dies ist das sogenannte pulse nulling

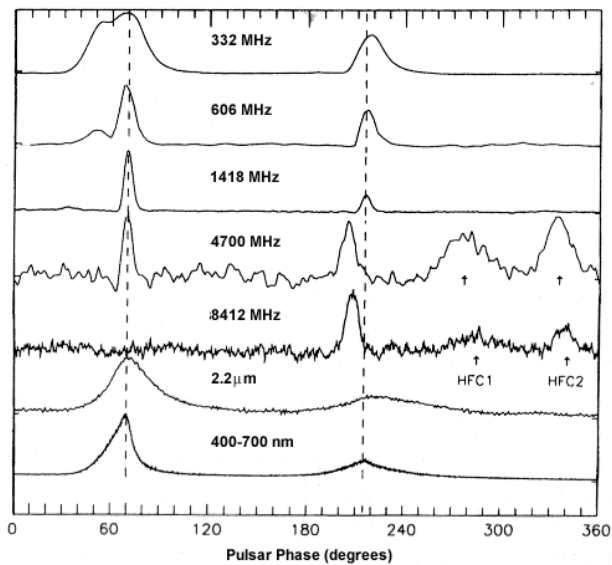


Abbildung 2.5: Radiopulsprofile des Krebspulsars bei verschiedenen Frequenzen verglichen mit infrarot- und optischen Lichtkurven. Es ist ein deutlicher Unterschied der Pulsprofile untereinander erkennbar (Abbildung aus Lyne und Smith, 1998).

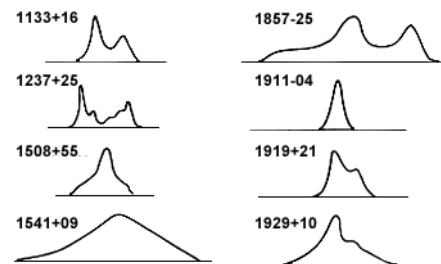


Abbildung 2.6: Integrierte Pulsprofile verschiedener Pulsare (Abbildung aus Lyne und Smith, 1998).

Emissionsgebiet identifiziert (Abbildung 2.6).

Obwohl Pulsare häufig mehrere Puls Komponenten aufweisen, stammen diese dennoch von der selben Emissionsregion. Dies belegen vor allem Polarisationsmessungen. Im Off-Pulsbereich bleibt der Polarisationswinkel meist konstant, zeigt aber während des Pulses ein charakteristisches Verhalten. Der Polarisationswinkel folgt dabei einem einfachen Muster und verknüpft die in der integrierten Pulsform auftretenden Komponenten (Abbildung 2.7).

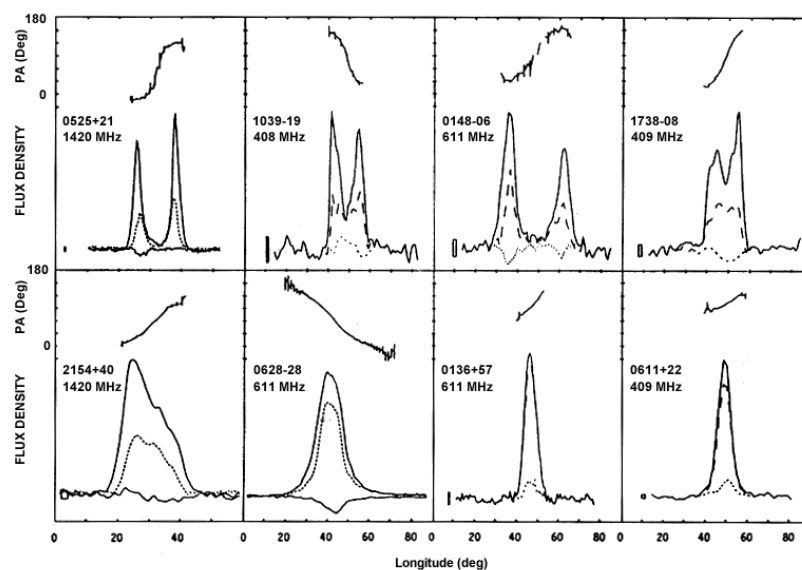


Abbildung 2.7: Pulsformen verschiedener Pulsare sowie der Verlauf des Polarisationswinkels (S-förmige Kurven über den Pulsprofilen). Der stetige Verlauf des Polarisationswinkels im Radiobereich belegt, dass die einzelnen Puls Komponenten diskrete Emissionsquellen einer Emissionsregion darstellen (Abbildung aus Lyne und Smith, 1998).

Dieser typische Verlauf des Polarisationswinkels, der einer S-Form gleicht, wird erklärt als die für den Beobachter sichtbare Projektion des elektrischen Feldvektors der parallel bzw. senkrecht zur Sichtlinie verlaufenden Komponente der emittierten Strahlung [Kramer M. & Lorimer, *Sterne und Weltraum* 3/1999]. Der Verlauf der S- Kurve ist umso flacher, je weiter die Sichtlinie von der Magnetachse entfernt ist (Abbildung 2.8).

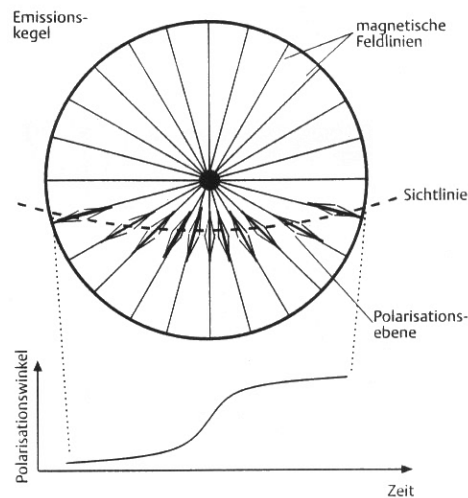


Abbildung 2.8: Erklärung für die Entstehung des typischen S-förmigen Verlaufs des Polarisationswinkels während eines Pulses (Abbildung aus Kramer & Lorimer *Sterne und Weltraum* 3/1999).

Geht man von dieser Überlagerung aus, bedeutet das, dass die Strahlung emittierenden Gebiete in der Nähe der magnetischen Pole liegen müssen, die von der Sichtlinie des Beobachters passiert werden. Dies funktioniert aber nur dann, wenn ein Emissionsprozess zugrunde liegt, bei dem die Polarisations-eigenschaften der erzeugten Strahlung mit dem Verlauf des Magnetfeldes verknüpft sind. Aufgrund der schmalen Pulsbreiten und der vorliegenden Feldgeometrie führen weitere Überlegungen dazu, dass das Emissionsgebiet relativ nahe an der Oberfläche liegen muss.

Will man den Emissionsmechanismus zur Gänze klären, muss darüber hinaus auch die Frage des Zustandekommens der hohen Intensität (Abbildung 2.4) der Radiostrahlung mit berücksichtigt werden, wodurch thermische Emission ausscheidet.

Da kein Verstärkungsprozess bekannt ist, der den hohen Fluss erklären kann, liegt die Idee nahe, dass es sich um kohärente Strahlungsemission handeln muss, wie z.B. kohärente Krümmungsstrahlung [Ruderman & Sutherland 1975].

2.4.4 Höherenergetische Strahlung und Emissionsmechanismen

Im Gegensatz zu vielen alten Pulsaren kann bei jungen Pulsaren neben der für sie charakteristischen Radioemission auch höherenergetische Strahlung¹⁰ beobachtet werden. Im Falle des Krebspulsars wurde eine Emission vom infraroten bis hin zum Gammabereich bei einigen GeV nachgewiesen. Diese besitzt ebenfalls gepulsten Charakter und beinhaltet den größten Teil der vom Pulsar aus der Rotation gewonnenen abgestrahlten Energie, dessen Maximum beim Krebspulsar im Röntgenbereich liegt (Abbildung 2.3).

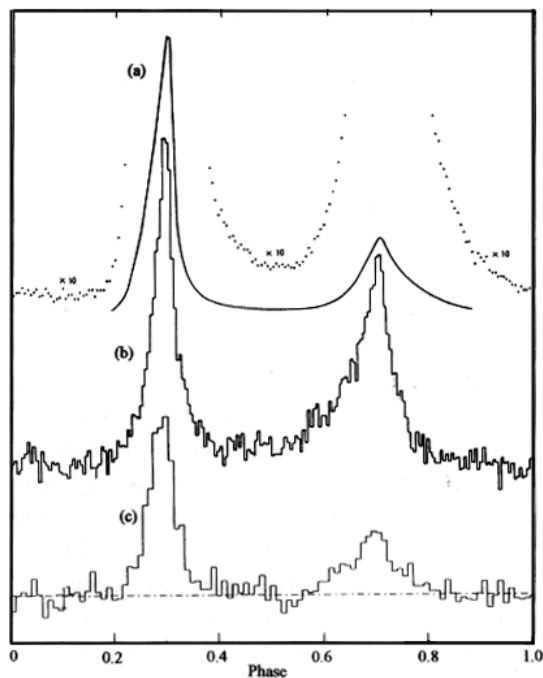


Abbildung 2.9: Integrierte Pulsprofile des Krebspulsars von verschiedenen höherenergetischen Wellenlängenbereichen. Lichtkurve a zeigt den Verlauf des Pulsprofils im Optischen [Jones et al., 1981], Lichtkurve b den Verlauf im Röntgenbereich bei 0.6 bis 23 keV [Kerstenbaum et al., 1976], Lichtkurve c den Verlauf im Gammabereich von 50 bis 5000 MeV [Nolan et al., 1993]

Im Gegensatz zur Radiostrahlung bleibt die Pulsform der höherenergetischen Strahlung über einen großen Wellenlängenbereich sehr ähnlich, unterscheidet sich aber zum Teil in Form und Breite von der Pulsform der Radiostrahlung. Während letzteres ein Indiz auf unterschiedliche Emissionsmechanismen bzw. Emissionsregionen ist, legt ersteres den Verdacht nahe, dass der Emissionsmechanismus, der die höherenergetische Strahlung erzeugt, für alle Wellenlängenbereiche der gleiche sein muss. Es muss sich danach um einen Emissionsmechanismus handeln, der über eine breite spektrale Verteilung verfügt. Viele Eigenschaften der gepulsten höherenergetischen Strahlung sind mit der im „polar cap“

¹⁰ Wellenlängenbereiche ab dem optischen bis hin zur Gammastrahlung.

Modell beschrieben kohärenten Strahlungserzeugung nicht vereinbar und führen zu einem anderen Emissionsmodell. Die Erzeugung der höherenergetischen Strahlung wird im Moment am besten mit Hilfe des sogenannten „Outer Gap“ Modells beschrieben. Danach befindet sich die Emissionsregion weit außen in der Magnetosphäre, in der Nähe des Lichtzylinders. Auch hier existiert zwischen den offenen und geschlossenen Feldlinien eine Verarmungsregion von geladenen Teilchen, die dadurch entsteht, dass geladene Teilchen entlang der offenen Magnetfeldlinien aus der Magnetosphäre abfließen können. Gammaphotonen, die in tieferliegenden Schichten der Magnetosphäre entstehen, erzeugen beim Durchlauf durch diesen Bereich Elektron-Positron-Paare, die entlang der gekrümmten Magnetfeldlinien aufgrund der äußerst hohen elektrische Felder von bis zu 10^{14} V/cm beschleunigt werden. Diese strahlen Gammaphotonen ab, so dass sich ein Lawineneffekt ergibt, der zu immer neuen Elektron-Positron-Paaren und weiteren Gammaphotonen führt [Sturrock et al., 1971]. Die Strahlungsemission bis hin zum Röntgenbereich kann so durch Krümmungsstrahlung oder Synchrotronstrahlung erklärt werden, die die Teilchen während des Entlanglaufens an den Magnetfeldlinien emittieren. Dabei erzeugen die geladenen Teilchen wegen ihrer hochrelativistischen Geschwindigkeit nicht nur Wellen ihrer Umlauffrequenz, sondern vielmehr auch Oberwellen, so dass ein kontinuierliches Spektrum entsteht, das den breiten spektralen Verlauf des Strahlungsspektrum erklärt. Das Synchrotronmodell ist in der Lage, den Ursprung der emittierten Strahlung bis hin zum Röntgenbereich zu erklären. Beobachtbare Gammaphotonen können nicht aufgrund der Synchrotronemission entstehen. Deren Ursprung wird auf den Mechanismus der inversen Comptonstreuung zurückgeführt. Danach können niederenergetische Photonen mit den hochenergetischen geladenen Teilchen wie Elektronen kollidieren, die dabei die Energie an die Photonen abgeben.

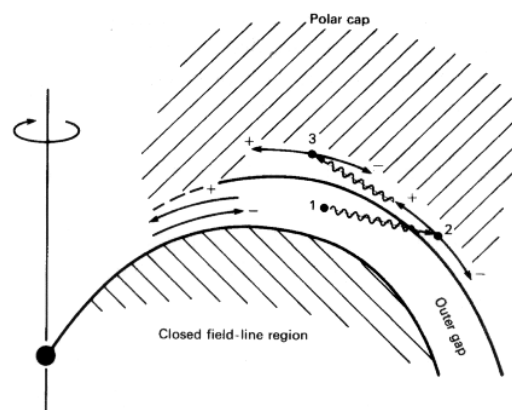


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung des Emissionsmechanismus für die höherenergetische Strahlung am „outer gap“ (Abbildung aus Lyne und Smith, 1998).

2.5 Entstehung der Polarisation der von einem Pulsar emittierten Strahlung

Anhand des vorangegangenen Kapitels wird deutlich, dass als Emissionsmechanismen der höherenergetischen Strahlung nur Strahlungsmechanismen wie Synchrotronstrahlung oder Krümmungsstrahlung hochrelativistischer Teilchen in Frage kommen. Bei beiden Mechanismen erzeugen die an Magnetfeldlinien entlanglaufenden bzw. um die Magnetfeldlinien gyrierenden geladenen Teilchen eine Strahlungsemission über einen breiten Spektralbereich, die gleichzeitig auch stark polarisiert ist.

Betrachtet man ein hochrelativistisches Teilchen mit dem Lorentzfaktor γ , das sich aufgrund eines vorherrschenden Magnetfeldes auf einer gekrümmten Bahn bewegt, kann dessen Bewegung in eine parallele und senkrechte Geschwindigkeitskomponente bezüglich der lokalen Magnetfeldlinie zerlegt werden:

$$\gamma = \gamma_{\perp} \gamma_{\parallel} \quad (2.10)$$

Das hochrelativistische Teilchen emittiert Strahlung in Bewegungsrichtung ausschließlich in einem stark gerichteten konusförmigen Strahl, dessen Öffnungswinkel proportional zu $1/\gamma_{\parallel}$ ist (Abbildung 2.11).

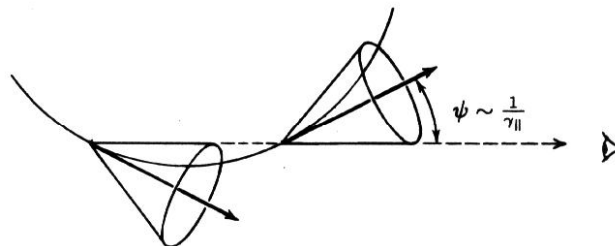


Abbildung 2.11: Emissionskegel eines hochrelativistischen geladenen Teilchens, das sich auf einer Kreisbahn um ein Magnetfeld bewegt. Der Verlauf der Magnetfeldlinien ist aus der Papierebene heraus. (Abbildung aus Cheng et al., 1986)

Für die von diesem geladenen Teilchen pro Raumwinkel abgestrahlte Energie gilt:

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{7}{16} \frac{e^2}{\rho} \frac{1}{(1/\gamma^2 + \Theta^2)^{5/2}} \cdot \left[1 + \frac{5}{7} \frac{\Theta^2}{(1/\gamma^2) + \Theta^2} \right] \quad (2.11)$$

mit:

ρ = Krümmungsradius

e = Elementarladung

γ = Lorentzfaktor

Θ = Einschusswinkel des geladenen Teilchens bezüglich der Magnetfeldrichtung

(aus Jackson J.D., 3. Auflage)

Der erste Summand innerhalb der eckigen Klammer (=die Zahl 1) in Gleichung 2.11 beschreibt die Intensität der Polarisation parallel zur Bahnebene des Elektrons, der zweite Term die Intensität der Polarisation senkrecht zur Bahnebene.

Integriert man Gleichung 2.11 über alle Raumwinkel ergibt sich, dass etwa 7 Mal mehr Strahlungsenergie mit Polarisation parallel zur Bahnebene emittiert wird [Jackson J.D., 1998], als Strahlungsenergie mit Polarisation senkrecht dazu. Somit weist die emittierte Strahlung eine starke polarisierte Komponente parallel zur Bahnebene des geladenen Teilchens auf.

In der Pulsarmagnetosphäre wird die Bewegung der geladenen und hochrelativistischen Teilchen vor allem vom Verlauf der Magnetfeldlinien bestimmt. Aus diesem Grund gibt die Polarisationsrichtung der von einem Pulsar stammenden Strahlung Aufschluss über den Verlauf der magnetischen Feldlinien.

3. Die OPTIMA Hard- und Software

3.1 Motivation zum Bau von OPTIMA

Der optische Spektralbereich bildet ein wichtiges Glied zum Verständnis von Pulsaremissionsmechanismen, da unterhalb des optischen Bandes der Übergang von der kohärenten Emission der Radiostrahlung hin zu inkohärenten Mechanismen der höherenergetischen Strahlung stattfindet. Das größte Problem dabei ist, dass im optischen Spektralbereich nur sehr wenige Objekte mit Radio- oder höherenergetischen Pulsaren identifiziert werden konnten, wie zum Beispiel der Pulsar im Krebsnebel (PSR 0531+21). Dies liegt an deren geringer Strahlungsintensität im Optischen, die oftmals mit weit über 22^m niedriger ist, als die Intensität des natürlichen Himmelshintergrunds ($m_v \geq 22^m \cdot \text{arc sec}^{-2}$). Demzufolge setzt die Suche nach optischen Gegenstücken zu den bekannten Radio, Röntgen- oder Gammapulsaren optische Großteleskope, äußerst empfindliche Messgeräte und lange Integrationszeiten voraus. Außerdem zählen Hochgeschwindigkeitsphotometer nicht zur Standardausrüstung von Großteleskopen, sodass zeitlich hochaufgelöste optische Pulsarlichtkurven kaum vorhanden sind. Dies war die entscheidende Motivation zur Entwicklung des Hochgeschwindigkeitsphotometers OPTIMA, dem Optical Pulsar Timing Analyser.



Abbildung 3.1: Das Optima Detektorsystem. 1.Hochgeschwindigkeitsphotometer, 2. Avalanche Photodioden, 3. CCD-Fokalaufblicksmodul, 4. Adapter zum Teleskop, 5.CCD-Kamera

Ziel des Projektes war/ist es, ein Messgerät zu entwickeln, das in der Lage ist, einzelne Photonen des optischen Spektralbandes mit sehr hoher Effizienz und gleichzeitig sehr hoher Zeitauflösung im Bereich weniger Mikrosekunden nachzuweisen.

Um Objekte sowohl auf der nördlichen als auch südlichen Hemisphäre beobachten zu können, muss es auf unterschiedlichen Großteleskopen einsetzbar sein. Das bedeutet, dass das komplette Detektorsystem möglichst eigenständig und leicht transportabel sein muss, damit es mit geringen Aufwand an den Teleskopen montiert und betrieben werden kann.

Bereits 1996 wurde mit dem Entwurf und der Entwicklung des OPTIMA-Detektorsystems am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik begonnen. Dabei wurde bei der Detektorentwicklung nicht auf herkömmliche Photomultiplier zurückgegriffen, sondern neuartige Avalanche Photodioden (APD) benutzt. Diese besitzen eine fast dreifach höhere Quanteneffizienz für optische Photonen und damit eine deutlich gesteigerte Sensitivität, und sind über einen breiteren Spektralbereich empfindlich. Die folgenden Seiten sollen dabei lediglich einen kurzen Überblick über das Detektorsystem vermitteln. Details können bei Straubmeier (2000) nachgelesen werden.

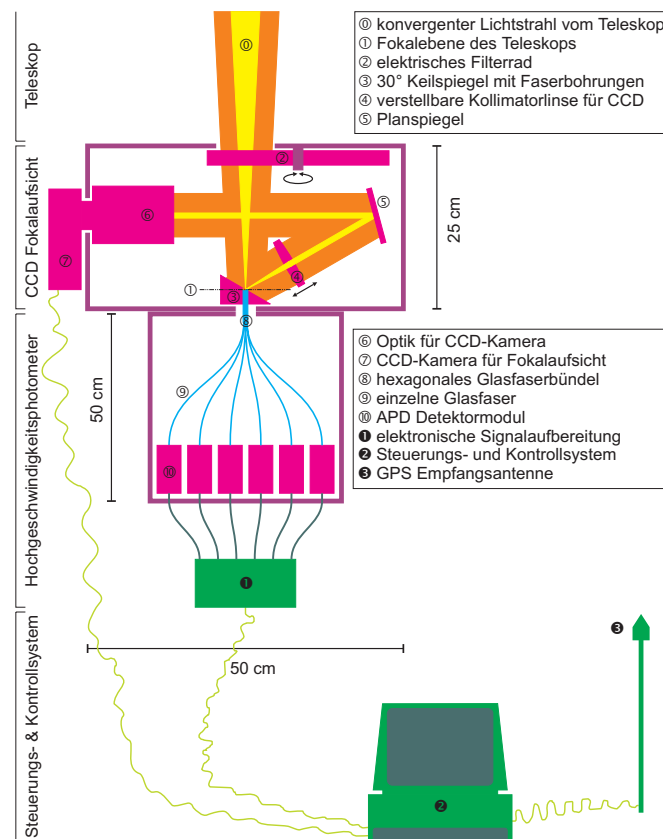


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Funktionsweise des OPTIMA Detektorsystems (Abbildung aus Doktorarbeit von C. Straubmeier, 2000).

3.2 Das Detektorsystem

Das OPTIMA-Detektorsystem ist modular aufgebaut und besteht aus drei Komponenten (siehe Abbildung 3.1 und Abbildung 3.2):

- 1) Hochgeschwindigkeitsphotometer
- 2) CCD-Fokalaufsicht
- 3) Steuerungs- und Kontrolleinheit

Eine solche modulare Zerlegung erleichtert den Transport des Detektorsystem zu den verschiedenen Großteleskopen, ermöglicht eine schnelle und komplikationsfreie Montage und eine einfache Wartung. Die folgende Beschreibung des Funktionsprinzips des OPTIMA-Detektorsystem beginnt in der Fokalebene des Teleskops und folgt im weiteren Verlauf dem Lichtweg.

3.2.1 Das Hochgeschwindigkeitsphotometer

Die wichtigste Komponente des OPTIMA-Detektorsystems ist das 8-kanalige Hochgeschwindigkeitsphotometer mit Einzelphotonenauflösung. Sein zentrales Merkmal stellen die für jeden Kanal separat vorhandenen APDs dar. Ihnen wird anhand eines hexagonal dichtgepacktesten 7-adrigen Glasfaserbündels, welches sich in der Fokalebene befindet, das vom Teleskop gebündelte Licht des Zielobjektes und der umgebenden Region zugeführt. Abbildung 3.3 zeigt eine vergrößerte Aufnahme des hexagonalen Glasfaserbündels.

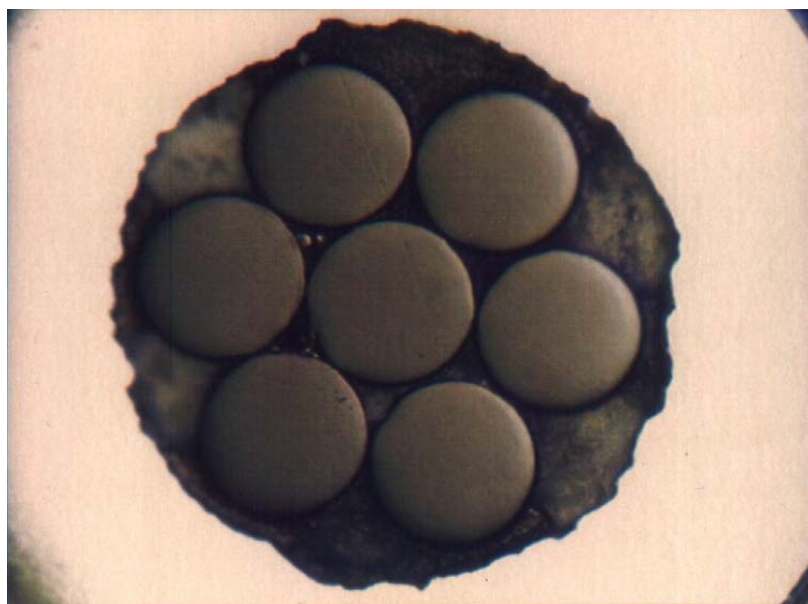


Abbildung 3.3: Frontansicht auf das hexagonale Glasfaserbündel. Der Faserdurchmesser dieses Bündels beträgt $100\mu\text{m}$ (Abbildung aus Doktorarbeit von C. Straubmeier, 2000).

Im Hinblick auf eine möglichst genaue Vermessung von astronomischen Objekten ist es wichtig, den Anteil des auf der Fokalebene abgebildeten Lichts des Hintergrunds soweit wie möglich zu unterdrücken, um möglichst ausschließlich optischen Fluss des Zielobjektes in den APDs zu registrieren. Deshalb ist der Durchmesser der Glasfasern so zu wählen, dass unter Berücksichtigung von Teleskopauflösung¹ und dem während der Messung vorherrschenden Seeing² möglichst viel optischer Fluss des Zielobjektes von der zentralen Glasfaser aufgenommen wird.

Abhängig von der Brennweite des verwendeten Teleskops entspricht ein bestimmter Winkelbereich am Himmel unterschiedlich großen Bereichen in der Fokalebene. Dabei gilt für ein unendlich weit entferntes Objekt:

$$\tan \alpha = \frac{l}{f} \quad (3.1)$$

mit:

- α : betrachteter Winkelbereich
- f: Teleskopbrennweite
- l: abgebildete Länge in der Fokalebene

Gleichung 3.1 macht deutlich, dass bei steigender Teleskopbrennweite der Abbildungsbereich in der Fokalebene eines gleichen Winkelbereichs am Himmel immer größer wird.

Die Helligkeitsverteilung einer unendlich weit entfernten Punktquelle auf der Fokalebene des Teleskops entspricht einer zweidimensionalen Gaußfunktion, deren volle Halbwertsbreite hauptsächlich vom Seeing abhängt. Aus diesem Grund wurde der Faserdurchmesser so gewählt, dass er bei Möglichkeit in etwa dem doppelten Seeing-Durchmesser des Teleskops entspricht, was bedeutet, dass ca. 98% der Intensität eines Objektes in der zentralen Glasfaser konzentriert ist. Aus diesem Grund gibt es zwei Glasfaserbündel mit unterschiedlich großem Durchmesser (100 μm und 300 μm), die je nach verwendetem Teleskop und Seeing zum Einsatz kommen.

Der geringe Faserdurchmesser setzt eine große Positioniergenauigkeit des Teleskops im Bereich weniger Bogensekunden voraus und stellt somit große Anforderungen an Teleskopmechanik sowie Nachführung und Guiding.

¹ Die Teleskopauflösung bestimmt den Abbildungsmaßstab in der Fokalebene in μm pro Bogensekunde

² Dieser wird angegeben in Bogensekunden. Die Größe des Seeings wird beeinflusst durch äußere Bedingungen wie Temperatur, Luftschichtung und Wetter.

Um während der Messungen die Position des Zielobjektes kontrollieren zu können, wurde um die zentrale Faser eine Anordnung weiterer Fasern³ in hexagonal dichtgepacktester Form angebracht. Auf diese fällt Licht aus der das Zielobjekt umgebenden Region und wird zu den weiteren APD-Detektormodulen geleitet. Damit ist man in der Lage, die Quelle genau auf die Zentralfaser zu zentrieren und kann darüber hinaus deren Positionierung bezüglich des Zielobjektes während der gesamten Messung verifizieren. Zudem können die von den Kranzfasern im Verlauf der Messung aufgezeichneten Daten dazu verwendet werden, die das Zielobjekt überlagernden Hintergrundeinflüsse abzuschätzen bzw. zu modellieren und auftretende Änderungen der Signalqualität aufgrund veränderter Wetter- oder Umgebungsbedingungen im nachhinein teilweise zu kompensieren.

Eine weitere Faser, die an zwei wählbaren Positionen etwa 1 Bogenminute neben der Zentralfaser angebracht werden kann, dient zur Aufzeichnung des Himmelshintergrunds ohne Quelleneinfluss. Jede Faser führt das von ihr geleitete Signal auf ein eigenes APD-Detektormodul (Kanal).

Die APDs wandeln das von ihnen registrierte Licht in elektrische Signale um. Pro registriertem Photon erzeugt das APD-Detektormodul innerhalb von 300 Pikosekunden einen Ausgangspuls, was einer sehr hohen theoretisch möglichen Zeitauflösung entspricht. Diese Auflösung ist für die nachgeschalteten Hard- und Software-Komponenten bei weitem zu groß und macht eine Signalaufweitung durch nachgeschaltete elektrische Filter unumgänglich. Diese dehnen die Zeitsignale auf die Messfrequenz der nachfolgenden Steuerungseinheit aus. Diese Messfrequenz kann in einem Bereich von 100kHz bis 1 MHz beliebig gewählt werden und ist nur durch die Verarbeitungsgeschwindigkeit des Kontrollrechners limitiert. Der bei den Messungen verwendete Messtakt beträgt 250kHz.

3.2.2 Das CCD-Fokalaufsicht Modul

Moderne Großteleskope besitzen beim Anfahren auf ein Objekt eine Positioniergenauigkeit von etwa 1 Bogenminute. Da das Gesichtsfeld des OPTIMA-Detektorsystems nur wenige Bogensekunden umfasst, ist es notwendig das Gerät mit einem abbildenden System auszustatten, um eine exakte Positionierung des Zielobjektes auf die zentrale Faser zu ermöglichen. Dieses Problem wurde durch das Anbringen eines Keilspiegels in der Fokalebene gelöst. Dieser reflektiert den Abbildungsbereich um das zentrale hexagonale Glasfaserbündel, das mittels einer Bohrung in der Spiegelmitte fixiert ist.

³ Diese werden im folgenden auch als Kranzfasern bezeichnet.



Abbildung 3.4: Bild des CCD-Fokalmoduls. 1. Shutter zum Öffnen und Schließen, 2. Teleobjektiv zur Regulierung des Bildausschnittes, 3. Öffnung zur Durchführung des Keilspiegels, 4. Öffnung für CCD-Kamera

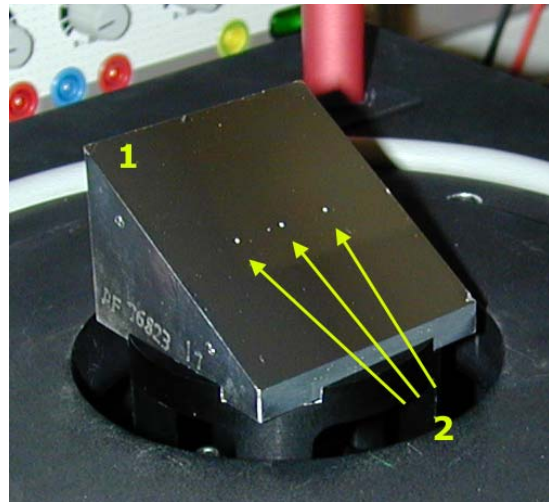


Abbildung 3.5: Bild des Keilspiegels. 1. Keilspiegel, 2. Faserdurchführungen

Mit Hilfe einer geeigneten Optik wird das Licht auf eine CCD-Kamera umgelenkt, die eine etwa 4x3 Bogenminuten große Region um die Zentralfaser herum abbilden kann (Abbildung 3.6). Dabei hängt die Größe des von der CCD abgedeckten Bildfeldes von der Fokalauflösung des Teleskops ab. Um dies auszugleichen, wurde die CCD-Kamera mit einem Zoomobjektiv ausgestattet, was ein in etwa gleiches CCD-Bild für alle Teleskope ermöglicht.

Da der Bereich der Bohrungen im Keilspiegel auf der CCD-Aufnahme zu dunklen Bereichen (schwarze Kreise in Abbildung 3.6) führt, muss der Zielstern mit Hilfe von Sucherkarten und Hilfssternen in die Zentralfaser platziert werden. Dies setzt natürlich im Vorfeld ein genaues Vermessen der Lage der Zentralfaser auf der CCD-Aufnahme voraus.

Damit kann man auch äußerst lichtschwache Objekte (wie etwa den Geminapulsar) auf die Zentralfaser platzieren, die selbst nach längerer Belichtungszeit der CCD nicht sichtbar werden.

3.2.3 Steuerungs- und Kontrollsystem

Sowohl die Ansteuerung des Hochgeschwindigkeitsphotometers als auch die Weiterverarbeitung der von ihm kommenden elektrischen Signale sowie die vom CCD-Fokalauf-sichtsmodul stammenden Daten werden von zwei dafür speziell ausgestatteten und konfigurierten Personal Computern vorgenommen. Dabei übernimmt ein Rechner sämtliche

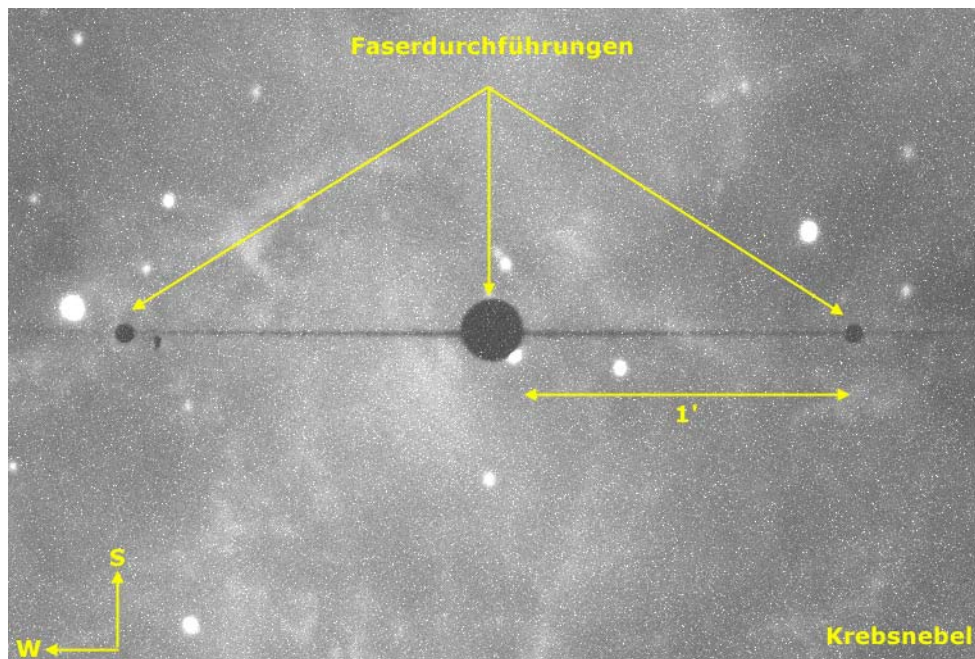


Abbildung 3.6: CCD-Aufnahme des Bereiches um den Krebspulsar (PSR 0531+21). Die Aufnahme wurde während der Calar-Alto-Messkampagne am 10.01.2002 angefertigt. Die Belichtungszeit betrug 600s. Die schwarzen Bereiche auf dem CCD-Bild werden durch die Faserdurchführungen verursacht. Der Pulsar befindet auf der Zentralfaser, also in der Mitte des schwarzen Kreises. Gut erkennbar ist auch der den Pulsar umgebende Emissionsnebel.

durch das Hochgeschwindigkeitsphotometer anfallenden Arbeiten, der zweite alle des CCD-Fokalaufsichtsmoduls. Die APDs signalisieren ein ankommendes Photon innerhalb von 300ps mit einem TTL Puls von 9ns Dauer bei einer anschließender Totzeit von 50ns. Ziel der Steuerung- und Kontrolleinheit muss sein, dieses zeitlich äußerst kurze Signal nicht aufgrund der Datenerfassung und -Speicherung unnötig zu verschlechtern; d.h. es muss jedem Photon eine möglichst präzise Ankunftszeit zugeordnet werden.

Für eine zeitlich möglichst präzise Messung wurde auf die Funksignale von GPS-Satelliten zurückgegriffen. Diese stellen einen einheitlichen, absoluten und anerkannten Zeitstandard dar, der weltweit abrufbar ist. Mit zwei Mikrosekunden ist deren Genauigkeit selbst bei schnellen Intensitätsvariationen wie etwa bei Pulsaren ausreichend. Mit Hilfe eines entsprechenden Empfängers kann man sehr leicht die aktuelle UTC-Zeit abfragen. Das geschieht durch eine GPS-Antenne, die die Funksignale der Satelliten an eine im Steuerungsrechner eingebaute GPS-Karte weitergibt. Ein auf der GPS-Karte befindlicher Hochfrequenz-generator kann so programmiert werden, dass er ein mit dem GPS-Sekunden Zeitsignal synchronisiertes TTL-Signal beliebiger Frequenz⁴ zur Verfügung stellt. Der dabei gemachte Fehler beträgt nur 5 aus 10^8 Takten, da sich der interne Hochfrequenzgenerator selbstständig an die Sekundenpulse des GPS-Signals anpasst.

⁴ Der bei den Messungen verwendete Messtakt liegt bei 250kHz

Der präzise Messtakt der GPS-Karte wird der digitalen Datenerfassungskarte zugeführt, die schließlich die Zuordnung der Ankunftszeit für der registrierten Photonenergebnisse vornimmt. Die Korrelation mit der digitalen Datenerfassungskarte übernimmt der Steuerungsrechner auf Hardwareebene. Dabei bestimmt der verwendete Zeittakt den Abstand zwischen zwei Einzelmessungen und das GPS-Signal dient lediglich als Startsignal für eine neue Messreihe.

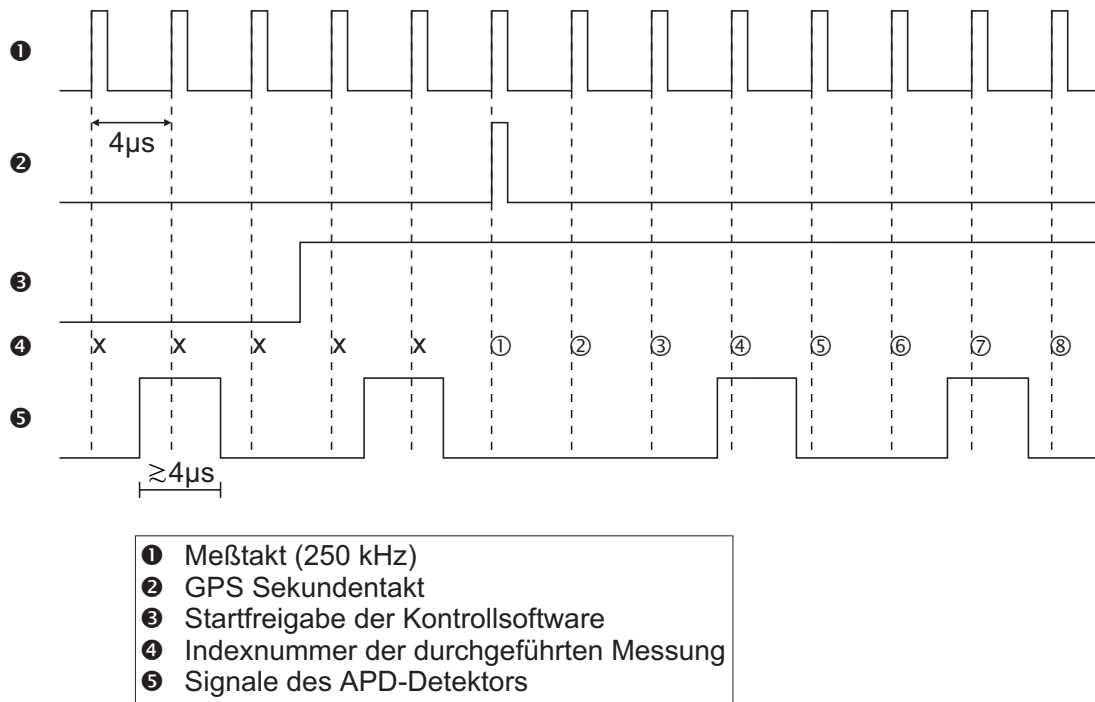


Abbildung 3.7: Zeitlicher Ablauf der Datenerfassung (Abbildung aus Doktorarbeit von C. Straubmeier, 2000).

Aufgrund des geringen Zwischenspeichers auf der digitalen Datenerfassungskarte müssen die Daten nach wenigen Millisekunden ausgelesen und in den Hauptspeicher des Steuerungsrechners übertragen werden. Damit dies ohne Probleme von statten gehen kann, muss sicher gestellt werden, dass die Messfrequenz die Verarbeitungsgeschwindigkeit des Rechners nicht übersteigt. Für das zur Aufnahme verwendete Pentium III System ist eine Messfrequenz von 250 kHz ideal. Bei einer Verwendung moderner High End Rechner könnte die Messfrequenz und somit die Zeitauflösung weiter gesteigert werden.

Nach der Übertragung der Daten in den Hauptspeicher werden diese im Hinblick auf eine möglichst große Datenkomprimierung vorprozessiert und alle diejenigen Messtakte aussortiert, in denen kein Photon registriert worden ist. Bei allen übrigen Ereignissen wird neben einer ganzzahligen Nummer, die der Anzahl der seit Messbeginn verstrichenen Messtakte entspricht, auch der dieses Ereignis registrierende Messkanal mit abgespeichert. Abhängig von Objektintensität und Zahl der verwendeten Kanäle können die Daten bis zu 15 min im

Hauptspeicher ohne Unterbrechung abgelegt werden und werden dann auf die Festplatte ausgelagert. Um einen über mehreren Stunden andauernden Messbetrieb zu gewährleisten, wird nach Datenspeicherung die nächste Messung automatisch aufgenommen.

3.3 OPTIMA als zeitlich hochauflösendes Polarimeter

Um hochzeit aufgelöste Polarimetrie betreiben zu können, wurde das OPTIMA-Hochgeschwindigkeitsphotometer für diese Diplomarbeit mit einem Polarimeter ausgestattet.

Das Polarimetermodul selbst ist auf einem zusätzlichen Einschub untergebracht und ermöglicht so einen einfachen Ein- bzw. Ausbau. Der Einschub wird in das CCD-Fokalaufsichtsmodul eingeführt, so dass direkt hinter dem Shutter der konvergente Lichtstrahl vom Teleskop den Polarisationsfilter durchquert bevor er die auf dem Keilspiegel befindlichen Glasfasern erreicht. Die auf die Fokalebene fallenden polarisierten Photonen werden so entsprechend der Stellung des Polarisationsfilters selektiert. Der Aufbau des Polarimetermoduls ist wie folgt:

Als Polarisationsfilter wird ein Filter der Firma Spindler und Hoyer⁵ verwendet. Dieser ist auf ein äußerst präzise laufendes drehbares Hochleistungswalzenlager aufgeschraubt. Das Polarisatormodul wird so in die CCD-Fokalaufsicht eingesetzt, dass der Polarisationsfilter genau senkrecht zum Strahlengang steht.

Der Filter ist planparallel mit einer Ungenauigkeit von ca. 10 Angström, sodass keine Ablenkung des Lichtstrahls während einer Filterumdrehung erfolgt und das Zielobjekt während der ganzen Messung fortwährend auf der Zentralfaser verbleibt. Eine während der Messung rotierende Polarisationsfilterscheibe bietet den Vorteil, dass kontinuierlich Photonen sämtlicher Polarisationswinkel registriert werden können. Das Hochleistungswalzenlager wird über einen Keilriemen von einem Schrittmotor angetrieben. Die Umdrehungsgeschwindigkeit des Polarisationsfilters wird mit Hilfe einer Spannungsquelle geregelt und wird typisch in einem Bereich von einigen Hertz betrieben.

Um registrieren zu können, wann ein Umlauf beendet ist, befindet sich auf dem Einschub eine fest montierte Hallsonde (Diese wurde so eingebaut, dass sie um etwa 21° gegen die Ostrichtung geneigt ist). Ein mit dem Polarisationsfilter mitrotierender Permanentmagnet löst beim Vorbeilauf an der Hallsonde einen elektrischen Puls aus. Der Polarisationsfilter

⁵ Typ 10K

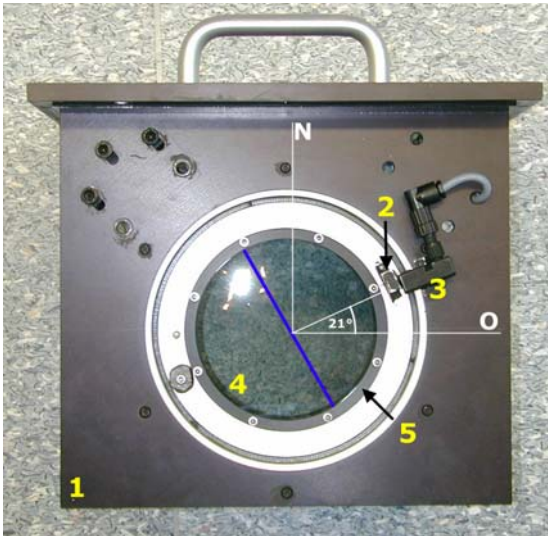


Abbildung 3.8: Vorderansicht des Polarimeters: 1. Polarimeter-einschub, 2. Permanentmagnet, 3. Hallsonde, 4. Polarisationsfilter, 5. Hochleistungswalzenlager. Blau eingezeichnet: Durchlassrichtung des Polarisationsfilters

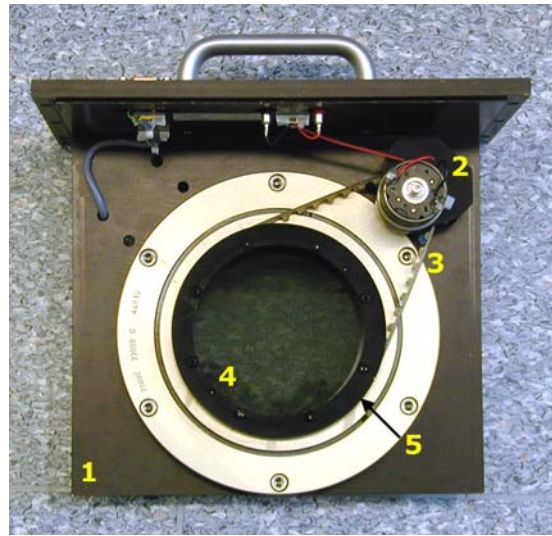


Abbildung 3.9: Rückansicht des Polarimeters: 1. Einschub, 2. Schrittmotor, 3. Keilriemen, 4. Polarisationsfilter, 5. Hochleistungswalzenlager

wurde so eingebaut, dass dessen Durchlassrichtung senkrecht zur Verbindungslinie Filtermittelpunkt und Permanentmagnet steht (Abbildung 3.8).

Die von der Hallsonde abgegebenen Pulse werden wie die Signale der APDs von der digitalen Datenerfassungskarte erfasst. Da sowohl die Pulsdauer der Hallsonde deutlich kürzer als $4\mu\text{s}$ sind als auch deren Signalpegel deutlich über dem Schwellwert der Datenerfassungskarte liegt, muss auch das Signal des Hallgenerator vorher mittels geeigneter Elektronik aufbereitet werden.

Danach betrachtet die Datenerfassung die ankommenden Signale vom Hallgenerator formal als Photonenergebnisse und ordnet diesen ebenso exakte Ankunftszeiten zu.

3.4 Stabilität der Polfilterrotation

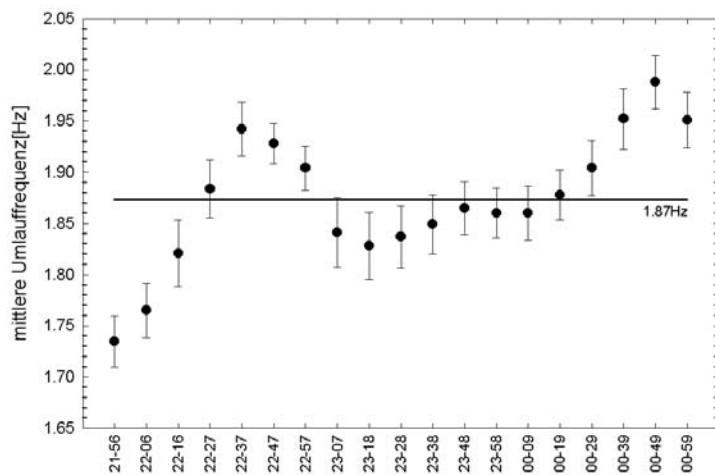
Man kann nicht grundsätzlich davon ausgehen, dass das Signal des Hallgenerators nach jedem Umlauf immer an der exakt gleichen Position des Magnetschalters erzeugt wird. Eine leichte Variation der Signalfolge ist möglich. Deshalb wurde die zeitliche Konstanz der von der Datenerfassungskarte registrierten Polarisatorsignale während der Polarisationsmessung am Krebspulsar untersucht.

Ein Maß für die Genauigkeit der ausgelösten Signale ist deren Standardabweichung vom Mittelwert der Signalfolge des Hallgenerators im Verlauf einer Messung. Die in Hertz bestimmte Standardabweichung kann dann in Grad umgerechnet werden. Dadurch nicht erfasst werden eventuell auftretende Änderungen in der Winkelgeschwindigkeit während

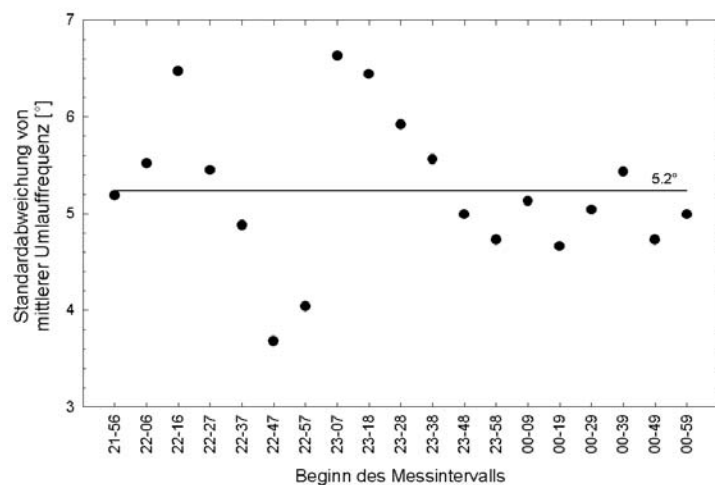
eines Umlaufs. Die Qualität des Lagers und des Antriebs sprachen aber dafür, dass dieser unrunde Lauf sehr gering sein sollte.

Die mittlere Umlaufzeit und die Standardabweichung wurde für alle 10 Minuten Datensätze der Polarisationsmessung des Krebspulsars separat bestimmt (So kann gleichzeitig die Konstanz der Drehfrequenz des Polarisators während der fast 3-stündigen Crab-Messung mit überprüft werden).

Da die mit OPTIMA generierten ASCII-Datensätze der Polarisatorpulse sowohl fehlerhafte als auch fehlende Pulse aufweisen, wurden die Datensätze mit der OPTIPOL-Filterfunktion vorher bereinigt (Kap 3.5.3).



3.10a



3.10b

Abbildung 3.10a und 3.10b: 3.10a: Mittlere Umlauffrequenz des Polarisators für alle 10 Minuten Messungen. 3.10b: Ermittelte Standardabweichung für alle 10 Minuten andauernden Polarisationsmessungen des Krebspulsars.

Abbildung 3.10a und 3.10b zeigen die gewonnenen Ergebnisse. Abbildung 3.10a offenbart eine beachtliche Schwankung der Winkelgeschwindigkeit des Polarisators zwischen 1.73Hz und 1.98Hz. Maximale Abweichung vom Mittelwert treten zu Beginn der Messung auf. Dies lässt auf eine Warmlaufphase schließen, da der Polarisator erst unmittelbar vor der Messung eingebaut wurde. Abbildung 3.10b zeigt für jede Einzelmessung die bereits in Grad umgerechnete Standardabweichung vom Mittelwert der Drehfrequenz der jeweiligen Messung. Die Streuung der Polarisationswinkel um den Mittelwert von $5.2^\circ \pm 0.8^\circ$ ist beachtlich und korreliert nicht, wie man vielleicht annehmen könnte, mit der Drehfrequenz des Polarisators. Vielmehr ist eine Verringerung der Streuung bei späteren Messintervallen sichtbar und ein weiteres Indiz für eine Warmlaufphase des Polarisators. Bei zukünftigen Polarisationsmessungen sollte dies berücksichtigt werden und mit den Messungen erst nach genügend langer Einlaufphase des Polarisators begonnen werden. Für die späteren Polarisationsanalysen des Krebspulsars wird der hier bestimmte Mittelwert von 5.2° als das 1σ Vertrauensintervall für die Genauigkeit der Polarisationswinkelzuordnung angenommen.

3.5 Datenauswertung und Datenanalyse der Polarisationsdaten mit dem Softwarepaket OPTIPOL

Im folgenden Abschnitt soll die Prozessierung der Polarisationsdaten ausgehend von den von OPTIMA v4.1 abgespeicherten Rohdaten kurz skizziert werden.

Um Polarisationsanalyse betreiben zu können, müssen in mehreren Schritten die vorhandenen Rohdaten in eine für die Auswertung nutzbare Form aufbereitet werden. Für den ersten Schritt der Datenprozessierung stellt die bereits vorhandene Software alle nötigen Programme zur Verfügung. Mit deren Hilfe können die topozentrischen Ankunftszeiten der binär gespeicherten Photonenergebnisse in für das Baryzentrum der Sonne korrigierte Zeiten umgerechnet werden. Gleichzeitig kann ihnen die zur Photonankunftszeit gültige Phasenlage des Krebspulsars zugeordnet werden.

Die so prozessierten Daten werden für jeden bei der Messung verwendeten Kanal separat gespeichert. Dabei werden die vom Polarisator stammenden Zeitmarken – wie erklärt – formell als Photonenergebnisse behandelt.

3.5.1 Funktionsweise von OPTIPOL

Für die folgende Weiterverarbeitung der Polarisationsdaten war die Entwicklung neuer geeigneter Software nötig. Das im Rahmen dieser Diplomarbeit neu entstandene Programmpaket OPTIPOL setzt auf den mit der Analysesoftware OPTIMA v.5.1 generierten Dateien auf. Nach dem Einlesen wird daraus für jedes Photon ein Polarisationswinkel bestimmt. Anschließend wird eine neue Datei generiert⁶, in der der berechnete Polarisationswinkel zusätzlich abgespeichert wird.

Dieser File kann im folgenden mit Hilfe des OPTIPOL Analysetools im Hinblick auf die Polarisations-eigenschaften der gemessenen astronomischen Objekte untersucht werden.

3.5.2 Datenaufbereitung mit OPTIPOL

Mit der Kenntnis der Zeitpunkte aller Durchgänge des Magnetschalters an der Hallsonde lässt sich einfach für jede beliebige Photonankunftszeit die momentane Stellung des Polfilterrades berechnen. Leider zeigt eine Betrachtung der von OPTIMA v5.1 erzeugten Polarisator-Eventdatei, dass der Magnetschalter am Polfilterrad keine fehlerfreie Pulsfolge an die digitale Datenerfassungskarte übermittelt. Vielmehr kommt es vor, dass bei einem Durchgang des Magnetschalters am Hallgenerator eine Pulsfolge im Abstand weniger Mikrosekunden ausgelöst wird, die anschließend von der Datenerfassungskarte registriert wird. Auf der anderen Seite existieren auch Fälle in denen der Magnetschalter keinen elektrischen Puls erzeugt, so dass dann die Zeitpunkte dieser Nulldurchgänge fehlen.

Um dies zu korrigieren, benötigt man eine grobe Kenntnis der Umlauffrequenz des Polfilterrades. Diese lässt sich beispielsweise mittels einer Periodensuche in der Polarisator-Rohdatendatei mit Hilfe der OPTIMA v5.1. Software ermitteln.

Ausgehend davon gibt man der OPTIPOL-Software ein Zeitintervall vor, indem sämtliche Polarisatorumlaufzeiten für eine Messung liegen müssen. Diese Intervallgrenzen werden im folgenden als untere und obere Grenzfrequenz bezeichnet.

Um eine Korrektur vorzunehmen werden sämtliche Polarisatorereignisse, deren Zeitabstand kürzer ist als die reziproke obere Grenzfrequenz, gelöscht.

Gleichzeitig werden in allen Pulsfolgen, deren Zeitabstand größer ist als die reziproke untere Grenzfrequenz, entsprechend der Größe der Zeitdifferenz fehlende Signale eingefügt.

Abbildung 3.12 und 3.13 verdeutlichen dieses Verfahren.

⁶ Aufbau der Dateien siehe Anhang

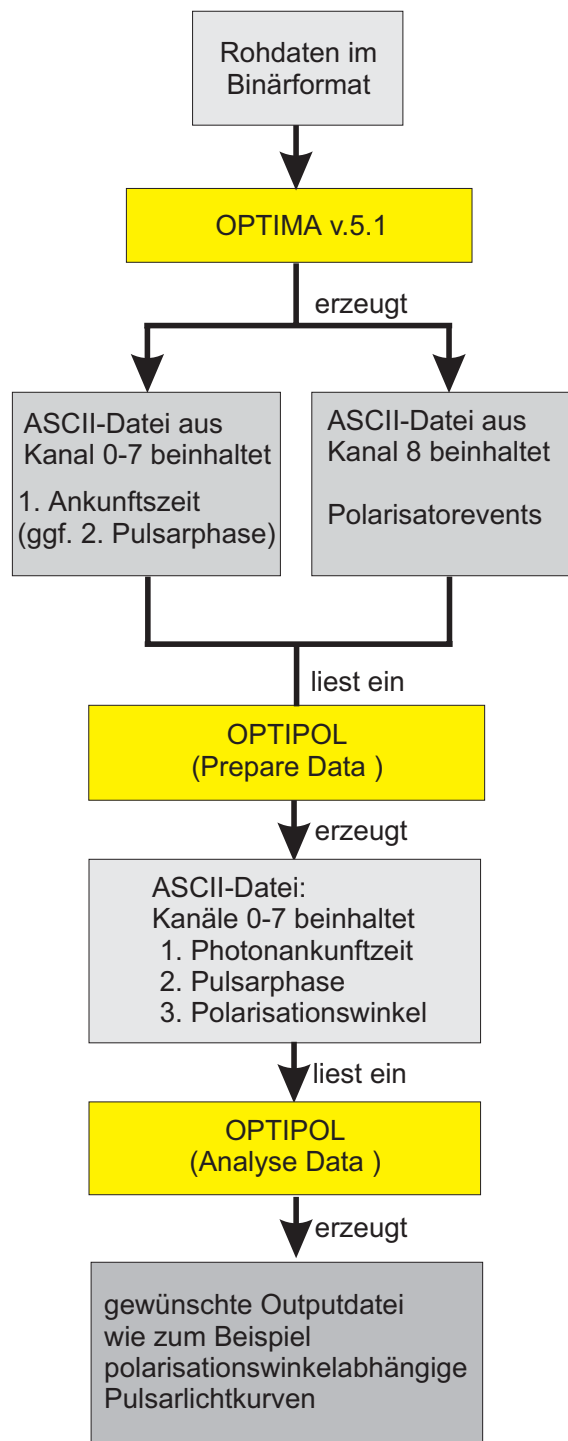


Abbildung 3.11: Verlauf der Datenprozessierung ausgehend von den Rohdaten bis zu den physikalisch analysierbaren Outputdateien

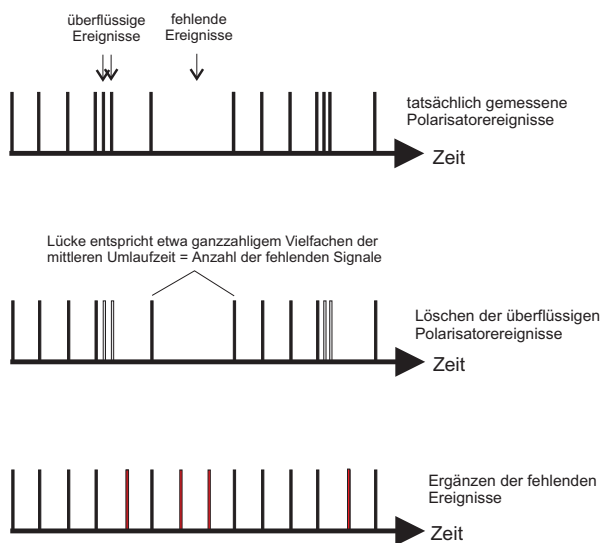


Abbildung 3.12: Anschauliche Darstellung der Entfernung fehlerhafter und Ergänzung fehlender Pulse in der Polarisatordatei durch die OPTI-POL-Software

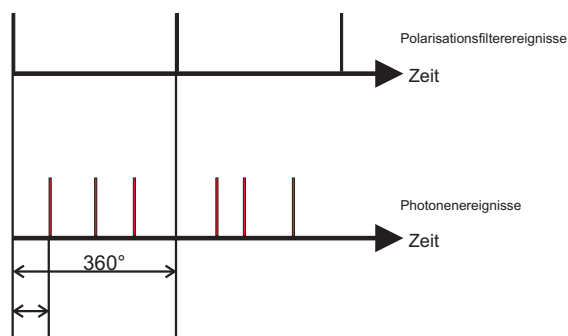


Abbildung 3.13: Bestimmung und Zuordnung der momentanen Lage des Polarisators in Bezug auf eine beliebige Photonankunftszeit

3.5.3 Polarisationswinkelzuordnung der Photonen

Sind alle fehlerhaften Pulse beseitigt, kann den Photonen jedes Messkanals ein entsprechender Polarisationswinkel zugeordnet werden. Der Durchlasswinkel des Polarisators zum Zeitpunkt des Photonenergebnisses wird berechnet aus dem Verhältnis des zeitlichen Abstandes zum vorlaufenden Polarisatorsignals und dem Abstand zwischen beiden Polarisatorsignalen

Dazu werden sukzessiv für alle aufeinanderfolgenden Polarisationsfilterereignisse all diejenigen Photonen gesucht, deren Ankunftszeit zwischen zwei jeweils aufeinanderfolgenden Polarisatorevents liegt.

$$\varphi = \frac{t_e - t_{p1}}{t_{p2} - t_{p1}} \cdot 360^\circ \quad (3.2)$$

mit:

- φ = Phasenlage des Polarisationsfilter zur Photonankunftszeit
- t_e = Ankunftszeit des Photons
- t_{p2} = nächste Zeitmarke des Polfilters
- t_{p1} = vorherige Zeitmarke des Polfilters

Da der Polarisator bei einem Umlauf alle möglichen Polarisationswinkel zweimal durchläuft, müssen alle berechneten Polarisationswinkel, die größer als 180° sind um 180° verringert werden. Photonen deren Ankunftszeit vor der Zeitmarke des *ersten* Polarisator-durchlaufes liegt bzw. die nach der *letzten* Zeitmarke registriert werden, werden nicht akzeptiert. OPTIPOL legt neben dem Polarisationswinkel auch sämtliche in der ASCII-Datei bereits vorhandenen Eigenschaften des Photons in einer neuen Datei ab.

Diese Datei enthält nun alle Information, die zur Erstellung der polarisationswinkelabhängigen Lichtkurven benötigt werden.

4. Instrumentelle Polarisierung von OPTIMA

Bei Polarisationsmessungen ist es notwendig, die Effizienz des Messgerätes abhängig von der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes zu kennen. Deshalb wurde mittels des in Abbildung 4.1 dargestellten Versuchsaufbaus untersucht, wie das OPTIMA - Hochgeschwindigkeitsphotometer auf polarisiertes Licht reagiert, das für verschiedene Polarisationsrichtungen gleiche Intensität aufweist.

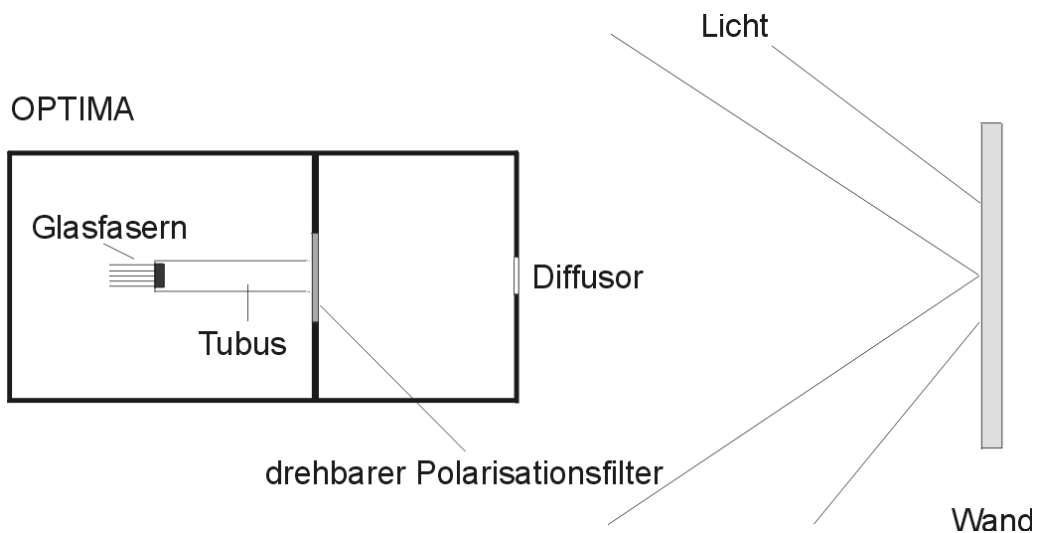


Abbildung 4.1: Versuchsaufbau zur Bestimmung der instrumentellen Polarisierung des OPTIMA Hochgeschwindigkeitsphotometers

Unpolarisiertes Licht wird mit Hilfe von Leuchtstoffröhren erzeugt und gelangt nach Reflexion an einer Wand über einen Diffusor in das Innere von OPTIMA. Das Licht passiert anschließend den mit einigen Hertz Umlauffrequenz betriebenen Polarisator und erreicht das Glasfaserbündel. Störende Lichtreflexionen von den Innenwänden werden unterdrückt, indem ein von den Fasern bis zum Polarisator reichender lichtdichter Tubus angebracht wird. Dies gewährleistet auch, dass ausschließlich Licht das Glasfaserbündel erreicht, das senkrecht zum Filterrad einfällt. Die Umlauffrequenz des Polfilterrades wurde aus der Analyse der Pulse des Hallsensors (Kap 3.5) bestimmt. Das Messintervall wurde mit dieser Umlauffrequenz gefaltet, in 100 Phasenbins zerlegt und anschließend alle Photonen entsprechend ihren Ankunftszeiten in die entsprechenden Bins einsortiert und aufsummiert. Die daraus für alle Messkanäle resultierenden Histogramme sind in Abbildung 4.2 dargestellt.

Sollte das Detektorsystems bei gleichbleibender Lichtintensität in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung unterschiedlich auf das einfallende Licht reagieren, wäre dies in Abbildung 4.2 durch eine periodische Signalmodulation mit der doppelten Umlauffrequenz¹ des Polarisators sichtbar.

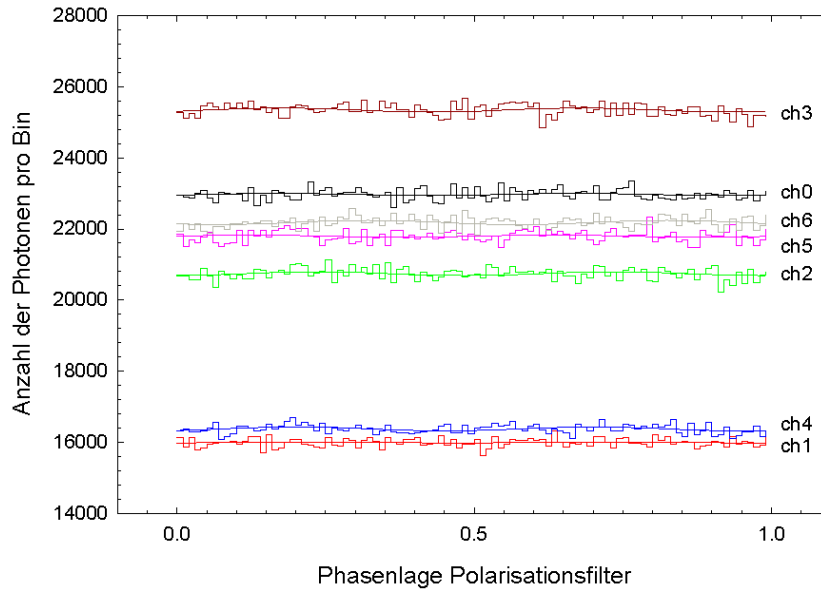


Abbildung 4.2: Photonenintensität in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel, unterteilt in 100 Bins pro Umlaufperiode. Die Lichtkurven zeigen keine signifikanten mit halber Polarisatorperiode laufende Signalfuktuationen. Mit eingezeichnet sind die im Text erläuterten bestmöglichen Sinusnäherungen an die Messdaten

Um diesen Effekt zu suchen, wurde zuerst der Mittelwert m in der Anzahl der Photonenergebnisse pro Bin und daraus die Standardabweichung gemäß der Poissonstatistik σ_{ph}^2 sowie die „tatsächlich“ vorliegende Standardabweichung gemäß der Gleichung

$$\sigma_t = \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum_{i=1}^n (m - x_i)^2} \quad (4.1)$$

bestimmt.

Vergleicht man für jeden Messkanal den Wert von σ_{ph} mit σ_t , würden sich diese beiden Werte bei einem vorhandenen Signal deutlich voneinander unterscheiden. Tabelle 4.1 zeigt, dass dies nicht der Fall ist. Ein darüber hinaus durchgeführter (auf die Zahl der Freiheitsgrade) normierter χ^2 -Test, bei dem für alle Messkanäle die Residuen der Intensitäten in den

¹ Bei einer Umdrehung des Polarisationsfilters werden alle möglichen Winkelstellungen (0-180°) zweimal durchlaufen

² berechnet aus: $\sigma_{ph} = \sqrt{m}$

einzelnen Phasenbins (x_i) bezüglich des Mittelwerts berechnet worden sind, zeigt ebenso keine signifikanten Abweichungen.

Kanal	0	1	2	3	4	5	6
m	22968	15996	20740	25341	16377	21795	22180
σ_{ph}	152	125	165	159	125	147	148
σ_t	152	126	167	175	128	167	160
χ^2/dof	1.00	1.00	1.00	1.10	1.02	1.14	1.08

Tabelle 4.1: Angegeben sind die aus dem Histogramm in Abbildung 4.2 bestimmten Werte für den Mittelwert m sowie σ_{ph} und σ_t . Die Ergebnisse zeigen keine Anzeichen eines nachweisbaren Signals. Dies belegen zum einen die nahezu identischen Werte für σ_{ph} und σ_t und die Werte des durchgeführten auf die Zahl der Freiheitsgrade normierter χ^2 - Tests.

Dies alles sind bereits Hinweise darauf, dass eine eventuell vorhandene instrumentelle Polarisation sicherlich sehr gering ist. Um quantitativ eine obere Grenze für die instrumentelle Polarisation zu erhalten, wurden die Lichtkurven der einzelnen Kanäle mittels einer 3-Parameter Sinusfunktion genähert.

$$y = y_0 + A \cdot \sin(4 \cdot \pi \cdot x + \varphi) \quad (4.1)$$

mit $\varphi \in [0; 2\pi]$.

Die dabei ermittelten Näherungskurven wurden in Abbildung 4.2 mit eingezeichnet. Die aus diesen Fitparametern bestimmten Werte für die Amplitude A sowie deren Phasenlage φ sind in Tabelle 4.2 aufgetragen.

Kanal	0	1	2	3	4	5	6
y_0	22967	15996	20739	25340	16377	21795	22180
A	30 ± 21	11 ± 17	52 ± 23	56 ± 25	54 ± 17	31 ± 24	59 ± 30
φ	$(0.80 \pm 0.23)\pi$	$(0.1 \pm 0.54)\pi$	$(1.77 \pm 0.14)\pi$	$(1.4 \pm 0.12)\pi$	$(1.69 \pm 0.12)\pi$	$(0.75 \pm 0.11)\pi$	$(1.12 \pm 0.11)\pi$

Tabelle 4.2: Offset y_0 , Amplitude A und Phase φ der Sinusfits der Histogramme in Abbildung 4.2. Die Amplitude A liegt für alle Kanäle im Bereich der Poissonstatistik σ_{ph} . Die Phasenlagen φ aller Sinusfits sind zufällig verteilt..

Tabelle 4.2 zeigt eine zufällige Verteilung der Phasenlagen der genäherten Sinuskurven und bestätigt, dass kein Signal mit identischer Phasenlage in allen Kanälen zu erkennen ist.

Anhand des Mittelwertes m und der mit Hilfe der Sinusnäherungen bestimmten Amplituden A kann der vom Gerät registrierte Polarisationsgrad abgeschätzt werden und eine obere

re Grenze dafür angegeben werden, inwieweit OPTIMA den Polarisationsgrad beeinflusst. Der Polarisationsgrad ist gegeben aus dem Verhältnis von Amplitude A zum Mittelwert m . Bei der Bestimmung muss berücksichtigt werden, dass die verwendeten Polarisationsfilter Licht ausschließlich im Bereich von 400nm bis etwa 850nm komplett polarisieren, die APDs aber in einem größeren Spektralbereich empfindlich sind. Damit setzen sich die angegebenen Mittelwerte aus dem vollständig polarisierten Anteil und einer Basisintensität zusammen, die aus dem Spektralbereich stammt, in dem der Polarisationsfilter das Licht nicht vollständig polarisiert. Diese Basisintensität hängt von der Spektralverteilung der verwendeten Lichtquelle sowie von der Detektionseffizienz der APDs in diesem Wellenlängenbereich ab.

Die Empfindlichkeitskurve der APDs wurde aus dem Datenblatt dieses Zählertyps³ der Herstellerfirma Laser Components entnommen. Die Spektralverteilung der bei der Messung verwendeten Lichtquelle wird durch die Spektralverteilung des Sonnenlichtes⁴ genähert. Die wellenlängenabhängigen Polarisierungseigenschaften des Polarisationsfilters wurden anhand des im Katalog der Firma Spindler und Hoyer angegebenen Verlaufs der optischen Dichte des Polarisationsfilters abgeleitet. Unter Berücksichtigung dieser drei Kurven, ergibt sich eine obere Grenze für die Korrektur des Mittelwerts aufgrund des unpolarisierten Anteils von 15%.

Kanal	0	1	2	3	4	5	6
m	22968	15996	20740	25341	16377	21795	22180
$m_{\text{korr}}(15\%)$	19523	13597	17629	21540	13920	18526	18853
A / m_{korr}	0.37%	0.33%	0.56%	0.49%	0.70%	0.43%	0.63%

Tabelle 4.3: Kanalabhängiger Mittelwert, korrigierter Mittelwert der gemessenen Intensität sowie Grad der instrumentell bedingten Polarisation

Bei der Berechnung des Polarisationsgrades wurden als Werte für die Amplitude A die aus Tabelle 4.1 entnommenen Ergebnisse unter Berücksichtigung eines 2σ Vertrauensintervalls verwendet.

Nach einer Mittelung des Polarisationsgrades über alle Kanäle ergibt sich dieser zu **0.5%**. Dieser Wert ist so gering, dass im weiteren Verlauf der Einfluss des Messinstruments auf die Polarisationsanalysen zu vernachlässigen ist.

³ Photonenzählwerke der Serie SPCM-AQ mit einer Dunkelrate unter 50 ct/s

⁴ Dies geht aus einem von der Herstellerfirma OSRAM herausgegeben Handbuch hervor

5. Die Eichung des Polarisationsfilters

5.1 Stokesparameter

Eine weit verbreitete Möglichkeit polarisiertes Licht zu beschreiben, geht auf Arbeiten von G.G. Stokes aus der Mitte des 19. Jahrhunderts zurück. Dieser führte einen Satz von Parametern ein, mit denen der Polarisationszustand eines Lichtstrahls vollständig beschrieben wird und die aus leicht messbaren physikalischen Eigenschaften der elektromagnetischen Strahlung abgeleitet werden. Um die Stokesschen Parameter für lineare Polarisation bestimmen zu können, benötigt man einen Satz von 4 Polarisationsfiltern bzw. Messungen, die sich einzig in ihren Durchlassrichtungen unterscheiden. Die Parameter selbst gewinnt man aus Intensitätsmessungen des einfallenden Lichts bei verschiedenen Filterstellungen. Sie werden durch folgende Gleichungen definiert:

$$I_{\alpha} = I_{\alpha+0^{\circ}} + I_{\alpha+90^{\circ}} \quad (5.1)$$

$$Q = I_{\alpha+0^{\circ}} - I_{\alpha+90^{\circ}} \quad (5.2)$$

$$U = I_{\alpha+45^{\circ}} - I_{\alpha+135^{\circ}} \quad (5.3)$$

$I_{\alpha+0^{\circ}}$, $I_{\alpha+90^{\circ}}$ sowie $I_{\alpha+45^{\circ}}$ und $I_{\alpha+135^{\circ}}$ bezeichnen die gemessene Lichtintensität der im Index angegebenen Stellung des Polarisationsfilters bezogen auf eine Referenzrichtung α .

Die Gleichungen 5.1 bis 5.3 verdeutlichen, dass Filtersätze verwendet werden können, deren Durchlassrichtungen um einen beliebigen, aber konstanten Winkel α gedreht sind. Es ist nur darauf zu achten, dass die Durchlassrichtungen der Filter, aus denen jeweils einer der beiden Parameter bestimmt wird, senkrecht aufeinander stehen. Die zur Bestimmung der beiden Parameter Q und U verwendeten Filtersysteme müssen gegeneinander um 45° gedreht sein.

Der Stokessche Parameter I ist ein Maß für die von der Lichtquelle ankommende Bestrahlungsstärke. Q ist die Stärke der vertikalen bzw. horizontalen Polarisierung und U die Polarisation bezogen auf ein um 45° gedrehtes Koordinatensystem.

Damit wird klar, dass die einzelnen Stokesschen Parameter sowie der daraus berechnete Polarisationswinkel keine absoluten Größen darstellen, sondern vielmehr auf den bei der Ermittlung der Parameter verwendeten Referenzwinkel bezogen sind.

Eine entscheidende Eigenschaft der Stokesschen Parameter ist deren Additivität bei der Superposition von inkohärentem Licht. Die Überlagerung zweier Lichtwellen kann als Summe der korrespondierenden Parameter der Einzelwellen beschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ Q_1 \\ U_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} I_2 \\ Q_2 \\ U_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_1 + I_2 \\ Q_1 + Q_2 \\ U_1 + U_2 \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

Sind die Stokesschen Parameter für einen Filtersatz bekannt, kann aus ihnen Polarisationsgrad und Polarisationswinkel der beobachteten Strahlung ermittelt werden.

Um dies zu zeigen, geht man von teilweise polarisiertem Licht aus und zerlegt dieses in eine unpolarisierte und vollständig polarisierte Komponente. Bei den weiteren Überlegungen kann die unpolarisierte Komponente vernachlässigt werden. Ein Polarisationsfilter transmittiert unpolarisiertes Licht bei sämtlichen Filterstellungen mit gleicher Intensität, wodurch die Stokesparameter Q und U für unpolarisiertes Licht Null ergeben. Die Stokesparameter der teilweise polarisierten Strahlung hängen also nur von der polarisierten Komponente ab:

$$Q = Q_{pol} \quad (5.5)$$

$$U = U_{pol} \quad (5.6)$$

Deshalb wird im folgenden ausschließlich die polarisierte Komponente betrachtet. Deren Polarisationswinkel soll Θ betragen:

Die von einem Polarisationsfilter transmittierte Lichtintensität der polarisierten Komponente beträgt abhängig von der Durchlassrichtung (Figur 5.1a):

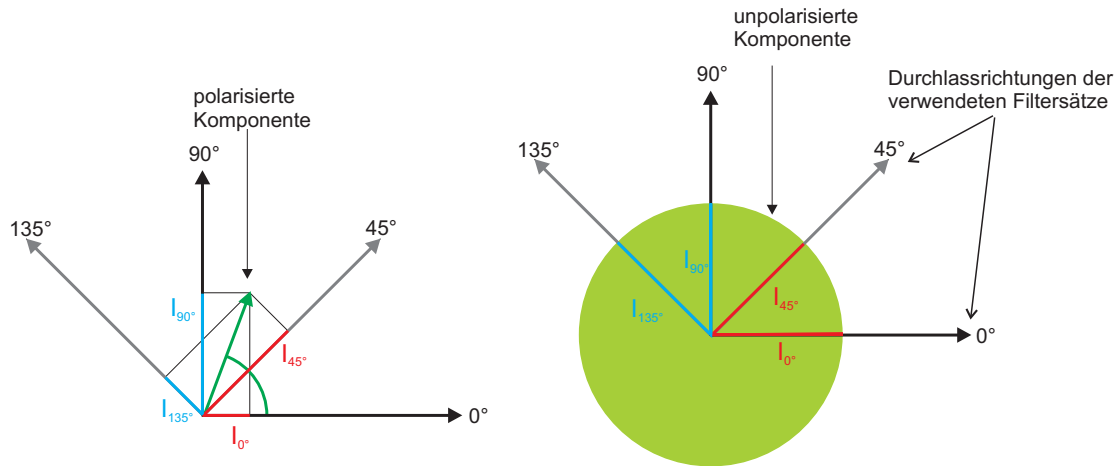
$$I_0 = I \cdot V \cdot \sin^2 \Theta \quad (5.7)$$

$$I_{90} = I \cdot V \cdot \cos^2 \Theta \quad (5.8)$$

$$I_{45} = I \cdot V \cdot \cos^2(\Theta - 45^\circ) \quad (5.9)$$

$$I_{135} = I \cdot V \cdot \sin^2(\Theta - 45^\circ) \quad (5.10)$$

wobei V den Polarisationsgrad der Lichtwellen beschreibt.



Figur 5.1a und 5.1b: Das teilweise polarisierte Licht wird in eine vollständig polarisierte Komponente (5.1a) und eine unpolarisierte Komponente (5.1b – angedeutet durch grünen Kreis) zerlegt. Jeder Polarisationsfilter lässt nur die Komponente des elektrischen Feldvektors parallel zur Durchlassrichtung passieren. Zwischen der Intensität I und dem elektrischen Feldvektor E gilt folgender Zusammenhang:

$I \equiv |\vec{E}|^2$. Bei unpolarisiertem Licht ist demzufolge die Intensität für alle Durchlassrichtungen gleich und somit die Stokesschen Parameter Q und U gleich Null.

Unter Benutzung von Gleichung 5.1, 5.2 und 5.3 (Referenzwinkel $\alpha = 0$) ergibt sich daraus:

$$Q = \{\cos^2 \Theta - \sin^2 \Theta\} \cdot I \cdot V \quad (5.11)$$

$$U = \{\cos^2 (\Theta - 45) - \sin^2 (\Theta - 45)\} \cdot I \cdot V \quad (5.12)$$

Vereinfacht man obige Gleichungen, erhält man für Q und U :

$$Q = V \cdot I \cdot \cos 2\Theta \quad (5.13)$$

$$U = V \cdot I \cdot \sin 2\Theta \quad (5.14)$$

diese beiden nichtlinearen Gleichungen können nach Θ und V aufgelöst werden so dass sich für V und Θ ergibt:

$$V = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (5.15)$$

$$\Theta = \frac{1}{2} \cdot \arctan \frac{U}{Q} \quad (5.16)$$

Kennt man die Stokesschen Parameter bezogen auf ein Filtersystem, können diese mit Hilfe der folgenden Transformationsgleichungen auf jedes beliebige, um den Winkel α gedrehte System, umgerechnet werden.

$$Q' = VI \cos 2(\Theta - \alpha) \quad (5.17)$$

$$U' = VI \sin 2(\Theta - \alpha) \quad (5.18)$$

5.2 Durchführung der Eichung

Die den Photonenergebnissen zugeordneten Polarisationswinkel (siehe Kapitel 3.5) sind bezogen auf die Stellung des Polarisationsfilter bei Photonenankunft. Der Nullpunkt dieses Systems ist der Zeitpunkt des Durchgang des Magnetschalters (siehe Abb. 5.4 und Kap 3.3) an der Hallsonde, wobei ein elektrischer Puls ausgelöst wird.

Um die Ergebnisse unserer Messungen mit früher gewonnenen Daten vergleichen zu können, müssen die den registrierten Photonen zugeordneten Polarisationswinkel auf absolut am Himmel gültige Winkel zurückgerechnet werden. Um dies zu bewerkstelligen ist mit dem OPTIMA - Polarimeter eine Messung von polarisierter Strahlung nötig, deren Lage des elektrischen Feldvektors (=Polarisationswinkel) am Himmel bekannt ist. Dafür sind zwei Möglichkeiten denkbar:

Eine Möglichkeit ist die Vermessung sogenannter Standardsterne, Sterne also, bei denen mit großer Präzision Polarisationsgrad und Polarisationswinkel des Lichtes bestimmt wurde.

Die zweite und von uns verwendete Methode bieten Polarisationsmessungen des am Zenit gestreuten Lichtes (Rayleighstreuung) der aufgehenden Sonne. Vorteil dieser Möglichkeit ist dabei der hohe Polarisationsgrad (bis zu 50%) der registrierten Photonen, was eine Bestimmung des Polarisationswinkels deutlich erleichtert (Standardsterne sind nur zu wenigen Prozent polarisiert).

5.3 Polarisationsmessung des rayleighgestreuten Lichtes bei Sonnenaufgang

Bei Sonnenaufgang ist die Lage der Polarisationsrichtung des beim Beobachter ankommenden Lichts bekannt, denn der elektrische Feldvektor des am Zenit gestreuten Sonnenlichtes steht dann senkrecht zum Azimut der Sonne [Rosenberg, 1966]. Ursache für die Entstehung der Polarisation des eigentlich unpolarisierten Sonnenlichtes ist die Streuung an den Luftmolekülen in der Atmosphäre.

Trifft unpolarisiertes Licht auf ein Molekül, werden die Hüllenelektronen zu Dipolschwingungen gleicher Frequenz senkrecht zu dessen Einfallsebene angeregt. Ein in beliebiger Richtung dazu stehender Betrachter nimmt nur die Komponenten der Molekülschwingungen senkrecht zu seiner Blickrichtung wahr und sieht deshalb, abhängig vom Blickwinkel, unterschiedlich stark polarisiertes Licht (Abbildung 5.2).

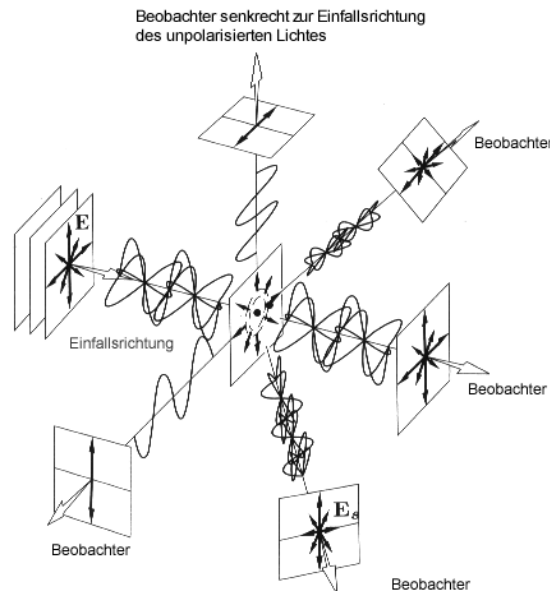


Abbildung 5.2: Lichtpolarisation durch Streuung. Unpolarisiertes Licht trifft auf ein Molekül und regt die Hüllenelektronen zu Dipolschwingungen an. Ein Beobachter sieht abhängig von seiner Blickrichtung unterschiedlich stark polarisiertes Licht (Abbildung aus [Hecht]).

Ist seine Blickrichtung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des am Molekül einfallenden unpolarisierten Lichts, erscheint ihm das vom Molekül gestreute Licht vollständig polarisiert.

Generell steht dabei die Polarisationsrichtung der vom Beobachter registrierten Strahlung senkrecht zur Ebene Blickrichtung – Einfallsebene des unpolarisierten Lichts.

Diese Überlegungen wird nun auf die Situation bei Sonnenaufgang angewendet. Zu diesem Zeitpunkt (Abbildung 5.3) fällt das Sonnenlicht parallel zur Horizontebene des Beobachters auf Luftmoleküle der Atmosphäre ein. Im Zenit beträgt der Winkel zwischen Lichteinfallsebene und Beobachterebene 90 Grad und erfüllt die Bedingung für maximale Polarisation. Der dann vom Beobachter messbare Polarisationswinkel ist ausschließlich abhängig von der Einfallsebene der Sonnenstrahlung, also von der Azimutlage der Sonne zur Beobachtungszeit.

Prinzipiell müsste das Sonnenlicht aus der Zenitrichtung für einen Betrachter vollständig polarisiert erscheinen. Dem wirken aber Anisotropien der Moleküle, große Teilchen in der Luft und Mehrfachstreuung an anderen Molekülen entgegen.

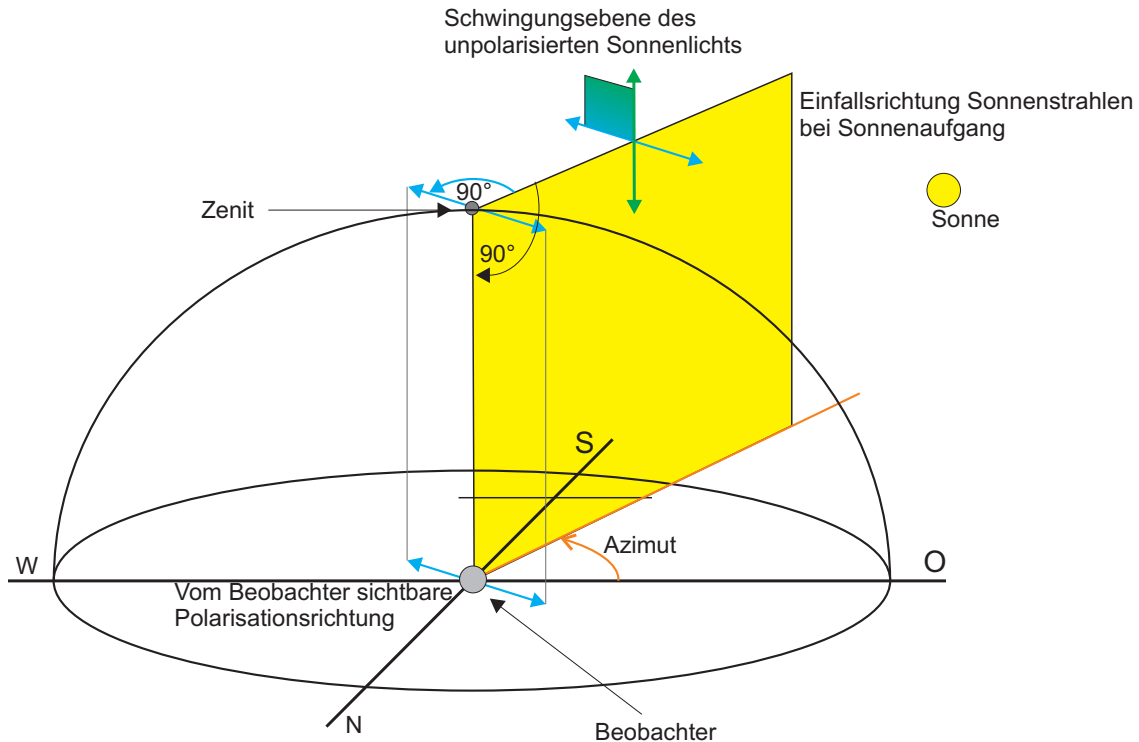


Abbildung 5.3 Die Lage des elektrischen Feldvektors des am Zenit gestreuten und von einem Beobachter registrierten Lichts hängt ausschließlich vom Azimut der Sonne zum Beobachtungszeitpunkt ab. Der elektrische Feldvektor steht dann senkrecht zum Azimut. Das Licht erscheint dem Beobachter aufgrund von Mehrfachstreuung der Luftmoleküle und Anisotropien nur teilweise polarisiert.

5.4 Bestimmung des Azimuts der Sonne

Um den absoluten Polarisationswinkels des einfallenden Lichtes aus Zenitrichtung rechnerisch zu bestimmen, benötigt man Kenntnis über den Azimut der Sonne zur Messzeit. Da die Koordinaten der Sonne in der Regel auf das von der Erdrehung unabhängige äquatoriale Koordinatensystem¹ bezogen werden, ist es für die Bestimmung des Azimut nötig, diese auf das zum Zeitpunkt der Messung lokal gültige Horizontsystem umzurechnen.

Für die Polarisationsanalyse wurde der 10 Minuten Datensatz der ab 06:38 UT durchgeführten Messung verwendet. Da während der 10 Minuten Messung die Sonne um 1.4° weiterwandert, wurde für die Azimutposition als gültiger Zeitpunkt die Mitte der Messung, also 06:43 UT angenommen.

¹ Also Rektaszension und Deklination

Dabei gelten für die Höhe h und Azimut a der Sonne zu einem festen Zeitpunkt folgende Umrechnungsformeln:

$$\sin(h) = \sin(\varphi) \cdot \sin(\delta) + \cos(\varphi) \cdot \cos(\delta) \cdot \cos(t) \quad (5.19)$$

sowie

$$\cos(a) = \frac{\sin(\varphi) - \sin(\delta) \cdot \sin(h)}{\cos(\delta) \cdot \cos(h)} \quad (5.20)$$

t berechnet sich aus der lokalen Sternzeit und der Rektaszension α durch $t = LST - \alpha$.

δ entspricht der Deklination der Sonne und λ der geographischen Länge des Calar Alto Observatoriums. Der Umlaufsinn des berechneten Azimut ist von Norden nach Osten. Der Azimut der Sonne beträgt nach Auswertung der Gleichungen 5.19 und 5.20 111.1° , was im Horizontsystem des Calar Alto Observatoriums einer Ost-Süd-Ost-Richtung entspricht. Damit beträgt die absolute Polarisationsrichtung der vom Zenit beobachtbaren Strahlung $21.1 \pm 0.7^\circ$ (Nord nach Ost). Als Bandbreite wird die sich aus der 10 Minuten andauernden Messzeit ergebende Ungenauigkeit von 1.4° bei der Positionsbestimmung der Sonne zu Grunde gelegt. Da als gültiger Messzeitpunkt die Mitte des 10 Minuten Intervalls verwendet wurde, ist die entstehende Ungenauigkeit auf 0.7° beschränkt.

5.5 Theoretische Bestimmung der Winkeldifferenz

Mit diesem Wissen kann man die Winkeldifferenz zwischen der Lage der Durchlassrichtung des Polarisators am Nulldurchgang und des elektrischen Feldvektors am Himmel zum Zeitpunkt des Sonnenaufgangs berechnen und die zu erwartenden Ergebnisse der Himmelpolarisationsmessungen abschätzen. Dies ist möglich, da man neben dem eben bestimmten absoluten Polarisationswinkel auch die Lage der Durchlassrichtung des Polarisationsfilters zum Zeitpunkt des Nulldurchgangs des Magnetschalters an der Hallsonde kennt. Der Magnetschalter wurde so am Polarisationsfilter befestigt, dass die Durchlassrichtung des Filters beim Nulldurchgang senkrecht auf der Verbindungslinie Polarisationsfiltermittelpunkt Magnetschalter und Hallsonde steht (Abbildung 5.4).



Abbildung 5.4: Bestimmung der Winkeldifferenz zwischen der Durchlassrichtung des Polarisators und dem Winkel des elektrischen Feldvektors am Himmel. Blickrichtung ist vom Teleskop aus. Die Durchlassrichtung steht senkrecht auf der Achse Filtermittelpunkt-Magnetschalter-Hallsonde. Der eingetragene Wert für die Winkeldifferenz zwischen Durchlassrichtung und elektrischem Feldvektor des gestreuten Lichts stammt aus den theoretischen Überlegungen und weicht um 4° vom anhand der Sonnenaufgangsmessungen bestimmten Wert von 45° ab.

Blick man aus Teleskoprichtung auf die Polarisatormechanik, wurde die Hallsonde in einem Winkel von etwa 21° von Osten aus gegen die Nordrichtung montiert. Dies bedeutet, dass bei einem Durchgang des Magneten an der Sonde die Durchlassrichtung um etwa 111° in Nordrichtung von Osten aus verdreht ist. Der berechnete Polarisationswinkel des Sonnenlichtes beträgt 21° (Ost gegen Nord). Damit liegt die Durchlassrichtung des Polarisationsfilter bei einer Filterdrehung von 42° parallel zum elektrischen Feldvektor des einfallenden Lichtes.

5.6 Verifikation der Polarisation des Himmelslichtes mit Hilfe von Flatfieldmessungen

Die im vorigen Kapitel durchgeführten Überlegungen dienen einer Abschätzung der Winkeldifferenz von Polarisatordurchlassrichtung am Nulldurchgang und elektrischem Feldvektor des vom Zenit gestreuten Lichts. Die dabei gewonnenen Ergebnisse können unter Zuhilfenahme von Himmelpolarisationsmessungen verifiziert werden. Das Teleskop wurde dazu bei Sonnenaufgang in Zenitrichtung orientiert und anschließend Nachführung und Guiding abgeschaltet.

Trägt man alle Photonenergebnisse der Himmelpolarisationsmessung bezüglich ihres zugeordneten Polarisationswinkels in einem Histogramm auf, ergibt sich bei der Winkelstel-

lung der Polarisationsfilterdurchlassrichtung ein Maximum an Photonen, die parallel zum elektrischen Feldvektor des Sonnenlichtes steht (Abbildung 5.4).

Eine im Vorfeld durchgeführte Analyse der Konstanz der Rotationsgenauigkeit des Polarisators und die damit verbundene Genauigkeit der Zuordnung des Polarisationswinkels der registrierten Photonen ergab etwa $3^{\circ 2}$.

Dieser Wert legt eine sinnvolle Obergrenze für die Größe der einzelnen Phasenbins des Histogramms fest. Das so erzeugte Histogramm wird mit Hilfe einer 4 parametrischen Sinus-

funktion $(y = y_0 + A \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot \pi}{b} \cdot x + \varphi\right))$, mit $A=9157 \pm 49$, $b=180.6 \pm 0.5$, $\varphi = -0.007 \pm 0.01$

und $y_0 = 88042 \pm 33$) interpoliert (Abbildung 5.5) und das Maximum der genäherten Funktion als Maximum des Histogramms festgelegt.

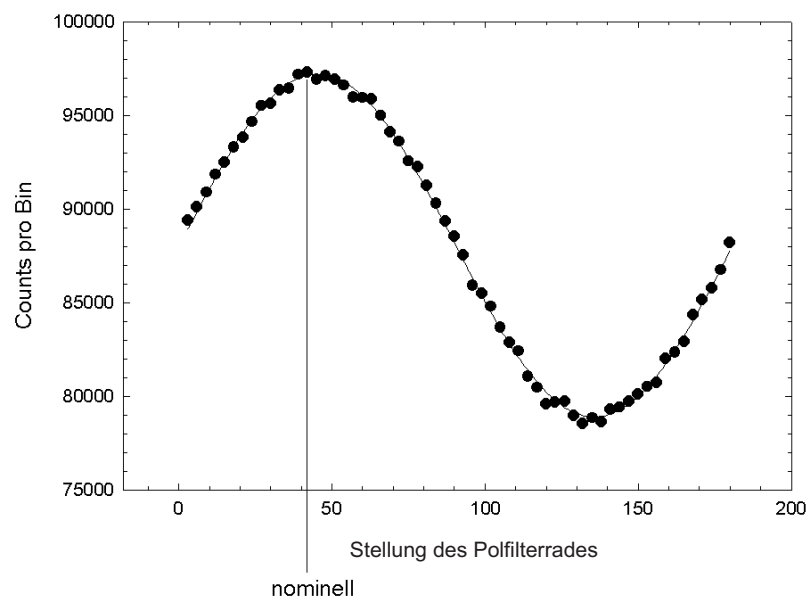


Abbildung 5.5: Das Histogramm zeigt die Anzahl der registrierten Photonen vom Zenit pro Winkelstellung des Polarisatorsfilter von Messkanal 0. Die Anzahl der vom Filter durchgelassenen Photonen ist dann maximal, wenn Durchlassrichtung des Polarisators und elektrischer Feldvektor des vom Zenit gestreuten Sonnenlichtes parallel stehen.

Um eine möglichst hohe Präzision bei der Bestimmung der Polarisatorphasenlage des Intensitätsmaximums zu erreichen, wurde dieses Verfahren für alle während der Messung verwendeten Kanäle durchgeführt. Der daraus resultierende Mittelwert wird als bester Wert für die Winkeldifferenz der Polfilterrades angesehen und liegt laut Tabelle 5.1 bei 46.0° .

² Die Genauigkeit der Polfilterrotation wurde analog zu Kap 3.4 bestimmt.

	Polarisationswinkel	Fehler
Kanal 0	45.4	0.5
Kanal 1	46.0	0.6
Kanal 2	46.3	0.5
Kanal 3	45.7	0.4
Kanal 4	46.5	0.6
Kanal 5	46.0	0.5
Kanal 7	46.0	0.5
Mittelwert	46.0	0.2

***Tabelle 5.1:** Winkeldifferenzen von Polarisatordurchlassrichtung und elektrischem Feldvektor des vom Zenit gestreuten Lichtes für alle Messkanäle aus den Polarisationsmessungen bei Sonnenaufgang. Der Mittelwert über alle Kanäle wird als bester Wert angesehen.*

Ausgehend von der Kenntnis des Polarisationswinkels des vom Zenit rayleighgestreuten Lichtes (21° Nord nach Ost), kann man die Verdrehung der Polarisatordurchlassrichtung am Nulldurchgang gegen die Nordrichtung am Himmel berechnen. Diese beträgt danach 25° Nord nach Ost (zum besseren Verständnis siehe dazu Abbildung 5.4).

Die in Kap 5.5 durchgeführten Überlegungen für diese Winkeldifferenz (21° Nord nach Ost) weichen um 4° von dem in den Messungen bestimmten Wert ab.

Eine mögliche Ursache für diese Abweichung ist die auf 1° begrenzte Genauigkeit bei der Bestimmung des Winkels der Hallsonde gegen die Ostrichtung und die gleichzeitig vorhandene Ungenauigkeit der Lage der Durchlassrichtung des Filters beim Nulldurchgang bezüglich der Verbindungslinie Polarisationsfiltermittelpunkt, Magnetschalter und Hallsonde³. Außerdem gilt es zu berücksichtigen, dass die Sonne nicht als ideale Punktquelle betrachtet werden darf, sondern am Himmel eine radiale Ausdehnung von etwa 0.5° aufweist, was bei der Bestimmung der Sonnenrichtung bei Sonnenaufgang ebenfalls zu berücksichtigen ist.

³ Diese liegt ebenfalls bei etwa 1° .

6. Die Polarisations-eigenschaften des Krebsnebels

6.1 Die Messungen am Calar Alto Observatorium

Die Polarisationsmessungen des Krebspulsars wurden im Rahmen der Messkampagne vom 09.01.2002 bis 12.01.2002 auf dem Calar Alto Observatorium durchgeführt. Als Teleskop stand der größte Spiegel des Observatoriums mit einem Durchmesser von 3.5 m zur Verfügung.



Spiegeldurchmesser:	3500mm
Brennweite:	35000mm
Öffnungsverhältnis:	1/10
Blickfeld:	300mm = 29.47°
Scale:	5.89"/mm

Abbildung 6.1: Foto des 3.5m Spiegelteleskops des Calar Alto Observatoriums sowie die für die weiteren Auswertungen relevanten technischen Daten.

Die Polarisationsmessungen wurden am 10.01.2002 von 21:56 UT bis 01:09 UT durchgeführt, was somit einer Integrationszeit von 190 Minuten entspricht. Die Außentemperatur betrug zum Messzeitpunkt etwa 3.5° Celsius. Die Luftfeuchtigkeit lag bei 54%. Das Seeing schwankte während der Messungen zwischen 0.8 Bogensekunden und 1.6 Bogensekunden. Bei den Messungen wurde im Keilspiegel ein hexagonales Glasfaserbündel aus Fasern mit einem Durchmesser von 300µm verwendet. Unter Berücksichtigung der technischen Daten des verwendeten Teleskops deckt der Durchmesser einer Glasfaser 1.8 Bogensekunden

auf der Fokalebene ab. Die verwendeten Pulsarephemeriden für den Krebspulsar stammen von der Gruppe um Andrew Lyne in Jordell Bank [Lyne et al., 1992].

6.2 Erzeugung der Daten

Die kommenden Abschnitte beinhalten eine Zusammenfassung der Durchführung der Polarisationsanalyse sowie die Interpretation und Diskussion der gewonnenen Messdaten. Ziel dabei ist, in Anlehnung an die von Smith et al. 1988 veröffentlichten Ergebnisse (Kap 7.1) bezüglich der Polarisation des Krebspulsars pulsarphasenabhängig Stokessche Parameter und daraus Polarisationswinkel sowie Polarisationsgrad des vom Pulsar empfangenen Teils der Strahlung zu bestimmen. Die so gewonnenen Ergebnisse können dann mit den von Smith et al. ermittelten Daten direkt verglichen werden. Zur Bestimmung der pulsarphasenabhängigen Stokesschen Parameter benötigt man die gemessenen Intensitäten abhängig von der Phase und bezüglich bestimmter Polarisatordurchlassrichtungen. Beide Informationen beinhalten Lichtkurven, die ausschließlich Photonen dieser Durchlassrichtung enthalten, also polarisationswinkelabhängig sind. Diese werden erzeugt, indem man nur die registrierten Photonen berücksichtigt, deren Polarisationswinkel in einem Polarisationswinkelintervall⁴ um die betrachtete Polarisatordurchlassrichtung liegt und dann pulsarphasenrichtig aufsummiert.

Um aussagekräftige Daten, d.h. mit einem möglichst geringen statistischen Fehler, zu erhalten, wurden einige Überlegungen in Bezug auf eine sinnvolle zeitliche Auflösung der Lichtkurve und der Größe des vorgegeben Polarisationswinkelintervalls gemacht, da sich abhängig von diesen beiden Eigenschaften sich die Zahl der Photonen pro Phasenbin und damit auch der statistische Fehler ändert.

Die in Kap 3.4 durchgeführten Stabilitätsanalysen der Polarisatorrotation zeigen, dass der 1σ Fehler bei der Genauigkeit der Zuordnung des Polarisationswinkels der ankommenden Photonen bei 5.2° liegt. Deshalb wurden bei der Generierung der polarisationswinkelabhängigen Lichtkurven alle diejenigen Photonen berücksichtigt, die in einem $\pm 10^\circ$ Intervall um den entsprechenden Polarisationswinkel liegen, was einem Vertrauensintervall von etwa 2σ entspricht. Bei einer solchen Intervallgröße können aus zwei voneinander unabhängigen Filtersystemen (I_{10° , I_{100° , I_{55° , I_{145° und I_{30° , I_{120° , I_{75° , I_{155°) pulsarphasenabhängig Stokessche Parameter, Polarisationswinkel und Polarisationsgrad bestimmt werden. Diese werden

⁴ Siehe dazu auch Kapitel Polarisationswinkelzuordnung der ankommenden Photonen

in das in den Gleichungen 5.1 bis 5.3 definierte Filtersystem bezüglich eines Referenzwinkel von $\alpha=0^\circ$ transformiert und dann gemittelt, was zu einer Verringerung des statistischen Fehlers führt.

Für die zeitliche Auflösung der Pulsarphase wurde eine Zerlegung in 500 Phasenbins gewählt. Es sind dann eine statistisch ausreichende Zahl von typisch 10000 Photonen pro Bin vorhanden. 500 Phasenbins entsprechen einer zeitlichen Auflösung von etwa 66 Mikrosekunden. Diese Auflösung ist damit doppelt so hoch wie bei den von Smith durchgeführten Messungen.

6.3 Hintergrundreduktion

6.3.1 Vorbereitende Maßnahmen

Um pulsarphasenabhängige Polarisationsanalyse betreiben zu können, müssen im Vorfeld alle nicht direkt vom Pulsar stammenden Signale ermittelt und abgezogen werden. Die von OPTIMA in der auf den Pulsar positionierten Faser aufgezeichneten Photonen stammen von verschiedenen Quellen. Der Großteil besteht aus der pulsierenden Komponente des Pulsars. Dieses Signal ist überlagert von einem Untergrund. Dieser setzt sich zusammen aus:

- 1) Einer durch die Erdatmosphäre und Himmelshintergrund bedingte Komponente.
- 2) Strahlung vom dem den Krebs Pulsar umgebenden Nebel. Diese ist vornehmlich Synchrotronstrahlung, also selbst stark polarisiert.
- 3) Eine kontinuierlich strahlende, vom Pulsar stammende Komponente. Diese wurde von Shearer et al. (2000) nachgewiesen.

Das so empfangene komplette Signal kann beschrieben werden durch:

$$I_{ges} = I_{PSR} + I_C + I_B \quad 6.1$$

I_{PSR} entspricht der variablen Komponente der vom Pulsar stammenden Strahlung, I_C einer kontinuierliche Strahlung emittierenden Komponente des Pulsars. I_B beschreibt den Hintergrund resultierend aus Erdatmosphäre und Krebsnebel.

6.3.2 Durchführung der Hintergrundreduktion

Die Hintergrundreduktion geschieht durch die Analyse der in den Kranzfasern registrierten Strahlung des Krebsnebels. Wegen des geringen Durchmessers der einzelnen Glasfasern ($300\mu\text{m} \cong 1.77$ Bogensekunden⁵) des hexagonalen Bündels handelt es sich dabei um Strahlung, die von den Bereichen des Krebsnebels stammt, welche $2''$ Bogensekunden⁶ vom Pulsar entfernt liegen.

Für die Analyse des Hintergrunds wurden polarisationswinkelabhängige Lichtkurven der Kranzfasern erzeugt. Im Idealfall enthalten diese keine Strahlung des Pulsars, sondern nur des Hintergrunds. Das in den Kranzfasern registrierte Licht wird von den Glasfasern in jeweils separate APDs geleitet. Dabei ist zu beachten, dass alle APDs eine unterschiedliche, spektral abhängige Lichtempfindlichkeit aufweisen, was bei gleicher empfangener Lichtleistung zu verschieden hohen Zählraten führt. Um die unterschiedliche Empfindlichkeit bestimmen zu können, wurden in verschiedenen Nächten Flatfieldmessungen am Himmel vorgenommen und daraus das Empfindlichkeitsverhältnis der Zähler der Kranzkanäle bezogen auf den Zentralzähler bestimmt (Tabelle 6.1).

Bei der Bestimmung der Empfindlichkeitsverhältnisse musste auf Messungen ohne Polarisationsfilter zurückgegriffen werden. Dies dürfte das Ergebnis kaum verfälschen, da der Polarisationsfilter Licht aller Spektralbereiche gleichmäßig passieren lässt. Die auf Kanal 0 normierten Empfindlichkeitsverhältnisse in Tabelle 6.1 zeigen nur geringe Variation. Die bei den Auswertungen zu Grunde gelegten Empfindlichkeitsverhältnisse ergeben sich aus dem Mittelwert über alle Messnächte. Mit Hilfe dieser Werte können sämtliche Lichtkurven aller Kanäle auf die Empfindlichkeit der Zentral-APD normiert werden.

Eine Analyse der polarisationswinkelabhängigen Lichtkurven der Kranzkanäle zeigt, dass in allen Kanälen Strahlung vom Pulsar registriert wurde (Abbildung 6.2). Ursache dafür ist neben einem ungenauen Pointing und möglichen Reflexionen auch die Tatsache, dass die bei der Messung am Calar Alto Teleskop verwendeten $300\mu\text{m}$ Glasfasern einen Bereich von 1.8 Bogensekunden abdecken. Während den Messungen schwankte das Seeing zwischen 0.8 und 1.6 Bogensekunden, was dazu führte, dass vom Pulsar stammendes Licht in die Kranzfasern fällt und von den APDs detektiert worden ist.

⁵ siehe dazu auch technische Daten der Calar Alto Messung

⁶ Dieser Wert kann ermittelt werden, da man sowohl Teleskopfokalaufösung als auch den Faserdurchmesser kennt.

Datum / Uhrzeit (UT)	Kanal					
	0	1	2	3	4	5
09-01-2002 23-50-35	1.000±0.035	0.714±0.035	0.803±0.030	1.240±0.041	0.605±0.024	0.764±0.028
10-01-2002 02-54-57	1.000±0.034	0.708±0.025	0.795±0.028	1.235±0.039	0.600±0.023	0.754±0.027
10-01-2002 03-05-05	1.000±0.030	0.708±0.023	0.790±0.026	1.238±0.037	0.598±0.022	0.748±0.024
10-01-2002 05-59-12	1.000±0.029	0.699±0.021	0.781±0.024	1.238±0.035	0.594±0.020	0.744±0.023
11-01-2002 23-22-19	1.000±0.035	0.711±0.025	0.802±0.030	1.238±0.041	0.604±0.024	0.758±0.028
12-01-2002 18-42-04	1.000±0.030	0.703±0.022	0.780±0.026	1.238±0.036	0.598±0.021	0.749±0.025
12-01-2002 18-52-04	1.000±0.031	0.701±0.022	0.782±0.026	1.240±0.036	0.599±0.021	0.746±0.025
Mittelwert	<u>1.000±0.012</u>	<u>0.706±0.009</u>	<u>0.790±0.010</u>	<u>1.238±0.014</u>	<u>0.600±0.008</u>	<u>0.752±0.010</u>

Tabelle 6.1: Empfindlichkeitsverhältnisse der Zähler ermittelt aus Flatfieldmessungen an unterschiedlichen Tagen. Die geringen Abweichungen der einzelnen Messergebnisse deuten auf gleichbleibende Bedingungen während der Messtage hin. Die Messintervalle waren dabei von unterschiedlicher Länge.

Um die Hintergrundintensität bestimmen zu können, muss im Vorfeld das vom Pulsar stammende Signal aus den Lichtkurven der Kranzkanäle herausgerechnet werden.

Dies ist mit Hilfe der aus den Daten der Zentralfaser generierten Lichtkurve möglich.

Die im Kanal i gemessene Intensität der empfindlichkeitskorrigierten APD setzt sich zusammen aus:

$$I_{ges,i} = \lambda_i (I_{PSR,i} + I_{C,i}) + I_{B,i} \quad 6.2$$

Diese Gleichung ist äquivalent zur Gleichung 6.1. Der Faktor λ beschreibt, wie viel Prozent der von der Zentral APD registrierten Lichtkurve in der Nachbarfaser nachweisbar ist.

Ist dieser bekannt, kann das vom Pulsar stammende Signal aus den Kranzfasern mit Hilfe der Lichtkurve der Zentralfaser subtrahiert werden.

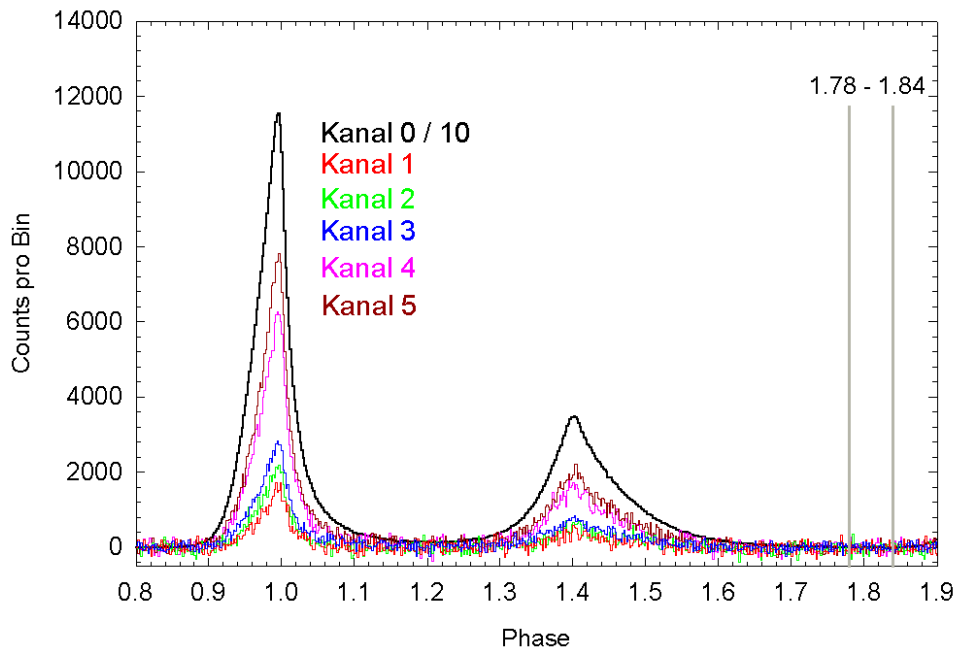


Abbildung 6.2: Generierte Lichtkurven aus allen bei den Polarisationsmessungen des Krebspulsars verwendeten Messkanälen. Die Intensitäten der Lichtkurve der Zentralfaser (Kanal 0) wurde zur besseren Übersichtlichkeit durch den Faktor 10 dividiert. Deutlich wird, dass das vom Pulsar empfangene Signal in den Kranzfäsern zwar erheblich schwächer, trotzdem aber eindeutig nachweisbar ist.

Dies ist aber nur dann sinnvoll, wenn beide auf ein gemeinsames Niveau reduziert werden. Dafür am besten geeignet ist der Phasenbereich von 1.78 bis 1.84 der jeweiligen Pulsarlichtkurven, denn in diesem Intervall ist der Anteil des variablen Teils des Pulsarsignals gleich null. Der Mittelwert der Intensität in diesem Phasenintervall wird von der jeweiligen Lichtkurve subtrahiert. Anschließend wird mit Hilfe eines χ^2 -Tests der Wert des Lambda-Faktors bestimmt, bei dem die skalierte Lichtkurve des Zentralkanals das in den Kranzfäsern registrierte Signal am besten wiedergibt und anschließend subtrahiert. Tabelle 6.2 zeigt die dabei ermittelten Werte für den Lambda-Faktor für 8 Winkelbereiche des Polarisationsfilters (jeweils gekennzeichnet durch den Mittelwert eines $\pm 10^\circ$ Intervalls).

Lambda-Faktor (%)	10°	55°	100°	145°	30°	75°	120°	165°
Kanal 1	1.21	1.29	1.23	1.33	1.32	1.33	1.27	1.31
Kanal 2	1.67	2.05	1.72	1.72	1.74	1.74	1.77	1.31
Kanal 3	2.40	2.33	2.34	2.10	2.19	2.20	2.11	2.11
Kanal 4	4.98	5.02	5.12	5.08	5.08	4.99	5.12	4.96
Kanal 5	6.10	6.07	6.52	6.09	6.09	6.14	6.30	6.15

Tabelle 6.2: Eingetragen sind die durch den χ^2 -Test bestimmten Lambda-Faktoren, die den prozentualen Anteil des Pulsarsignals in den Kranzfäsern beschreiben

Übrig bleibt die vom Nebel stammende Strahlung. Führt man dieses Verfahren für sämtliche Kranzfasern und alle polarisationswinkelabhängigen Lichtkurven durch, kennt man die Intensität des Nebel im Abstand von 2 Bogensekunden um den Pulsar bei entsprechenden Polarisationsrichtungen.

Polarisordurchlass- richtung ($\pm 10^\circ$)	10°	55°	100°	145°	30°	75°	120°	165°
Kanal 1	8049 \pm 122	7473 \pm 127	7423 \pm 117	8075 \pm 118	7728 \pm 118	7243 \pm 121	7737 \pm 124	8194 \pm 117
Kanal 2	8169 \pm 123	7330 \pm 126	7578 \pm 109	8335 \pm 120	7779 \pm 117	7273 \pm 120	7950 \pm 120	8194 \pm 110
Kanal 3	8187 \pm 159	7272 \pm 145	7499 \pm 144	8373 \pm 157	7753 \pm 88	7175 \pm 93	7909 \pm 95	8453 \pm 101
Kanal 4	6961 \pm 143	6359 \pm 142	6389 \pm 143	6954 \pm 148	6699 \pm 149	6250 \pm 134	6643 \pm 147	7078 \pm 151
Kanal 5	7568 \pm 154	6756 \pm 152	6734 \pm 146	7574 \pm 165	7212 \pm 150	6588 \pm 133	7122 \pm 151	7705 \pm 148
(Kanal 1 + Kanal 4)/2	7505 \pm 94	6916 \pm 95	6906 \pm 92	7514 \pm 95	7214 \pm 95	6746 \pm 90	7190 \pm 96	7636 \pm 96
(Kanal 2 + Kanal 5)/2	7869 \pm 99	7043 \pm 99	7156 \pm 91	7954 \pm 102	7495 \pm 95	6931 \pm 90	7536 \pm 96	7950 \pm 94
interpolierte Anzahl der Photonen des Hinter- grunds am Pulsar	7687\pm68	6980\pm69	7031\pm65	7734\pm70	7355\pm67	6839\pm64	7363\pm68	7793\pm67

Tabelle 6.3: Anzahl der gemessenen Photonen des Krebsnebels pro Phasenbin in Abhängigkeit des Polarisationswinkel bei 190 Minuten Integrationszeit.

Aus den so korrigierten Lichtkurven können nun Stokessche Parameter und damit Polarisationswinkel und Polarisationsgrad des Hintergrunds an der entsprechenden Stelle bestimmt werden.

Kanal	Q/I	U/I	Polarisationsgrad	Polarisationswinkel
1	0.018	-0.056	5.9%	144°
2	0.0066	-0.067	6.7%	138°
3	0.011	-0.082	8.3%	139°
4	0.020	-0.059	6.2%	145°
5	0.028	-0.075	8.0%	145°

Tabelle 6.4: Stokessche Parameter Q und U , Polarisationsgrad und Polarisationswinkel des den Pulsar im Abstand von 2" umgebenden Nebels. Q und U wurden normiert auf den Stokesschen Parameter I ($I_{55^\circ} + I_{145^\circ}$).

Kennt man alle Polarisationsparameter des Krebsnebels um den Pulsar, ist man in der Lage Polarisationsgrad und Polarisationswinkel des Nebels am Pulsar abzuschätzen. Dazu wurde jeweils zwischen den Stokesparameter zweier Fasern interpoliert, die der Zentralfaser gegenüberliegen, und deren Mittelwert als Stokesparameter für die Zentralfaser angenommen. Für den Nebel am Pulsar ergibt sich daraus ein Polarisationswinkel von 143° sowie ein Polarisationsgrad der Strahlung von 6.9% . Alle ermittelten Polarisationsparameter stimmen gut mit den Daten von Smith et al. überein. Dessen Messungen ergaben einen Polarisationsgrad des Nebels am Pulsar von 8% sowie einen Polarisationswinkel von 152° [Smith et al, 1988].

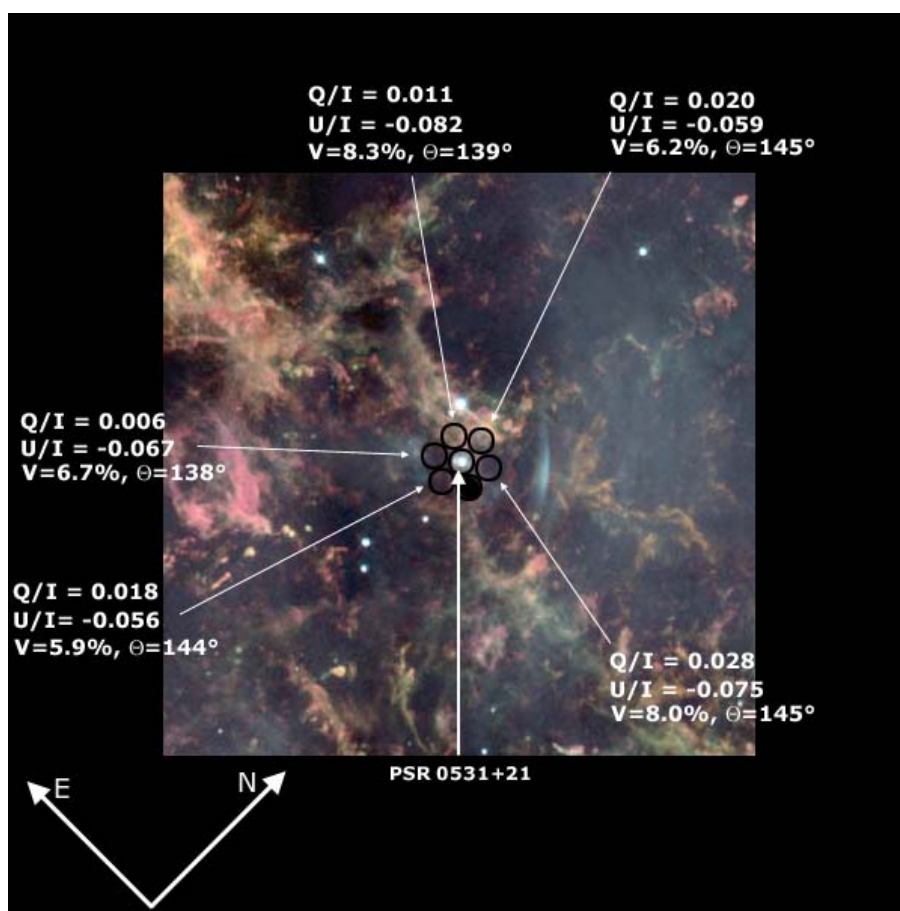


Abbildung 6.3: Polarisationsparameter des Krebs Pulsars (Bildmitte) im Abstand von $2''$. Eingezeichnet sind neben der Zentralfaser alle Kranzfaser. Der bei den Messungen nicht benutzte Kanal 6 wurde schwarz hinterlegt. Das Bild ist ein Teil der Aufnahme des HST von 1997 (<http://heritage.stsci.edu/2000/15/crabnebula/postern.jpg>) und ist eine Kompositaufnahme im Licht verschiedener Elemente. Grün: OIII – Linie, Orange H_α – Linie, rot NII und Pink SII.

7. Die Polarisations-eigenschaften des Krebspulsars

Nachdem die Polarisations-eigenschaften des den Pulsar umgebenden Nebels im Abstand von 2 Bogensekunden im Kapitel 6.3 analysiert und dessen Einfluss auf das von der Zentral-APD registrierte Signal der Pulsarregion bestimmt wurde, wird im folgenden Kapitel das in der Zentralfaser registrierte Licht der vom Krebs-Pulsar stammenden Strahlung auf ihre Polarisations-eigenschaften hin untersucht.

In den Abbildungen 7.1a-d sind die bisher besten Resultate zur linearen Polarisation des Krebs Pulsar aus der Arbeit von Smith et al., 1988 dargestellt. Sie zeigen die ermittelten Licht- und Stokesparameter- sowie phasenabhängige Polarisationsgrad- und Polarisationswinkelkurven.

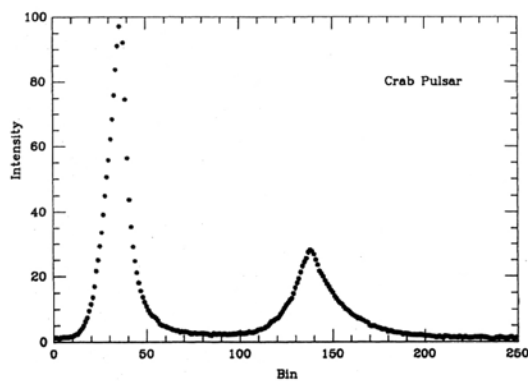


Abbildung 7.1a: Lichtkurve des Krebspulsars nach Smith et al. 1988. Die Auflösung beträgt 250 Phasenbins

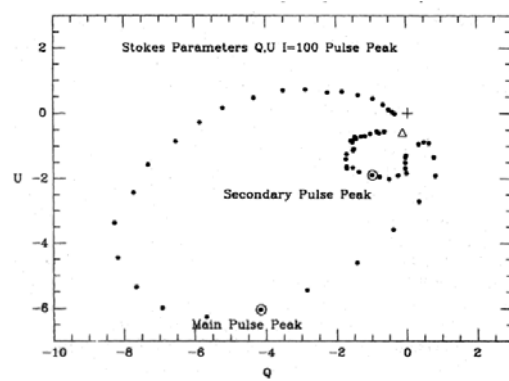


Abbildung 7.1b: Stokesparameterkurve nach Smith et al., 1988

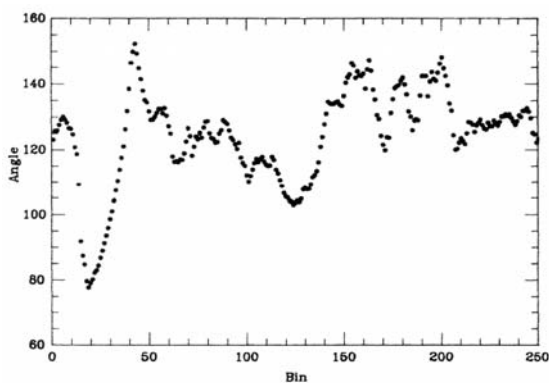


Abbildung 7.1c: Pulsarphasenabhängiger Polarisationswinkel nach Smith et al., 1988.

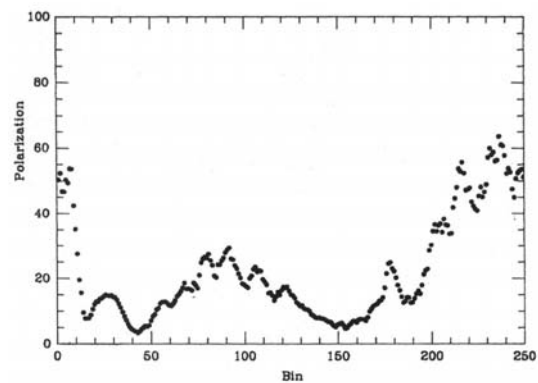


Abbildung 7.1d: Pulsarphasenabhängiger Polarisationsgrad nach Smith et al., 1988.

Die von uns gewonnenen Ergebnisse wurden in Anlehnung an Smith et al., 1988 in äquivalenter Form dargestellt und sind in den Abbildungen 7.2 bis 7.5 gezeigt. Sämtliche Daten wurden dabei anhand der im vorangegangenen Kapitel gewonnenen Ergebnisse hintergrundkorrigiert und beinhalten somit ausschließlich vom Pulsar stammende Signale. Die Kurven für den phasenabhängigen Polarisationswinkel- und Polarisationsgradverlauf wurden dabei – analog zur Nebelregion um den Pulsar – aus den phasenabhängigen Stokeschen Parametern (Abbildung 7.4) abgeleitet.

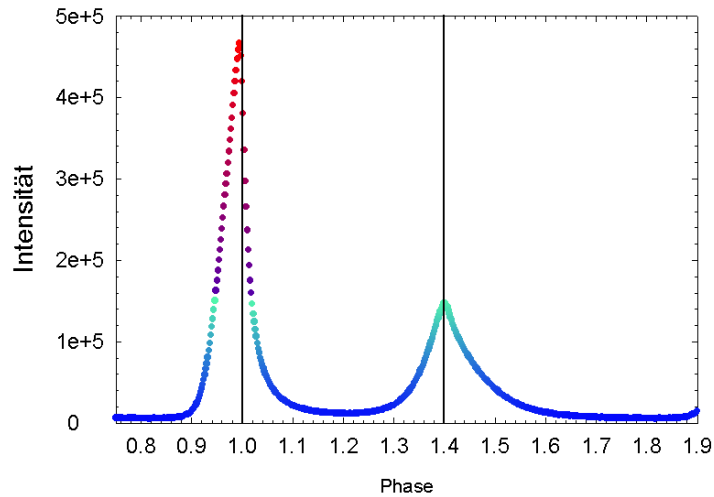


Abbildung 7.2: Lichtkurve des Krebspulsars (Näheres siehe Abschnitt 7.2). Die Phasenauflösung beträgt 500 Bins. Dies entspricht etwa 66 Mikrosekunden. Wegen der besseren Übersichtlichkeit ist ein Phasenintervall von 1.2 dargestellt.

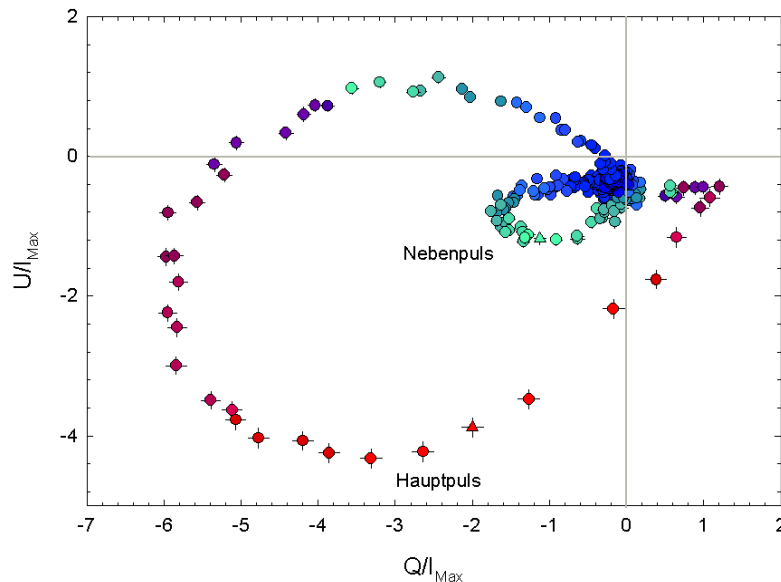


Abbildung 7.3: Stokesche Parameter Q und U für die lineare Polarisation. Die Farbzuordnung korreliert mit der in Abbildung 7.2 dargestellten Lichtkurve. Die Dreiecke markieren die Phase mit maximaler Intensität der beiden Pulse. Umlaufsinn ist im Gegenüberzeigersinn.

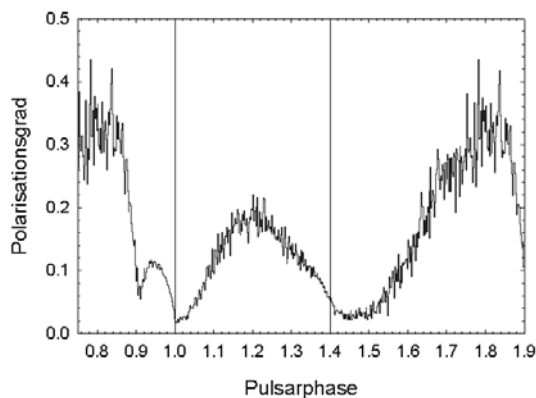


Abbildung 7.4: Phasenabhängiger Polarisationsgrad. In beiden Diagrammen ist die Lage der beiden Pulsmaxima mit eingezeichnet.

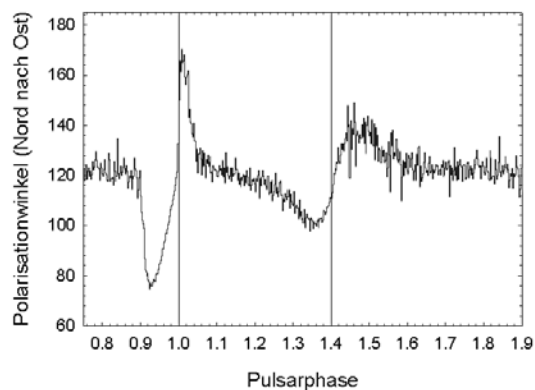


Abbildung 7.5: Phasenabhängiger Polarisationswinkel des elektrischen Feldvektors am Himmel.

Alle ermittelten Kurven sind im Einklang mit den von Smith et al., 1988 bestimmten und belegen die volle Funktionsfähigkeit des OPTIMA-Polarimeters.

Im weiteren Verlauf werden für jede der 4 neu gewonnenen Kurven die wichtigsten Eigenschaften herausgearbeitet und diskutiert.

7.1 Diskussion der Stokesparameterkurven

Bereits anhand der Daten von Smith et al., 1988 wird deutlich, dass sich das Polarisationsverhalten der Strahlung vor allem im Bereich beider Pulse in markanter Art und Weise ändert. Das und vor allem das symmetrische Verhalten der Polarisations-eigenschaften bezüglich beider Pulse wird am besten durch eine Stokesparameterkurve veranschaulicht. Hierzu werden die Stokesschen Parameter Q und U für jedes Phasenbin gegeneinander in einem Diagramm aufgetragen (Abbildung 7.3). Um allen Punkten im Diagramm deren entsprechende Pulsarphasenlage zuzuordnen, wurde ihnen anhand der farbkodierten Lichtkurve in Abb. 7.2 der dieser Phase entsprechende Farbton zugewiesen.

Die Parameter Q und U wurden vorher durch das Intensitätsmaximum des Hauptpulses dividiert und so normiert, dass die maximale Intensität des Hauptpulses einem Wert von 100 entspricht. Damit können die von uns gewonnenen Daten direkt mit den von Smith et al. ermittelten (7.1b) verglichen werden und es zeigt sich dabei zwischen beiden Diagrammen eine qualitative gute Übereinstimmung. Aufgrund der deutlich verbesserten Aufnahmetechnik weist der von uns generierte Stokesparameterplot einige interessante Details auf, die nun näher diskutiert werden.

Die Stokesparameter der einzelnen Pulsmaxima liegen auf ellipsenförmigen Kurven. Die größere Ellipse beschreibt die Änderung der Parameter Q und U im Bereich des Hauptpulses, während die kleinere Ellipse den Polarisationsverlauf des Nebepulses darstellt. Die Unterschiede in Bezug auf große und kleine Halbachsen beruhen auf der um etwa den Faktor 3 niedrigeren Intensität des Nebepulses.

Die Anhäufung der Punkte in der Nähe des Ursprungs resultiert aus den Messwerten der Zwischenpulsbereiche. Aufgrund der geringen Intensität des Brückenbereichs und des DC-Niveaus liegen sämtliche Werte nahe beim Ursprung und streuen nur leicht um ihn. Die Phasenlagen der Intensitätsmaxima beider Pulse sind mit einem Dreieck gekennzeichnet. Die Umlaufrichtung ist im Gegenuhrzeigersinn. Die Kurve der Stokeschen Parameter des Hauptpulses folgt nicht exakt der Form einer Ellipse, sondern zeigt im Bereich der ansteigenden Flanke eine deutliche sichtbare Abplattung (rot markierte Punkte in Abb. 7.6 a-d). Während der Parameter U/I_{\max} weiter auf einen fast doppelt so großen Wert sinkt, bleibt der Parameter Q/I_{\max} im Phasenintervall von 0.964 bis 0.976 nahezu konstant. Dies entspricht dem Bereich des ansteigenden Polarisationsgrades in der Polarisationsgradkurve und Lichtkurve (Abbildung 7.6b und 7.6d) und steht somit im Zusammenhang mit dem zunehmenden Einfluss der gepulsten Komponente am Hauptpuls.

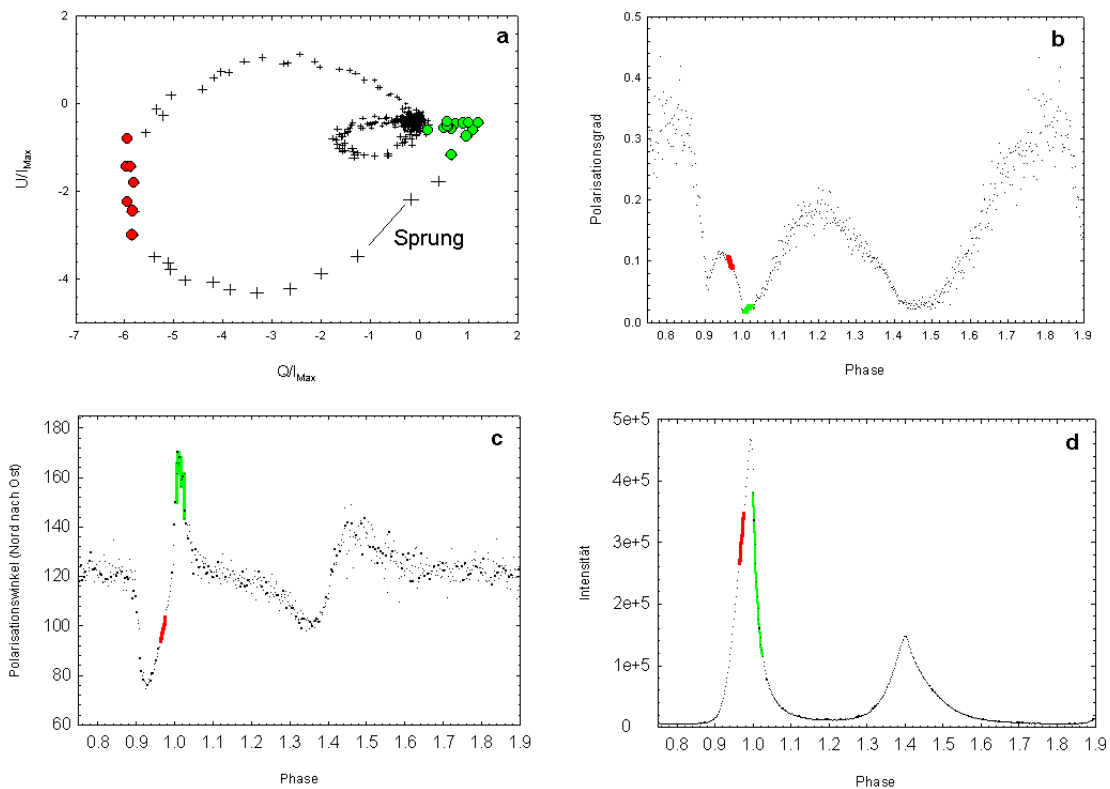


Abbildung 7.6a-d: Markante Bereiche des Stokesparameterplots. Die diesen Bereichen entsprechenden Phasenpunkte werden in der Lichtkurve, Polarisationswinkelkurve und Polarisationsgradkurve mit der entsprechenden Farbe gekennzeichnet.

Auffällig ist neben dem Sprung der Stokesschen Parameter unmittelbar nach Erreichen der maximalen Intensität des Hauptpulses auch die signifikante Abweichung von der Ellipsenform in der abfallenden Flanke der Lichtkurve (grün markierte Bereiche). Diese Abweichung manifestiert sich darin, dass während U/I_{\max} weitestgehend konstant bleibt, Q/I_{\max} in diesem Bereich positive Werte annimmt. Dies tritt bei einer Phasenlage von 1.002 auf und umfasst mit 12 Bins genau den Abschnitt der Polarisationswinkelkurve, in der das Rückschwingen des Winkels im Hauptpuls vom Maximum hin zum Winkel des DC-Levels stattfindet.

Um den Nebenpuls auf ein ähnliches Verhaltensmuster hin zu untersuchen, wurde das Phasenintervall von 1.3 bis 1.5 in einem separaten Stokesparameterplot (Abbildung 7.7a und 7.7b) betrachtet.

Aufgrund der geringeren Intensität und damit schlechteren Statistik sind aussagekräftige Analysen schwerer möglich. Dennoch deuten die Diagramme, verglichen mit dem Hauptpuls, auf keine signifikanten Unterschiede hin. Vielmehr zeigt sich ein vollständig ellipsoider Kurvenverlauf ohne sichtbare Abweichungen wie am Hauptpuls.

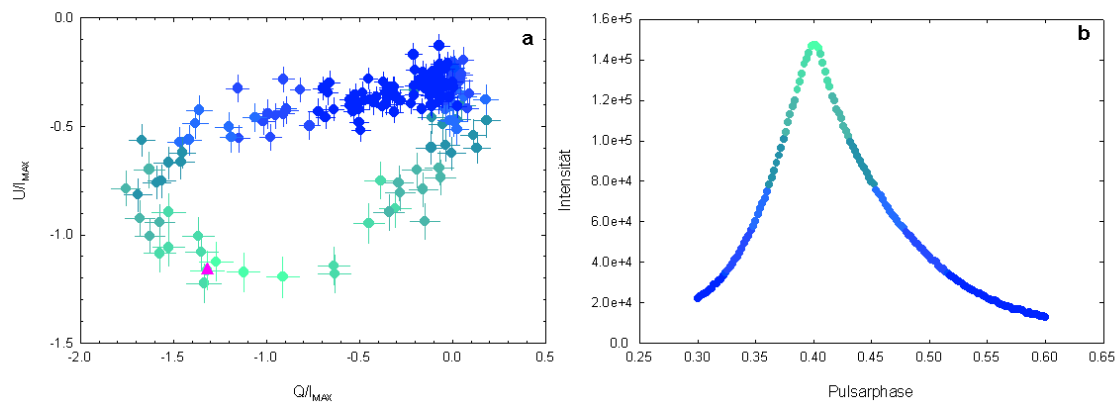


Abbildung 7.7a: Stokesparameterdiagramm des Nebenpulses. Die Farbcodierung der einzelnen Punkte korreliert mit der nebenstehenden Lichtkurve in **Abbildung 7.7b**. Das rosa Dreieck markiert die Phasenlage des Intensitätsmaximums des Nebenpulses.

7.2 Die Lichtkurve – Nachweis des DC-Niveaus

Aus den hintergrundkorrigierten *polarisationswinkelabhängigen* Lichtkurven kann eine Lichtkurve abgeleitet werden, die die Gesamtintensität beinhaltet. Hierzu werden die Lichtkur-

ven des Stokeschen Parameters I für beide verwendeten unabhängigen Polarisationsfiltersätze erzeugt und anschließend addiert. Die daraus resultierende Lichtkurve enthält dann fast¹ sämtliche Photonenergebnisse der Messung. Denn der Stokesparameter I stellt - wie bereits erläutert - ein Maß für die gemessene Gesamtintensität bezogen auf den benutzten Satz von Polarisationsfiltern dar (Gleichung 5.1). Diese Lichtkurve - normiert auf das Intensitätsmaximum des Hauptpulses - ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Daraus können einige charakteristische Größen abgeleitet werden, die im weiteren Verlauf für das Mehrkomponentenmodell Verwendung finden. Um ein besseres Verständnis zu ermöglichen, wurden in die Lichtkurve in Abbildung 7.8 alle für die folgende Analyse wichtigen Abschnitte eingezeichnet und in Tabelle 7.1 beschrieben. Auf die dabei verwendete Nomenklatur zu deren Beschreibung wird im weiteren Verlauf der Arbeit zurückgegriffen.

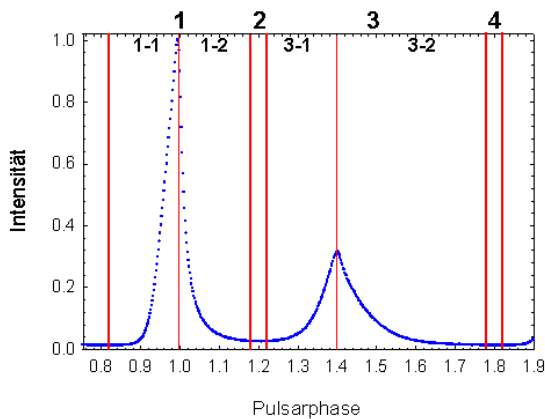


Abbildung 7.8: Zerlegung der Lichtkurve in die bei den Analysen angesprochenen Bereiche. Siehe dazu Tabelle 7.1

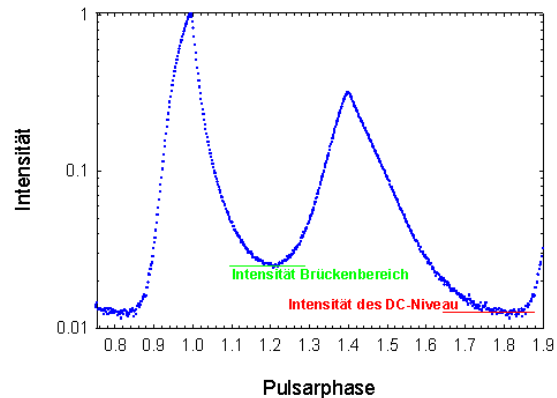


Abbildung 7.9: Lichtkurve des Krebspulsars logarithmisch skaliert. Rot eingezeichnet ist das Intensitätsniveau der DC-Komponente, grün das Intensitätsniveau des Brückenbereichs

Phasenintervall		Phasenbereich	Bezeichnung
1		0.820-1.100	Hauptpuls
	1-1	0.820-0.994	Hauptpuls ansteigende Flanke
	1-2	0.994-1.100	Hauptpuls abfallende Flanke
2		1.180-1.220	Brückenbereich
3		1.220-1.780	Nebenpuls
	3-1	1.220-1.400	Nebenpuls ansteigende Flanke
	3-2	1.400-1.780	Nebenpuls abfallende Flanke
4		1.780-1.820	DC-Bereich

Tabelle 7.1: Nomenklatur der im weiteren Verlauf des Textes angesprochenen Abschnitte der Lichtkurve.

¹ Es fehlen die Photonen aus den Polarisationswinkelbereichen von 40°-45°, 85°-90°, 130-135° und 175°-180°.

Neben dem in der Vergangenheit z.B. von Eikenberry et al., 1993 bereits mehrfach analysierten und beschriebenen charakteristischen Pulsprofil (Hauptpuls, Brückenbereich und Nebenpuls) zeigt die Lichtkurve das sogenannte DC-Niveau. Dies ist eine signifikant nachweisbare, vom Pulsar stammende, kontinuierliche Strahlungsemission [Shearer et al., 2000]. Das DC-Niveau (siehe auch Abbildung 7.9) wird fast während der gesamten Pulsarphase von der gepulsten Strahlung aufgrund dessen hoher Intensität überlagert. Um das DC-Niveau nachweisen zu können, stützt man sich auf die Aussage von Percival et al., 1993, wonach im Phasenintervall 4 der gepulste Anteil der Strahlung auf Null absinkt. Nach Abzug des Hintergrunds müsste für die Intensität der Lichtkurve in diesem Bereich demzufolge das Gleiche gelten. Dies ist nicht der Fall, sondern es ergibt sich vielmehr, dass nach unseren Messungen die nachweisbare Restintensität in diesem Phasenintervall bezogen auf die maximale Intensität im Hauptpuls bei $1.2\% \pm 0.1\%$ liegt. Aufgrund dieser hohen Nachweissignifikanz des DC-Niveaus ist es in der nachfolgenden Polarisationsanalyse zum ersten Mal möglich, die Polarisations-eigenschaften der konstanten Pulsarstrahlung² zu untersuchen.

Die Strahlungsintensität im Brückenbereich, gegeben durch den Mittelwert im Phasenintervall 2, beträgt $2.52\% \pm 0.06\%$ bezogen auf die maximale Strahlungsintensität des Hauptpulses. Damit liegt diese mit etwa 25 Standardabweichungen deutlich über dem des DC-Niveaus und wird auf eine von den Pulsen stammende Restintensität zurückgeführt.

Weiter wurden im Hinblick auf die folgenden Polarisationsanalysen Intensitätsverhältnisse und Phasenlagen der beiden Pulse bestimmt. Das Intensitätsmaximum des Hauptpulses liegt bei einer Phase von 0.994 ± 0.002 , das des Nebenpulses bei 1.402 ± 0.002 . Der prozentuale Anteil des Intensitätsmaximums des Nebenpulses bezogen auf den Hauptpuls beträgt $31.50\% \pm 0.02\%$.

7.3 Pulsarphasenabhängiger Polarisationswinkel

Die Kenntnis des Verlaufs des Polarisationswinkels während einer Pulsarphase ermöglicht wichtige Rückschlüsse auf den Verlauf der magnetischen Feldlinien in der Emissionsregion sowie eine Bestimmung der Lage von Blickrichtung und Magnetfeldachse bezüglich der Spinachse des Pulsars. Im Gegensatz zu Radiomessungen, wo Polarisationsmessungen direkte Rückschlüsse auf den Magnetfeldverlauf in der Emissionsregion ermöglichen, muss

² Im folgenden auch DC-Quelle genannt.

bei höherenergetischer Strahlung³ zusätzlich berücksichtigt werden, dass die Emissionsregion (Kap. 2.4.4) im sogenannten „Outer Gap“ - Modell in der Nähe des Lichtzylinders vermutet wird. Dies führt dazu, dass bei Analysen von Polarisationswinkelkurven auch relativistische Einflüsse wie Abberation sowie retardierende Potentiale zu berücksichtigen sind. Aus diesem Grund wird im folgenden in erster Linie versucht, sämtliche wichtige Eigenschaften der phasenabhängigen Polarisationswinkellichtkurve herauszuarbeiten.

Abbildung 7.10 zeigt das Verhalten des Polarisationswinkels des Krebspulsars, aufgetragen über die Pulsarphase. Mit eingezeichnet sind sämtliche Kurven, die charakteristische Bereiche der Pulsarphase nähern und deren Eigenschaften im folgenden eingehend diskutiert werden. In Abbildung 7.11 sind zum besseren Verständnis sämtliche in der Polarisationsanalyse unterschiedenen Abschnitte mit Buchstaben gekennzeichnet, deren genauen Phasenlagen in Tabelle 7.2 angegeben werden.

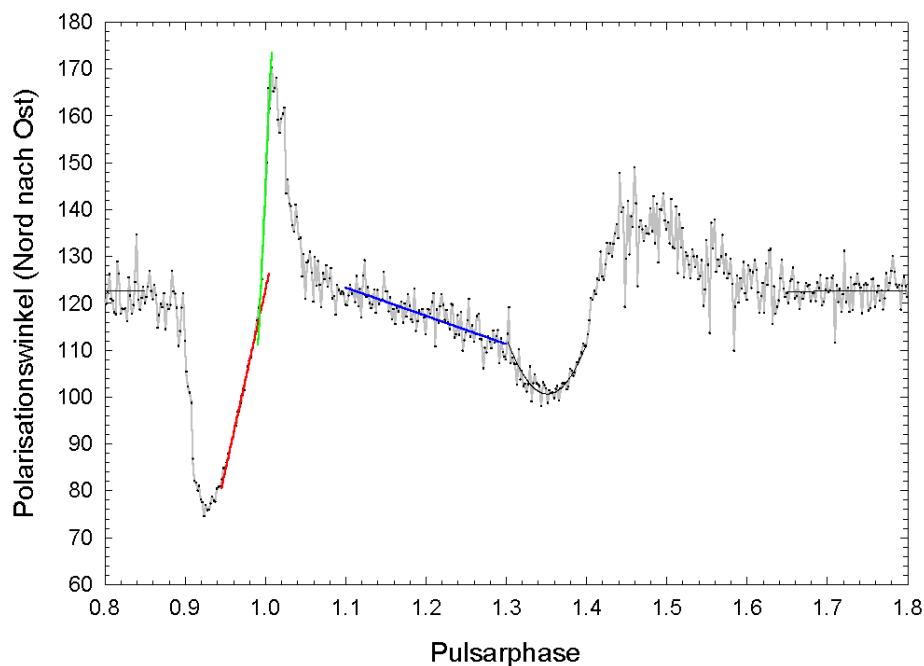


Abbildung 7.10: Vergrößerte Darstellung der phasenabhängigen Polarisationswinkelkurve. Mit eingezeichnet sind die im Text beschriebenen Näherungsfunktionen der einzelnen Phasenabschnitte.

³ Strahlung ab dem optischen Wellenlängenbereich bis hin zum Gammabereich.

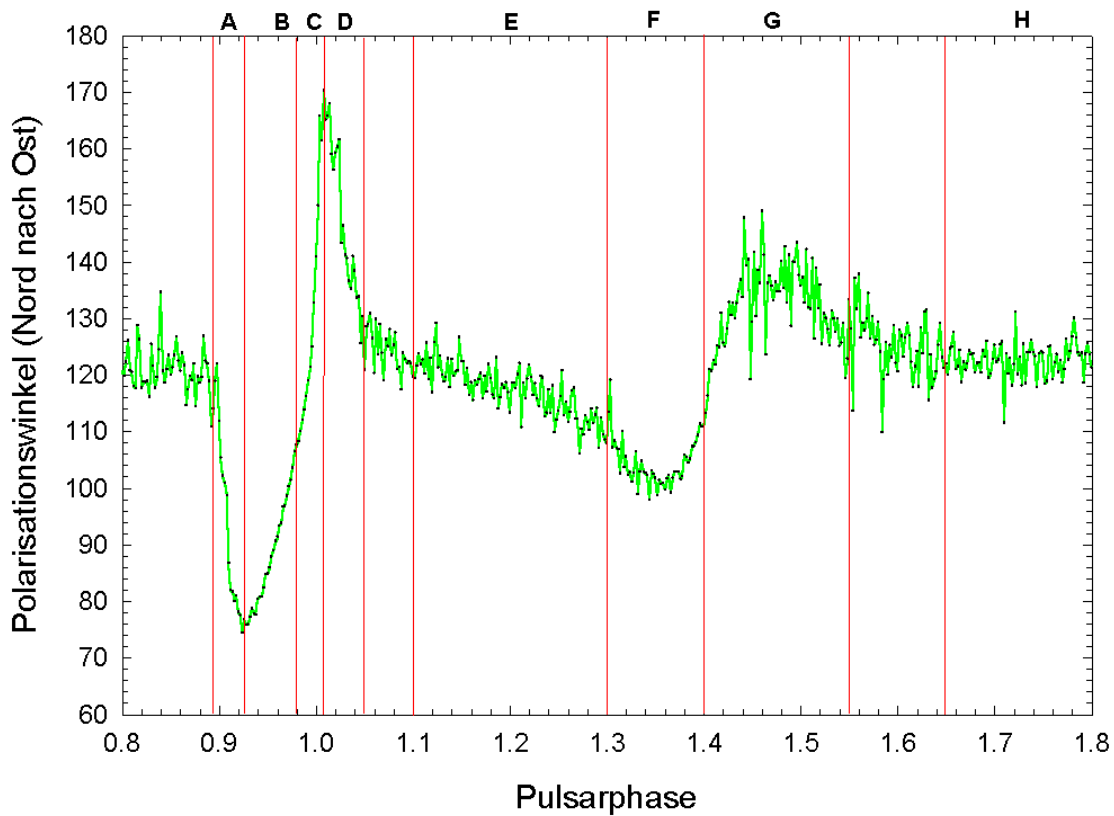


Abbildung 7.11: Phasenabhängige Polarisationswinkelkurve unterteilt in die im Verlauf des Textes näher beschriebenen Abschnitte.

Phasenbereich	Phasenintervall
A	0.898 – 0.924
B	0.924 – 0.994
C	0.994 – 1.008
D	1.008 – 1.060
E	1.100 – 1.300
F	1.300 – 1.400
G	1.400 – 1.550
H	1.650 – 1.850

Tabelle 7.2: Zuordnung der Phasenintervalle zu den in Abbildung 7.11 gekennzeichneten Phasenbereichen.

7.3.1 Konstante Polarisation (DC-Strahlung)

Im DC-Bereich wird davon ausgegangen, dass die gemessene Strahlung ausschließlich von der DC-Quelle des Pulsars stammt und diese somit die Polarisationseigenschaften in diesem Phasenbereich dominiert [Percifal et al., 1993]. Eine Bestimmung dessen Polarisationswinkels erfolgt durch eine lineare Näherung ($y = a \cdot x + b$ $a=0.21 \pm 0.20$, $b=123.3 \pm 10.0$)

im Abschnitt H⁴. Dieser bleibt innerhalb des ganzen Bereichs nahezu konstant, zeigt aber wegen der geringen Zählrate eine relativ hohe Schwankungsbreite. Der Polarisationswinkel des DC-Niveaus wird deshalb als konstant angenommen, da die Steigung der linearen Näherung mit 0 verträglich ist und liegt bei $123\pm 3^\circ$.

7.3.2 Polarisationswinkelverlauf am Hauptpuls und Brückenbereich

Das Hauptaugenmerk der phasenabhängigen Polarisationswinkeldiagramms liegt auf der charakteristischen Drehung des Polarisationswinkels während beider Pulse. Dabei ist vor allem für den Hauptpuls eine genaue Untersuchung dieses Verhaltens möglich und es können vier voneinander abgegrenzte Bereiche unterschieden werden (Bereiche A bis D). Im Abschnitt A kommt es zu einem deutlichen Abfall des Polarisationswinkels vom Wert des DC-Niveaus auf ein Minimum von $75^\circ\pm 2^\circ$. Erst dann erfolgt das eigentliche charakteristische Durchschwingen des Polarisationswinkels bis hin zu $170^\circ\pm 2^\circ$ (Bereiche B und C). Dieser Wert liegt bei einer Phasenlage von 1.008 ± 0.002 und damit um eine Phase von 0.014 oder 462 Mikrosekunden hinter dem Intensitätsmaximum des Hauptpulses, also bereits in der abfallenden Flanke.

Bemerkenswerterweise kann auch dieser Abschnitt in zwei weitere unterteilt werden, die sich durch ein verschiedenes Anstiegsverhalten des Polarisationswinkels unterscheiden. Dies ändert sich unmittelbar nach Erreichen der maximalen Strahlungsintensität am Hauptpuls, also bei einer Phasenlage von 0.994 ± 0.002 . Beide Bereiche wurden deshalb mit Hilfe linearer Funktionen (Tabelle 7.3) genähert und deren Steigungen verglichen. Diese unterscheiden sich um nahezu den Faktor 5 und weisen darauf hin, dass in der abfallenden Flanke des Hauptpulses ein gleiches Polarisationswinkelintervall in kürzerer Zeit durchlaufen wird.

Bei maximaler Strahlungsintensität des Hauptpulses beträgt der Polarisationswinkel $125^\circ\pm 5^\circ$.

Der vierte Bereich (Bereich D) kann ab dem Erreichen des maximalen Polarisationswinkels angesetzt werden und ist durch ein schnelles Absinken des Polarisationswinkels charakte-

⁴ Eine Näherung über ein größeres Phasenintervall als dem DC-Bereich ist möglich. Dies zeigt sich anhand der Lichtkurve in Abbildung 7.7, da im Phasenintervall von 1.65 bis 1.85 die Gesamtintensität in etwa im Bereich des DC-Niveaus verbleibt.

riert. Als dessen Endpunkt wird der Phasenpunkt gewählt, bei dem der Polarisationswinkel zum ersten Mal wieder auf den Winkel des DC-Niveaus ($=123^\circ$) zurückgefallen ist. Der dem Hauptpuls folgende Bereich (Bereich E) weist wegen der geringeren Intensität ebenso wie der DC-Niveau-Bereich eine schlechtere Statistik auf. Trotzdem zeigt sich eine langsame und linear verlaufender Verringerung des Polarisationswinkels, wie ein linearer Fit zeigt (Tabelle 7.3). Die Differenz der aus dem Fit bestimmten Winkel an den Intervallgrenzen von 1.1 und 1.3 beträgt $12^\circ \pm 4^\circ$.

Bereich	lineare Näherungsfunktion $a \cdot x + b$
B	$a = 772 \pm 13, b = -649 \pm 12$
C	$a = 3881 \pm 450, b = -3667.4 \pm 449$
E	$a = -60.2 \pm 4.9, b = 189.3 \pm 1.3$

Tabelle 7.3: Werte der linearen Näherungsfunktionen an den Verlauf des Polarisationswinkels

7.3.3 Polarisationswinkelverlauf am Nebenpuls

Die Intensität des Nebenpulses liegt etwa bei einem Drittel des Hauptpulses. Trotzdem kann das Verhalten des Polarisationswinkels am Nebenpuls ebenso gut unterschieden und in mindestens zwei Bereiche gegliedert werden. Wie der Hauptpuls zeigt auch der Nebenpuls vor der eigentlichen Drehung des Polarisationswinkels eine deutliche Verringerung des Winkelwerts. Der Phasenbereich F wurde mit einem Polynom zweiten Grades genähert (Tabelle 7.4).

Dies erlaubt sowohl eine Bestimmung der Phasenlage des durch den Puls hervorgerufenen Beginns des Polarisationswinkelabfalls, als auch des lokalen Polarisationswinkelminimums. Der Schnittpunkt zwischen Polynom und dem linearen Fit des Brückenbereichs wird als Startzeitpunkt des Polarisationswinkelabfalls angenommen. Er liegt bei 1.303 ± 0.009 . Das Minimum des Polynoms, das als Näherung für die maximale Absenkung des Polarisationswinkels dient, befindet sich bei einer Phase von 1.351 ± 0.006 . Der Wert des Polarisationswinkels am Minimum beträgt dabei $100^\circ \pm 2$ und ist damit bei einem deutlich höheren Wert als beim Hauptpuls angesiedelt.

Eine genaue Bestimmung von Lage und Größe des maximalen Polarisationswinkels ist schwierig und nur durch weitere Vereinfachungen möglich. Deshalb wurde der Bereich von 1.3 bis 1.7 durch Mittelung über zwei aufeinanderfolgende Phasenbins geglättet (Abbildung 7.11) und der Bereich G mit einer quadratischen Polynomfunktion genähert.

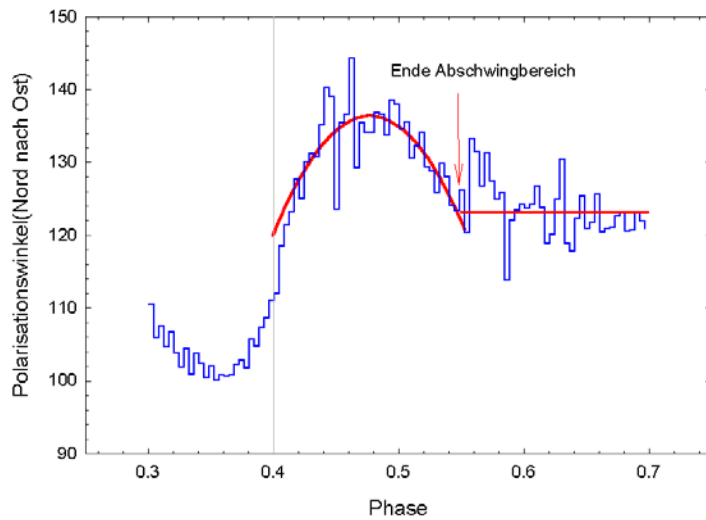


Abbildung 7.12: Nebenpuls von 1.3 bis 1.7 geglättet über 2 Phasenbins. Die eingezeichnete Parabel nähert den Rückschwingbereich (Abschnitt G) des Polarisationswinkels. Als maximaler Polarisationswinkel und dazugehörige Phasenlage werden die Koordinaten des Maximums des Polynomfits verwendet. Die horizontale Linie beschreibt die Lage des Polarisationswinkel der Strahlung der DC-Quelle

Bereich	quadratische Näherung $a \cdot x^2 + b \cdot x + c$
F	$a=4513 \pm 471, b=3172 \pm 338, c=658 \pm 60$
G	$a=2721 \pm 99, b=2597 \pm 103, c=483 \pm 66$

Tabelle 7.4: Werte der quadratischen Näherung an den Verlauf des Polarisationswinkels am Nebenpuls

Als Phasenlage und erreichtes Polarisationswinkelmaximum am Nebenpuls werden die Koordinaten des Maximums des interpolierten Polynoms verwendet. Diese liegen bei 1.477 ± 0.006 und bei einem Winkel von $136^\circ \pm 4^\circ$ und somit um eine Phase von 0.077 oder 2.5 ms ebenso deutlich hinter dem Intensitätsmaximum des Nebenpulses wie der maximale Polarisationswinkel am Hauptpuls.

Der Polarisationswinkel am Intensitätsmaximum liegt bei $111^\circ \pm 4^\circ$, also ca. 14° niedriger als am Hauptpuls. Ein zum Hauptpuls analoges Rückschwingenverhalten des Polarisationswinkels auf den Wert des DC-Bereichs ist erkennbar. Das erstmalige Erreichen des Wertes kann aber nur ungefähr abgeschätzt werden und liegt bei einer Phase von etwa 1.553.

7.3.4 Folgerungen aus dem Polarisationswinkelverlauf

Die während der Calar-Alto-Messkampagne durchgeführten Polarisationsmessungen lieferten weitaus detailliertere Erkenntnisse über die Polarisationseigenschaften der Strahlung des Krebspulsars als die Messungen von Smith et al. 1988 (vor allem in den Zwischenpulsbereichen). Eine Zerlegung der Strahlung in zwei Komponenten, bei der eine Komponente

den Einfluss der DC-Quelle beschreibt und die andere von rein gepulster Natur ist, ist aufgrund der vorliegenden Ergebnisse naheliegend. Dies begründet sich aus dem charakteristischen Abfall des Polarisationswinkels bei steigender Intensität bei beiden Pulsen hin zu deutlich niedrigeren Winkelwerten als auch durch das Rückschwingverhalten des Polarisationswinkels nach beiden Pulsen auf den Wert des DC-Bereichs. Daneben fällt auch das langsame und linear verlaufende Absinken des Polarisationswinkels im Brückenbereich sowie die Konstanz des Polarisationswinkels im DC-Bereich auf.

7.4 Pulsarphasenabhängiger Polarisationsgrad

Die ermittelte phasenabhängige Polarisationsgradkurve zeigt in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Smith et al., 1988 in den Pulsbereichen ein gleiches Verhalten, beschreibt aber darüber hinaus auch den Polarisationsgrad im Brückenbereich und im Bereich des DC-Bereichs mit ausreichender Statistik (Abbildung 7.13b).

Man sieht, dass analog zur phasenabhängigen Polarisationswinkelkurve auch der Polarisationsgrad sehr stark von der momentanen Phasenlage des Pulsars abhängt, deutlich mit beiden Pulsen korreliert (Abbildung 7.13a, grün und rot markierte Bereiche) und somit weitere Indizien im Hinblick auf ein Zweikomponentenmodell liefert. Das soll im folgenden näher untersucht werden.

Markant ist das symmetrische Verhalten des Verlaufs des Polarisationsgrades im Bereich beider Pulse. In beiden Fällen sinkt der Polarisationsgrad nach Erreichen des Intensitätsmaximums stark ab. Um das jeweilige Polarisationsgradminimum in den Pulsen zu

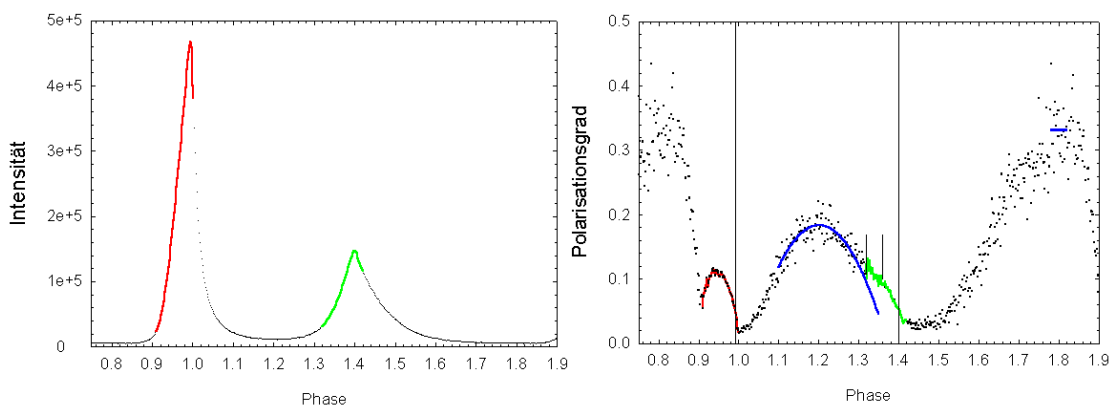


Abbildung 7.13a und 7.13b: Polarisationsgrad in Abhängigkeit von der Pulsarphase. Rot und grün markiert ist der Bereich des Anstiegs des Polarisationsgrades innerhalb des Hauptpulses und der dazu korrelierende Bereich in der Lichtkurve. Die horizontale Linie zeigt die Lage des Polarisationsgradmaximums im DC-Bereich.

bestimmen, wurde über mehrere Phasenbins gemittelt. Im Nebenpuls in einem Phasenintervall von 1.44 bis 1.48 und im Hauptpuls von 1.002 bis 1.006. Das Minimum liegt im Nebenpuls mit $1.7\pm 0.2\%$ etwas niedriger als im Hauptpuls mit etwa $2.9\pm 0.5\%$. Der Polarisationsgrad zeigt im Hauptpuls - vor dem Absinken auf ein Minimum - im Phasenintervall von etwa 0.909 bis etwa 1.001 einen Anstieg auf einen Wert von $11\pm 0.5\%$. Ein gleiches Verhalten ist im Nebenpuls ansatzweise erkennbar und deutet sich durch einen ausgeprägten „Buckel“⁵ in der ansteigenden Flanke (grün eingezeichneter Bereich in Abbildung 7.14b) des Nebenpulses an. Aus diesem Grund wurde der Bereich 1.1 bis 1.3 (entspricht Bereich E in Abbildung 7.11) mit einer quadratischen Polynomfunktion (Tabelle 7.5 und Abbildung 7.13b) genähert, die bis zur Phase 1.35 extrapoliert worden ist. Mit Hilfe der Polynomfunktion ist man in der Lage, das Maximum des Polarisationsgrades im Brückenbereich zu bestimmen. Gleichzeitig wird durch die Extrapolierung die erkennbare Ausbuchtung der Polarisationsgradkurve verdeutlicht.

Bereich	quadratische Näherung $a \cdot x^2 + b \cdot x + c$
1.1 bis 1.3	$a=5.31\pm 0.37, b=12.78\pm 0.89, c=7.53\pm 0.54$

Tabelle 7.5: Näherungsfunktion an die Polarisationsgradkurve

Das Maximum des interpolierten Polynoms ist eine brauchbare Näherung für das Maximum des Polarisationsgrades im Zwischenpulsbereich und bestimmt sich zu $18\pm 1\%$ bei einer Phasenlage von 1.232 ± 0.002 . Aufgrund der gleichen Verhaltensweisen des Polarisationsgradverlaufs in der ansteigenden Flanke beider Pulse kann dies mit einer Strahlungsquelle in Verbindung gebracht werden, die mit beiden Pulsen verknüpft und nur im Pulsbereich sichtbar ist.

Um den Polarisationsgrad im DC-Bereich bestimmen zu können, wurde über das Phasenintervall des DC-Bereichs gemittelt. Dabei bestimmt sich der Polarisationsgrad zu $33\pm 4\%$ und liegt damit deutlich höher als im Brückenbereich.

Die Polarisationsgradkurve liefert, aufgrund des phasenkorrelierten Verhaltens des Polarisationsgrades, somit weitere Hinweise auf eine Überlagerung zweier Strahlungskomponenten.

⁵ Durch die vertikalen Linien eingeschlossener Bereich im Phasenintervall von 1.34 bis 1.37

8. Zerlegung des Pulsarsignals in 2 Komponenten

8.1 Das Zerlegungsprinzip

Eine Zerlegung der beobachteten Strahlung des Krebs-Pulsars in zwei voneinander unabhängige Komponenten wird zum ersten Mal vorgenommen und wäre anhand früherer Polarisationsmessungen aufgrund der schlechten Statistik im Zwischenpulsbereich nicht möglich gewesen. Aufgrund des Verlaufs der phasenabhängigen Polarisationswinkel und Polarisationsgradkurven wird eine Zerlegung in eine von der DC-Quelle stammende und eine reine gepulste Komponente vorgeschlagen. Für erstere können alle relevanten Strahlungseigenschaften anhand der in den vorigen Kapiteln für den DC-Bereich bestimmten Werte für Intensität (1.24%), Polarisationsgrad (33%) und Polarisationswinkel (123°) festgelegt werden. Weiterhin wird angenommen, dass die Polarisationsseigenschaften der von der DC-Quelle stammenden Strahlung während der ganzen Pulsarphase konstant bleiben. Diese Annahme rechtfertigt sich aus der Konstanz von Intensität, Polarisationswinkel- sowie (mit gewissen Einschränkungen) des Polarisationsgradverlaufes innerhalb des Phasenbereichs (1.7-1.9), in denen die Strahlungseigenschaften der DC-Quelle dominieren. Diese besitzt zwar geringe Intensität, doch hat sie wegen des hohen Polarisationsgrads einen merklichen Einfluss auf die Polarisationsseigenschaften sowohl im Brücken- als auch in ansteigenden und abfallenden Pulsbereichen.

Zieht man die DC-Niveau-Komponente von der beobachteten Gesamtstrahlung ab, bleibt allein die von den Pulsen stammende Strahlung übrig. Um dabei den Anteil des Pulses bestimmen zu können, nutzt man die in Kap 5.1 erläuterte Additivität der Stokesschen Parameter bei Überlagerung von inkohärentem Licht aus.

Das sichtbare Gesamtsignal kann dann beschrieben werden als Linearkombination der beiden Einzelkomponenten:

$$\begin{pmatrix} I_{ges} \\ Q_{ges} \\ U_{ges} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{DC} \\ Q_{DC} \\ U_{DC} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} I_P \\ Q_P \\ U_P \end{pmatrix} \quad (8.1)$$

mit

I, Q, U : Stokessche Parameter gemäß Gleichung 5. 1 bis 5.3

Der erste Summand beinhaltet die DC- Komponente, der zweite den Anteil der gepulsten Strahlung. Um Stokessche Parameter und Intensität der DC-Quelle zu ermitteln, wurden sowohl die in Kap 7.2 dargestellte Lichtkurve als auch die berechneten Stokesparameter im DC-Bereich (1.78-1.82) gemittelt. Daraus ergab sich für den Parameter Q/I ein Wert von -0.180 ± 0.047 sowie für den Parameter U/I -0.371 ± 0.048

Subtrahiert man sowohl von der Lichtkurve die Intensität des DC-Niveaus als auch von den phasenabhängigen Stokesparametern die ermittelten Stokesparameter des DC-Niveaus, beschreiben die daraus gewonnenen Stokesschen Parameter einzig und allein das Polarisationsverhalten des gepulsten Anteils. Aus den auf diesem Weg ermittelten phasenabhängigen Werten für I, Q und U können Polarisationsgrad und Polarisationswinkel abgeleitet werden. Abbildung 8.2 und Abbildung 8.3 zeigen die Auswirkungen der Subtraktion der Stokesparameter der DC-Quelle auf die Stokesparameterkurve.

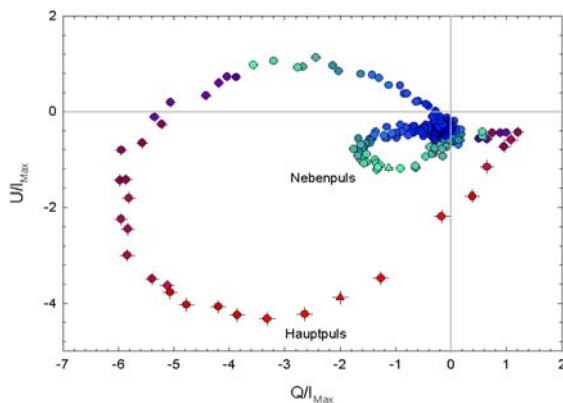


Abbildung 8.1a: Stokesparameterplot vor der Subtraktion.

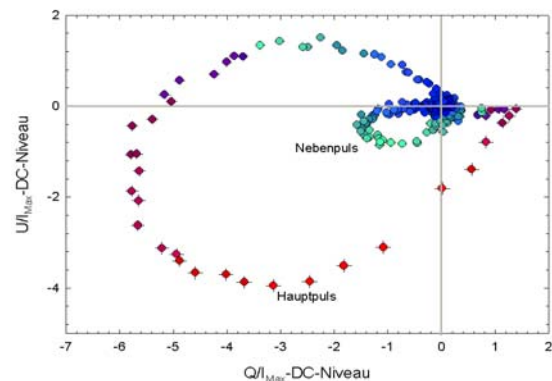


Abbildung 8.1b: Stokesparameterkurve nach der Subtraktion des DC-Niveaus.

8.2 Diskussion der neu gewonnenen Kurven

8.2.1 Polarisationswinkelverlauf der gepulsten Komponente

Nach Abzug der DC-Komponente zeigen sich weitere Details und neue Erkenntnisse (Abbildung 8.2) im Polarisationsverhalten der Pulse, die in Abbildung 7.11 aufgrund der Sig-

nalüberlagerung des DC-Niveaus nicht erkennbar sind. Dies betrifft vor allem das Polarisationsverhalten im Brückenbereich sowie in den Flanken der beiden Pulse.

Ein vollkommen symmetrisches Verhalten des Verlaufs des Polarisationswinkels- und der Polarisationsgradkurven beider Pulse ist klar erkennbar.

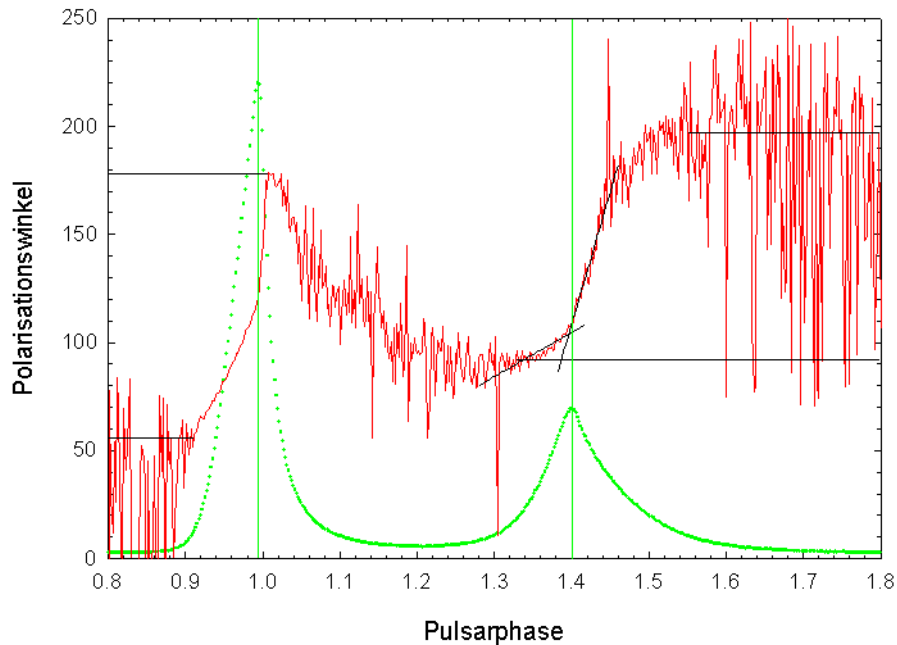


Abbildung 8.2: Phasenabhängige Polarisationswinkelkurve der gepulsten Komponente. Die horizontale Linien zeigen den Durchschwungbereich des Polarisationswinkels an. Zur besseren Übersicht wurde die Lichtkurve eingezeichnet.

Betrachtet man in Abbildung 8.2 zunächst die Phasenabhängigkeit des Polarisationswinkels, so wird deutlich, dass sich der Polarisationswinkel in beiden Pulsen in einem weitaus größeren Maße dreht als in der Polarisationswinkelkurve der Gesamtstrahlung sichtbar wird. Dies gilt vor allem für den Nebenspuls, der sich um nun fast gleiche Winkeldifferenz wie der Hauptpuls dreht. Unterschiedlich sind die absolut durchschwungenen Winkelbereiche. Während am Hauptpuls der Polarisationswinkel einen Winkel von $53^{\circ} \pm 4^{\circ}$ bis $178^{\circ} \pm 2^{\circ}$ ($\Delta = 125^{\circ}$) durchläuft, schwingt dieser im Nebenspuls von $92^{\circ} \pm 2^{\circ}$ bis $197^{\circ} \pm 4^{\circ}$ ($\Delta = 105^{\circ}$) (veranschaulicht durch horizontale Linie in Abbildung 7.1). Erst mit Hilfe der Komponentenzerlegung zeigt sich am Nebenspuls ein ähnliches Anstiegsverhalten des Polarisationswinkels wie beim Hauptpuls.

Deshalb wurde am Nebenspuls analog zum Hauptpuls zum einen der Phasenbereich F (Siehe Tabelle 7.2) und der Phasenbereich von 1.400 bis 1.44⁶ mit linearen Funktionen getrennt genähert. Es zeigt sich am Nebenspuls eine ebenso deutliche Änderung des Stei-

⁶ Dieser Phasenwert entspricht etwa dem Ende des linearen Anstiegs des Polarisationswinkels am Nebenspuls

gungsverhaltens in der abfallenden Flanke wie am Hauptpuls. Dabei fällt die Änderung mit dem Faktor 6 etwas höher aus als am Hauptpuls.

Phasenintervall	lineare Näherungsfunktion $a \cdot x + b$
1.30 - 1.40 = Abschnitt F in Tabelle 7.2.	$a=203.1 \pm 17.8$, $b=-180.1 \pm 24.2$
1.40 - 1.44	$a=1223 \pm 24$, $b=1604 \pm 145$

Tabelle 8.1: Gleichungen der Näherungsfunktionen zur Bestimmung des Steigungsverhaltens am Nebenpuls. Dazu wurde neben dem Bereich F (Tabelle 7.2) auch das Phasenintervall von 1.40-1.44 mit einer linearen Funktion genähert.

Obwohl der Polarisationswinkel an beiden Pulsen ähnliches Steigungsverhalten zeigt, unterscheidet sich die Kurvenform des Polarisationswinkelverlaufes merklich. Dies liegt an den unterschiedlichen Halbwertsbreiten der beiden Pulse. Daraus ergeben sich eine Verzerrung der Form des Polarisationswinkels und eine langsamere Drehung.

1995 wurde von Romani et al. ein theoretisch bestimmter Verlauf des Polarisationswinkels im Bereich beider Pulse veröffentlicht, die unter Berücksichtigung des Outer-Gap Modells und der daraus resultierenden relativistischen Korrekturen sowie der Berücksichtigung retardierender Potentiale für den optischen Wellenlängenbereich berechnet worden ist. (Abbildung 8.3) Vergleicht man diese mit der von uns ermittelten Polarisationswinkelkurve der rein gepulsten Komponente zeigen sich viele Ähnlichkeiten.

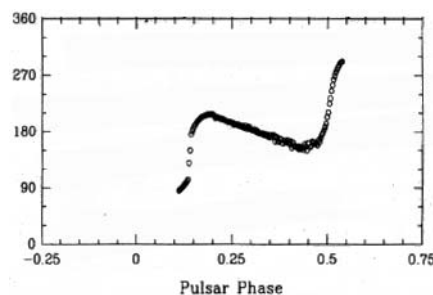


Abbildung 8.3: Polarisationswinkelverlauf abgeleitet anhand des Outer-Gap-Modells berechnet von Romani et al. (1995). Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den von uns ermittelten Ergebnissen.

8.2.2 Polarisationsgradverlauf der gepulsten Komponente

Eine Analyse der Polarisationsgradkurve (Abbildung 8.4) zeigt ebenso wie die Polarisationswinkelkurve ein symmetrisches Verhalten des Kurvenverlaufes während beider Pulse. In beiden Fällen ist jeweils in der ansteigenden Pulsflanke der Polarisationsgrad deutlich erhöht. Bei Erreichen der halben Intensität in den ansteigenden Flanken beginnt der Polarisationsgrad schnell abzufallen und erreicht am Intensitätsmaximum des Pulses ein Minimum. Im Verlauf der abfallenden Flanken bleibt der Polarisationsgrad am Minimum und zeigt,

dass die Strahlung in diesem Bereich sehr schwach polarisiert ist. Eine Bestimmung der lokalen Polarisationsgradmaxima durch Mittelung über mehrere Phasenbins zeigt, dass der Polarisationsgrad im Hauptpuls etwas höher ansteigt als am Nebenpuls (Hauptpuls $11.5\% \pm 0.5\%$, Nebenpuls $9\% \pm 0.5\%$).

Von Romani et al., 1995 wurden keine Berechnungen für den Polarisationsgradverlauf veröffentlicht. Deshalb wurde der Verlauf des Polarisationsgrades mit den von Cheng et al., 1996 veröffentlichten theoretischen Berechnungen verglichen (Abbildung 8.5).

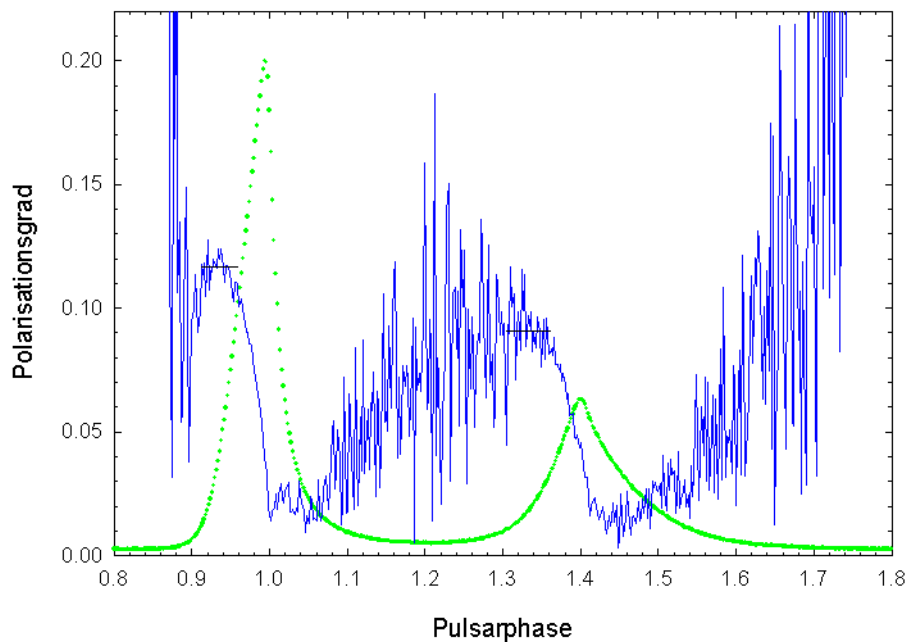


Abbildung 8.4: Phasenabhängiger Polarisationsgrad der gepulsten Komponente. Zur besseren Orientierung mit eingezeichnet ist eine Lichtkurve (grün). Die im Phasenbereich von 1.75 bis 1.85 auftretende Lücke resultiert aus der DC-Subtraktion. Die horizontalen Linien deuten den zur Bestimmung des Polarisationsgrades gemittelten Bereich an.

Dieser bestimmte den Verlauf des Polarisationsgrades innerhalb eines Pulses ausgehend vom Outer-Gap-Modell und einer vorgegebenen Teilchendichtefunktion in der Emissionsregion. Dessen Verlauf ist mit dem von uns gewonnenen Messergebnissen nicht vereinbar. Zwar sinkt nach seiner Überlegung der Polarisationsgrad am Intensitätsmaximum auf ein Minimum ab, doch ist in seinem Modell in der ansteigen Flanke aufgrund von Symmetrieeigenschaften ein erneuter Anstieg des Polarisationsgrads erforderlich, was unsere Messergebnisse nicht bestätigen können.

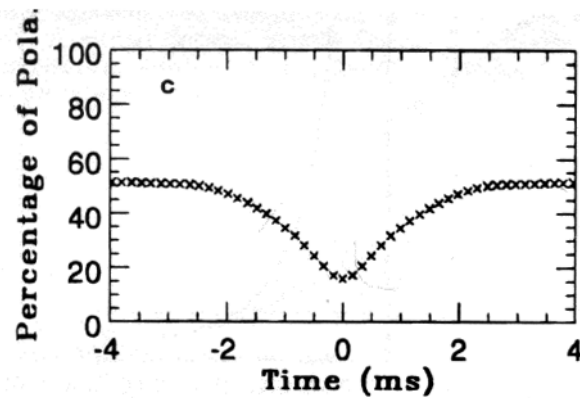


Abbildung 8.5: Verlauf des Polarisationsgrads ermittelt aus dem Model von Cheng et al., 1996. Der von Cheng postulierte auf Symmetriegründen beruhende Anstieg des Polarisationsgrades in der abfallenden Pulsflanke kann durch unsere Messungen nicht bestätigt werden.

8.3 Schlussfolgerungen

Die stark polarisierte Strahlungskomponente des DC-Niveaus überlagert sowohl im Brückenbereich als auch in den ansteigenden und abfallenden Flanken der Pulse deren schwächer polarisierte Strahlung in signifikanter Weise. Es wurde gezeigt, dass eine Zerlegung der beobachteten Pulsarstrahlung in zwei voneinander unabhängige Komponenten mehr Information über die Polarisations-eigenschaften des von den Pulsen stammenden Signals offen legt und der Verlauf von Polarisationsgrad- und Polarisationswinkelkurve bei beiden Pulsen einen sehr ähnlichen Verlauf zeigt. Nach einer Separation in DC-Quelle und gepulste Komponente zeigt der Verlauf des Polarisationswinkels abhängig von der Phase im Puls- und Brückenbereich eine bessere Übereinstimmung mit den von Romani et al., 1995 in aus den „outer gap“ Modellen erarbeiteten theoretischen Kurven für den Polarisationswinkel.

Anhand dieses Zwei-Komponentenmodells lassen sich der Verlauf von Polarisationsgrad und -winkel der beobachtbaren Gesamtstrahlung einheitlicher beschreiben. Um das Zustandekommen der Polarisations-eigenschaften der Gesamtstrahlung leichter nachvollziehen zu können, wurden sowohl Polarisationswinkel- als auch Polarisationsgradkurven der überlagerten Gesamtstrahlung mit denen der gepulsten Komponente in einem Diagramm übereinandergelegt (Abbildung 8.6 und Abbildung 8.7).

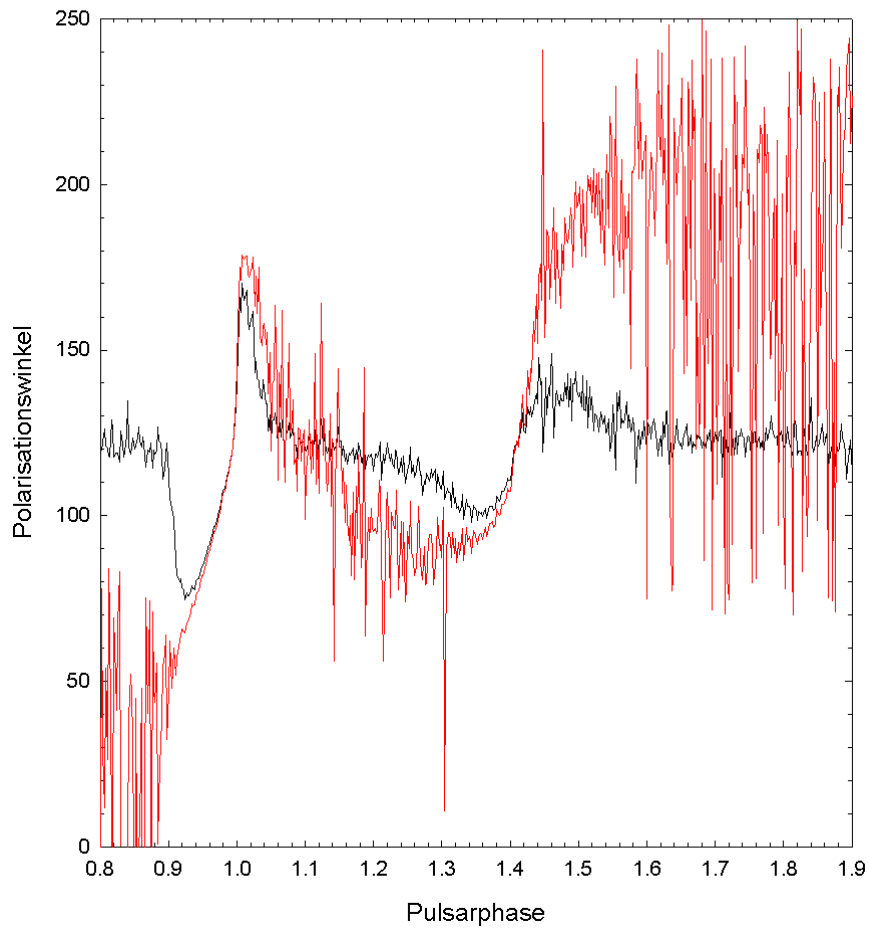


Abbildung 8.6: Polarisationswinkelverhalten der gepulsten Komponente (rot) verglichen mit dem Verlauf des Polarisationswinkels der von der DC-Komponente überlagerten Strahlung (schwarz).

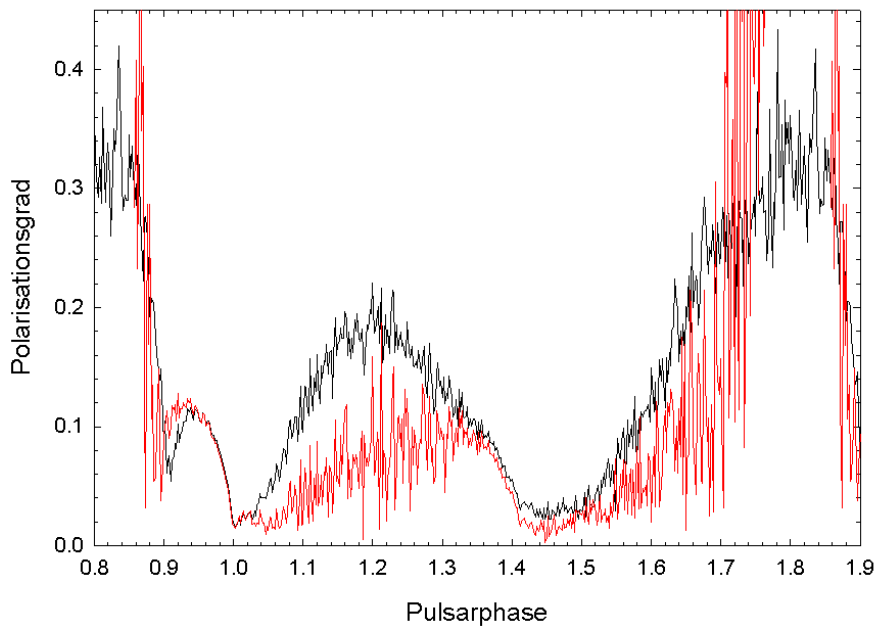


Abbildung 8.7: Polarisationsgrad der gepulsten Komponente (rot) verglichen mit dem Verlauf des Polarisationsgrades der von der DC-Komponente überlagerten Strahlung (schwarz).

Literaturverzeichnis

- [**Baade & Zwicky et al., 1934**] Baade, W. & Zwicky, F. 1934, Proceedings of the National Academic Society 20, 254
- [**Bergmann-Schäfer**] Bergmann Schaefer, Experimentalphysik Band 2,3,4 de Gruyter Verlag, 9. Auflage
- [**Born**] Born M., Optik, 2000, Springer Verlag, 3. Auflage
- [**Cheng et al., 1986**] Cheng, K.S., Ho, C. & Ruderman, M. 1986, The Astrophysical Journal 300, 500-521
- [**Cheng et al., 1986**] Cheng, K.S., Ho, C. & Ruderman, M. 1986, The Astrophysical Journal 300, 522-539
- [**Chen et al., 1996**] Chen, K., Chang H.K., Ho C., 1996, The Astrophysical Journal 471, 967-972
- [**Chen et al., 1993**] Chen, K., Ruderman M. 1993, The Astrophysical Journal 402, 264-270
- [**Cocke et al., 1969**] Cocke, W.J., Disney, M.J. & Taylor, D.J. 1969, Nature 221, 525-527
- [**Crusius-Wätzel et al., 2001**] Crusius-Wätzel, A.R., Kunzl, T., Lesch., H 2001, The Astrophysical Journal 546, 401-405
- [**Daugherty & Harding, 1982**] Daugherty, J.K. & Harding, A.K. 1982, The Astrophysical Journal 252, 337-347
- [**Eikenberry et. al., 1993**] Eikkenberry, S.S., Fazi, G.G. & Ransom S.M.. 1997, The Astrophysical Journal 477, 465-474
- [**Gold et al., 1968**] Gold T., 1968, Nature 218, 731-732
- [**Goldreich & Julian, 1969**] Goldreich, P. & Julian, W.H.1969, The Astrophysical Journal 157, 869-880
- [**Golden et. al., 2000**] Golden, A., Shearer A. & Beskin, G.M. 2000, The Astrophysical Journal, 535373-378
- [**Graham-Smith et al., 1993**] Graham-Smith, F., Dolan, J.F., Boyd, P.T., Biggs, J.D., Lyne, A..G. & Percival J.W.,1996 Mon. Not. R. Astron. Soc 282, 1354-1358
- [**Hecht**] Hecht E., Optik, 2000, Oldenburg Verlag 3. Auflage
- [**Hewish et al., 1968**] Hewish, A., Bell, S.J., Pilkington, J.D.H., Scott, P.F. & Collins R.A. 1968, Nature 217, 709-713
- [**Jackson, 1998**] Jackson, J.D. 1998, 3. Auflage, Hamilton Printing Company
- [**Jones et al., 1981**] Jones, D.H.P. & Smith, F.G., Wallace, P.T. 1981, Mon. Not. R. Astr. Soc.

196, 943-953

- [**Kerstenbaum et al., 1976**] Kerstenbaum, H.L., Ku, W., Novik, R & Wolff R.S. 1976, The Astrophysical Journal 203, L57-L61
- [**Kunzl, 2001**] Kunzl, T. 2001, Doktorarbeit Ludwig-Maximilians-Universität München
- [**Lyne, 1998**] Lyne, A.G., Graham-Smith, F. 1998 Cambridge University Press, Cambridge Astrophysics Series 31
- [**Lyne et al., 1992**] Lyne, A.G., Pritchard, R.S. & Roberts, M.E., 1992, University of Manchester, Nuffield Radio Astronomy Laboratories, Jordell Bank, Macclesfield, Cheshire, UK,
- [**Nolan et al., 1993**] Nolan, P.L., Arzoumanian, Z., Bertsch, D.L., Chaing, J., Fichtel, C.E., Fierro, J.M., Hartman, R.C., Hunter, S.D., Kanbach, G., Kniffen, D.A., Kwok, P.W. et al. 1993, The Astrophysical Journal 409, 697-704
- [**Pacini, 1967**] Pacini, F. 1967, Energy emission from a neutron star, Nature 216, 567
- [**Percival et al., 1993**] Percival, J.W., Briggs, 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, The Astrophysical Journal 407, 276-283
- [**Romani et al., 1995**] Romani, R.W., Yadigaroglu I.A. 1995, The Astrophysical Journal 438, 314-321
- [**Rosenberg, 1966**] Rosenberg, G.V., 1966., Twilight, Plenum Press
- [**Ruderman et al., 1975**] Ruderman, M.A & Sutherland, P.G. 1975, The Astrophysical Journal 196, 51-72
- [**Smith et. al., 1988**] Smith, F.G., Jones, D.P, Dick, J.S.B. & Pike, C.D. 1988, Mon. Not. R astr. Soc. 233, 305-319
- [**Kramer & Lorimer**] Kramer, M., Lorimer, R. 03/1999 Sterne und Weltraum,
- [**Staelin & Reifenstein, 1968**] Staelin, D.H. & Reifenstein, E.C, 1968, Pulsating radio sources near the Crab Nebula, Science 162, 1481
- [**Sturrock et al., 1971**] Sturrock, P.A., 1971, The Astrophysical Journal 164, 529-556
- [**Straubmeier, 1997**] Straubmeier, C.M., 1997, Diplomarbeit Technische Universität München
- [**Straubmeier, 2000**] Straubmeier, C.M, 2000, Doktorarbeit Technische Universität München
- [**Straubmeier, 2001**] Straubmeier, C., Kanbach G., Schrey F., 2001, Experimental Astronomy, OPTIMA: A Photon Counting High-Speed-Photometer,
- [**Schönfelder**] Schönfelder, V. (ed.), 2001, „The Universe in Gamma Rays“, Springerverlag
- [**Voigt**] Voigt, Abriss der Astronomie, Springer Verlag 2. Auflage