

**Suche nach Zeit-Periodizitäten
im Röntgen-Doppelsternsystem
Hercules X-1
mit dem System der
HEGRA-Cherenkov-Teleskope**

Diplomarbeit

vorgelegt von

Matthias Beilicke

Institut für Experimentalphysik

Universität Hamburg

Hamburg

Oktober 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	TeV-γ-Astronomie	3
2.1	Die kosmische Strahlung	3
2.1.1	Eigenschaften der geladenen kosmischen Strahlung	3
2.1.2	Quellen der kosmischen Strahlung	5
2.2	Luftschauer und Cherenkovlicht	7
2.2.1	Entstehung eines Luftschauers	7
2.2.2	Emission von Cherenkovlicht	10
2.3	Abbildung mit einem CT	10
2.4	Das HEGRA CT-System	11
2.4.1	Datennahme und Ausleseelektronik	12
2.4.2	Stereoskopische Schauerrekonstruktion	13
2.4.3	γ -Hadron-Separation	15
3	Hercules X-1	17
3.1	Aufbau und Physik von Hz Her/Her X-1	17
3.1.1	Überblick	17
3.1.2	Materie-Akkretion und Pulsarperiode	19
3.1.3	Die Orbitalperiode	26
3.1.4	Die 35-Tage-Periode	27
3.1.5	<i>Pre-Eclipse-, Anomalous Dips und Post Eclipse Recoveries</i>	29
3.1.6	Anormale Ruhezustände (ALS)	30
3.1.7	Zusammenfassung	31
3.2	Frühere VHE/UHE-Beobachtungen	32
3.2.1	Diskussion der bisherigen VHE/UHE-Beobachtungen	33
3.3	VHE/UHE-Beschleunigungsmechanismen	36
3.3.1	Schock-Beschleunigungs-Modelle	38
3.3.2	Jet-Akkretions-Modelle	39
3.3.3	Akkretionsscheiben-Dynamo-Effekt	40
3.3.4	Beschleunigung durch Streuung an Alfvén-Wellen	40
3.3.5	Frequenzverschiebung	41

4	Baryzentrische Korrektur	43
4.1	Zeitsysteme	43
4.2	Sonnensystem	46
4.2.1	Die Korrekturroutine	46
4.2.2	Überprüfungen der Korrekturroutine	49
4.3	Doppelsternsystem	51
5	Periodizitätsanalyse	53
5.1	Zeit- und Frequenzraum	53
5.1.1	Die Fouriertransformation	53
5.1.2	Die Messung	54
5.2	Die Frequenztests	59
5.2.1	Der Pearson- χ^2 -Test	63
5.2.2	Der Rayleigh-Test	64
5.2.3	Das Gap-Periodogramm	66
5.2.4	Der Z_m^2 -Test	67
5.2.5	Der H_m -Test	67
5.2.6	Der Protheroe-Test	68
5.3	Überprüfung der Tests	69
5.3.1	Test auf korrekte Funktionsweise	69
5.3.2	Vergleich der einzelnen Tests untereinander	72
6	Analyse der Hercules-X-1-Daten	77
6.1	Konstanter Fluss	79
6.1.1	Datenauswahl und Schnittoptimierung	79
6.1.2	Analyse-Ergebnisse	83
6.2	Orbitalperiode	85
6.2.1	Datenauswahl und Schnittoptimierung	85
6.2.2	Analyse-Ergebnisse	85
6.3	Pulsarperiode	86
6.3.1	Datenauswahl und -vorbereitung	86
6.3.2	Schnittoptimierung	88
6.3.3	Analyse-Ergebnisse	94
7	Interpretation der Ergebnisse	109
8	Zusammenfassung und Ausblick	111
A	Historisches	I
A.1	Frühere VHE/UHE-Beobachtungen	I

Kapitel 1

Einleitung

Das relativ junge physikalische Forschungsgebiet der Teilchen-Astrophysik beschäftigt sich mit der Herkunft und den Eigenschaften der kosmischen Strahlung, die aus geladenen sowie ungeladenen Teilchen kosmischen Ursprungs mit Energien bis zu 10^{20} eV¹ besteht. Die geladene Komponente der kosmischen Strahlung trifft hierbei nahezu isotrop auf die Erde ein. Der Nachweis hochenergetischer Teilchen kosmischen Ursprungs vollzieht sich wegen ihrer großen energetischen Spanne und unterschiedlichen Primärteilchenarten mit verschiedenen Typen von Detektoren.

Ein Teilgebiet der Teilchen-Astrophysik ist die γ -Astronomie, die sich mit der Untersuchung von hochenergetischen γ -Photonen beschäftigt. Die Messungen werden auch hier mit verschiedenen Detektor-Arten durchgeführt. Satelliten-Experimente messen im Bereich von keV über MeV bis hin zu einigen GeV. Nach einer energetisch noch nicht abgedeckten Lücke im Bereich von einigen 10 GeV bis zu etwa 300 GeV messen die am Erdboden befindlichen Cherenkov-Teleskope im TeV-Bereich, deren nächste Generation (CANGAROO-III, H.E.S.S., MAGIC, VERITAS etc.) einen deutlichen Beitrag zur Schließung der erwähnten energetischen Beobachtungslücke liefern werden. Hieran schließen großflächige Detektorfelder für Energien im TeV-Bereich an, die jedoch größtenteils zur Messung des Energiespektrums und der Komposition der geladenen kosmischen Strahlung im TeV- bis PeV-Bereich und höher betrieben werden.

Die TeV- γ -Astronomie beschäftigt sich mit der Untersuchung von hochenergetischen γ -Photonen nichtthermischen Ursprungs im TeV-Bereich und wird hauptsächlich mit Cherenkovlicht-Detektoren durchgeführt. Während bei den in niedrigeren Energiebereichen messenden Satelliten-Experimenten das Kalorimeter Bestandteil des experimentellen Aufbaus ist, findet der Nachweis der TeV- γ -Photonen, bei den auf dem Erdboden betriebenen Cherenkov-Teleskopen und Detektorfeldern, durch Sekundärprodukte und Cherenkovlicht statt, die beim Durchqueren eines hochenergetischen γ -Photons durch das Kalorimeter „Atmosphäre“ entstehen. Die Menge aller durch ein Primärteilchen (γ -Photon oder Hadron) entstehenden Sekundärteilchen wird als ausgedehnter Luftschauer bezeichnet.

Die γ -Photonen behalten wegen ihrer elektrischen Neutralität im galaktischen und in intergalaktischen Magnetfeldern ihre Flug-Richtung bei, so dass eine direkte Zuordnung zu astronomischen Objekten möglich ist. Hierdurch wiederum wird eine Erweiterung der TeV- γ -Untersuchungen eines bestimmten Objektes auf andere Energiebereiche oder eine Zuhilfenahme entsprechender, allgemeiner Ergebnisse anderer Instrumente - beispielsweise aus dem optischen oder dem Röntgenbereich - möglich.

Bei dem in dieser Arbeit untersuchten Objekt handelt es sich um ein Röntgendoppelsternsystem, das aus dem Pulsar „Hercules X-1“ (kurz Her X-1) und dem Hauptreihenstern „Hz Herculis“ (kurz Hz Her) als Begleiter besteht. Im Folgenden wird „Her X-1“ des Öfteren als Bezeichnung für das gesamte Doppelsternsystem Hz Her/Her X-1 verwendet.

Der Pulsar akkretiert Materie von seinem Begleitstern, wobei ein großer Anteil der hierbei freiwerdenden Gravitationsenergie in elektromagnetische Strahlung - u.a. des Röntgenbereichs - umgewandelt wird. Her X-1 ist hierdurch die hellste Röntgenquelle im Sternbild Herkules. Die bei der

¹Es gilt $1 \text{ eV} = 1.602177 \cdot 10^{-19} \text{ J}$. Desweiteren werden in dieser Arbeit des Öfteren die Einheiten $1 \text{ PeV} = 10^3 \text{ TeV} = 10^6 \text{ GeV} = 10^9 \text{ MeV} = 10^{12} \text{ keV} = 10^{15} \text{ eV}$ verwendet.

Akkretion freiwerdende Energie stellt zusammen mit der Rotationsenergie des Pulsars eine mögliche Quelle zur Beschleunigung geladener, hochenergetischer Teilchen dar, die durch Sekundärreaktionen in der näheren Umgebung des Doppelsternsystems in hochenergetische γ -Photonen umgewandelt werden können.

Neben dieser theoretischen Möglichkeit der Emission hochenergetischer γ -Photonen waren die Messungen von Hercules X-1 mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System motiviert durch zahlreiche positive Beobachtungen der Emission hochenergetischer γ -Photonen anderer TeV- γ -Experimente in der Vergangenheit - hauptsächlich zwischen 1983 und 1986. Diese zeigten oft ausbruchartigen Charakter und beinhalteten deutliche Anzeichen auf Periodizitäten im Bereich der Pulsarperiode von $P_p \approx 1.24$ s. Die im hochenergetischen Bereich bestimmten Perioden wichen jedoch oftmals gering, aber signifikant von der im Röntgenbereich gemessenen, zeitgleichen Pulsarperiode ab.

Auch ein Zusammenhang zwischen dem gemessenen Überschuss an photonischen Ereignissen aus der Richtung von Her X-1 und der Phase Φ_{orb} der Orbitalumrundung des Doppelsternsystems von $P_{\text{orb}} \approx 1.7$ Tagen zeichnete sich in einigen Messungen ab. Die Neigung der Orbitalebene zur Sichtlinie des Beobachters beträgt hierbei nur wenige Grad, so daß der Pulsar regelmäßig durch den Begleitstern verdeckt wird.

Die damaligen Beobachtungen konnten jedoch in jüngerer Vergangenheit trotz steigender Messgenauigkeit nicht bestätigt werden, so dass zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht klar ist, ob sich das ausbruchartige Verhalten von Hercules X-1 mit der Zeit geändert hat, oder die früheren Messergebnisse eventuell systematische Fehler oder überschätzte Signifikanzen beinhalten.

Die bisher letzte Veröffentlichung mit Anzeichen auf Emission hochenergetischer γ -Photonen aus der Richtung von Her X-1 stammt aus dem Jahre 1999 [Prah (1999)]. Der hierin für die Jahre 1993/94 angegebene, mit den HEGRA-Detektorfeldern ($E_{\text{Schw}} \geq 20.3$ TeV) gemessene Ereignisüberschuss mit der Signifikanz von mehr als 3σ gab letztendlich Anlass für die Beobachtungen von Her X-1 mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System. Auf dieses wird zusammen mit einer kurzen Einführung in die Luftschauerphysik in Kapitel 2 genauer eingegangen.

Die Physik des untersuchten Doppelsternsystems Hz Her/Her X-1 und die früheren TeV- γ -Messungen im hoch- und ultrahochenergetischen Bereich, sowie mögliche Modelle zu deren Erklärung werden in Kapitel 3 behandelt.

Neben der Suche nach einem konstanten Fluss hochenergetischer γ -Photonen aus der Richtung von Her X-1 soll in den HEGRA-Daten mittels einer Frequenzanalyse nach Periodizitäten im Bereich der Pulsarperiode des Röntgenbereichs gesucht werden. Hierzu müssen die experimentell gemessenen Ereigniszeiten auf das Baryzentrum des Sonnensystems und den Schwerpunkt des Röntgendoppelsternsystems Hz Her/Her X-1 korrigiert werden, um geschwindigkeitsbedingte Dopplerverschiebungen einer möglicherweise gemessenen Frequenz durch die Orbitalbewegung zu vermeiden. Diese Korrekturen werden in Kapitel 4 eingeführt.

Ein Grundproblem der TeV- γ -Astronomie sind die recht geringen Ereigniszahlen, in denen sich die Suche nach möglichen Periodizitäten als besonders schwierig herausstellt. Die Durchführung einer Periodizitätsanalyse in entsprechenden Datensätzen, sowie einige allgemeine Vorüberlegungen zur Frequenzanalyse werden in Kapitel 5 behandelt.

Die Auswertung des über einen Zeitraum von drei Jahren (1999 bis 2001) aufgezeichneten HEGRA-Datensatzes wird in Kapitel 6 beschrieben. Die Analyse besteht aus drei Teilen: Der Suche nach einem konstanten Fluss im gesamten sowie in Teil-Datensätzen, der Suche nach der Orbitalperiode des Röntgendoppelsternsystems und der Suche nach der Pulsarperiode von Her X-1 mittels einer Frequenzanalyse.

Ein Teil der HEGRA-Messungen wurde in den Jahren 1999/2000 während eines anormalen Ruhezustandes von Hz Her/Her X-1 im Röntgenbereich durchgeführt (ALS 1999/00). Dies gab Anlass, den gesamten Datensatz in zwei Unterdatensätze zu unterteilen, die mit *Epoche 1* und *Epoche 2* bezeichnet werden und den unterschiedlichen physikalischen Zuständen des Röntgendoppelsternsystems während der HEGRA-Messungen Rechnung tragen.

Eine Interpretation der Ergebnisse mit einem Schwerpunkt des Vergleichs mit den früheren Messungen im hochenergetischen Energiebereich wird in Kapitel 7 gegeben.

Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick in Kapitel 8.

Kapitel 2

TeV- γ -Astronomie

Trifft ein hochenergetisches Teilchen kosmischen Ursprungs (z.B. Hadron oder γ -Photon) auf die oberen Schichten der Erdatmosphäre, so löst dieses dort durch Reaktionen mit Atomen oder Molekülen einen ausgedehnten Luftschauer aus. Ein solcher Luftschauer, in dem durch zahlreiche Sekundärreaktionen - je nach Energie des Primärteilchens - bis zu 10^{11} neue Teilchen entstehen können, kann anhand der die Erdoberfläche erreichenden Sekundärteilchen (Elektronen, Positronen, Pionen, Myonen etc.) nachgewiesen werden. Auch das beim Durchqueren geladener, hochenergetischer Sekundärteilchen in der Atmosphäre emittierte Cherenkovlicht (siehe Unterkapitel 2.2) kann zur Messung ausgedehnter Luftschauer verwendet werden; dies geschieht im Fall der HEGRA-Cherenkov-Teleskope.

In Unterkapitel 2.1 wird zunächst kurz auf die Eigenschaften und die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung und deren mögliche Quellen eingegangen. In Unterkapitel 2.2 wird die Entstehung von ausgedehnten Luftschauern beschrieben, wobei der Schwerpunkt auf der für die TeV- γ -Astronomie relevanten Emission von Cherenkovlicht liegt. Die grundlegende Funktionsweise eines Cherenkov-Teleskops und der technische Aufbau des HEGRA-Cherenkov-Teleskop-Systems werden in den Unterkapiteln 2.3 und 2.4 beschrieben.

2.1 Die kosmische Strahlung

Im Jahre 1912 wurde von V.F. Hess und W.Kolhörster mit Ballonexperimenten in den oberen Atmosphärenschichten die sogenannte Höhenstrahlung entdeckt [Hess (1912)]. Bei ihr handelt es sich um ionisierende Sekundärteilchen, die beim Auftreffen eines hochenergetischen Teilchens der kosmischen Strahlung auf die Erdatmosphäre durch Reaktionen mit Atomkernen der Atmosphäre entstehen. Aus dieser Entdeckung entwickelte sich der neuer Forschungsbereich der Teilchenastrophysik, der sich u.a. mit der Zusammensetzung, den Eigenschaften und der Herkunft der kosmischen Strahlung beschäftigt. Ein Teil dieses neuen Gebietes bildet die TeV- γ -Astronomie, die auch mit dem stereoskopischen HEGRA-Cherenkov-Teleskopsystem (siehe Unterkapitel 2.4) betrieben wird. Hierbei bilden die γ -induzierten Luftschauer den Schwerpunkt der Untersuchungen, da die rekonstruierte Herkunftsrichtung der γ -Photonen aufgrund der Unabhängigkeit ihrer Bewegungsrichtung vom galaktischen Magnetfeld konkreten, astronomischen Quellen zugeordnet werden kann. Geladene Teilchen der kosmischen Strahlung werden im Gegensatz hierzu vom galaktischen Magnetfeld, das eine Flussdichte von einigen μG besitzt, abgelenkt, so dass diese isotrop auf die Erde einfallen. Die Ablenkung pro zurückgelegter Strecke nimmt mit zunehmender Teilchenenergie ab. Zunächst soll kurz auf die Eigenschaften der geladenen kosmischen Strahlung, die zum Großteil aus Hadronen besteht, eingegangen werden.

2.1.1 Eigenschaften der geladenen kosmischen Strahlung

Bei Teilchen extraterrestrischen Ursprungs spricht man ab einer Energie von etwa 10^6 eV von einem Teilchen der kosmischen Strahlung, wobei Energien über 10^{20} eV gemessen worden sind. Die kosmische Strahlung besteht zu 98 % aus Hadronen und zu 2 % aus Elektronen und Positronen,

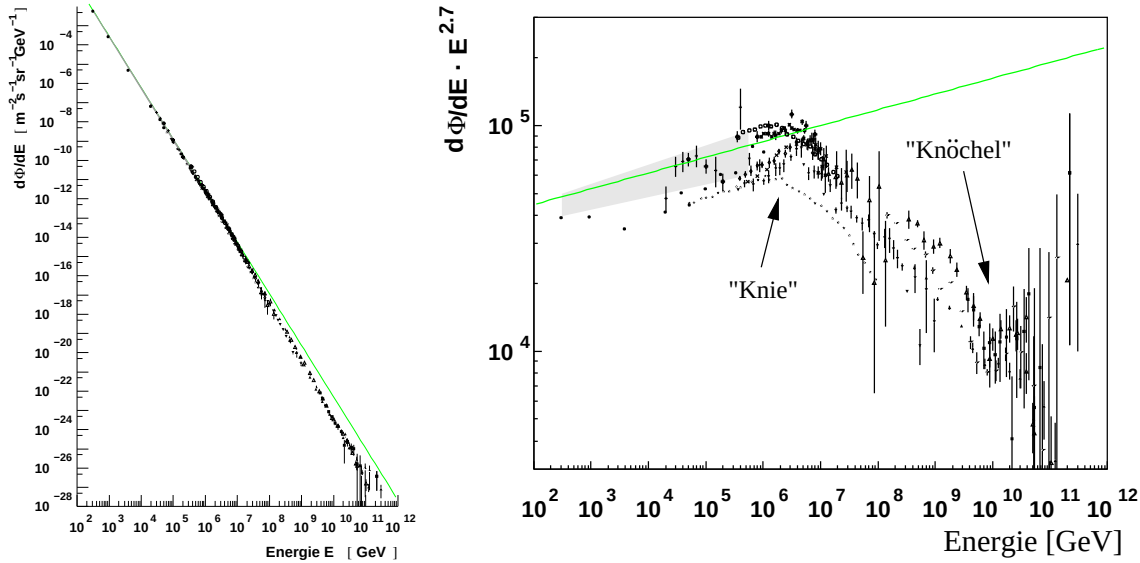


Abbildung 2.1: Das Energie-Spektrum der geladenen kosmischen Strahlung (gemessener Fluss über der Teilchenenergie). Die durchgezogene Linie entspricht einem Potenzgesetz mit dem Spektralindex von $\alpha = 2.7$ und die einzelnen Punkte den Messungen verschiedener Experimente. *Links*: Die doppelt Logarithmische Darstellung des differentiellen Teilchenflusses $d\Phi/dE$ über der Teilchenenergie E . *Rechts*: Der mit $E^{2.7}$ multiplizierte, differentielle Fluss über der Teilchenenergie. Hierdurch werden die Strukturen im Bereich des „Knies“ und des „Knöchels“ besser sichtbar. Die Zusammenstellung der Messdaten entstammt aus [Wiebel-Sooth & Biermann (1998)].

wobei die Positronen wiederum nur etwa 10 % des Elektronen-Positronen-Anteils ausmachen. Dies gilt jedoch nur bis zu Energien von etwa 10^{14} eV. Für höhere Energien ist die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung nicht mehr genau bekannt. Der ebenfalls energieabhängige Anteil der hochenergetischen γ -Photonen ist allgemein sehr gering und konnte im TeV-Bereich bislang nicht als diffuse Komponente der kosmischen Strahlung nachgewiesen werden.

Die energieabhängige Zusammensetzung des hadronischen Anteils im Energiebereich bis etwa 10^6 GeV kann weiter aufgeteilt werden in einen Bestandteil von etwa 87 % an Protonen (Wasserstoffkerne), 12 % an Heliumkernen und 1 % an anderen, schwereren Elementen. Die Häufigkeitsverteilung entspricht mit einigen Ausnahmen der Materieverteilung in Sternen, so dass ein direkter oder indirekter stellarer Ursprung der kosmischen Strahlung anzunehmen ist.

Das Spektrum der geladenen kosmischen Strahlung kann ab einer Energie von etwa 10^9 eV durch ein Potenzgesetz beschrieben werden:

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (2.1)$$

Für Energien $E < 4 \cdot 10^{15}$ eV hat der Spektralindex einen Wert von $\alpha = 2.7$ und knickt im Bereich des sogenannten „Knies“ bei einer Energie von $E \approx 4 \cdot 10^{15}$ eV auf $\alpha = 3.1$ ab. Für Energien $E > 3 \cdot 10^{18}$ eV flacht das Spektrum erneut auf einen Wert von $\alpha \approx 2.7$ ab („Knöchel“). Es gibt diverse Modelle zur Beschreibung dieses spektralen Verlaufs, wobei noch keines von ihnen experimentell bestätigt werden konnte (siehe [Röhring (2000)] und Zitate hierin). Das Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Von besonderem Interesse sind die Ereignisse mit Teilchenenergien oberhalb von 10^{20} eV, von denen bislang nicht wesentlich mehr als zehn registriert worden sind. Die höchste je bestimmte Teilchenenergie - gemessen vom Fly's-Eye-Detektor in Utah - betrug $3.2 \cdot 10^{20}$ eV ≈ 51 J [Bird et al. (1994)]. Die Reichweite geladener Teilchen mit entsprechend hoher Energie sollte wegen des stark steigenden Wirkungsquerschnittes von Streuprozessen mit den Photonen der kosmischen 3 K-Hintergrundstrahlung auf einige 10 Mpc begrenzt sein. Man spricht vom „Greisen-Zatsepin-Kuzmin“-*Cutoff* (GZK-*Cutoff*). Da auf der anderen Seite bei derartig hohen Energien und entsprechend geringen Distanzen keine große Ablenkung im galaktischen Magnetfeld stattfindet, sollte eine eindeutige Identifizierung der Quelle mit astronomischen Objekten in unserer Nachbarschaft möglich sein. Dies ist jedoch noch nicht gelungen, so dass die Herkunft der Teilchen mit höchsten

Energien noch nicht geklärt ist. Einen weiteren Ansatz zur Suche der Beschleuniger geladener Teilchen der höchsten Energien bildet die TeV- γ -Astronomie: Durch Wechselwirkungen der geladenen, ultrahochenergetischen Teilchen mit dem Hintergrundstrahlungsfeld (*GZK-Cutoff*) werden intergalaktische Kaskaden ausgelöst, die u.a. hochenergetische γ -Photonen enthalten; diese könnten aus der entsprechenden Richtung der Quelle der ultrahochenergetischen Teilchen nachgewiesen werden [Horns (2000)].

2.1.2 Quellen der kosmischen Strahlung

Die Suche nach den Quellen der kosmischen Strahlung gehört zum Bereich der Teilchenastrophysik. Für ungeladene Teilchen, wie beispielsweise Photonen, Neutronen und Neutrinos, ist die Zuordnung zu einer entsprechenden kosmischen Quelle direkt aus der Einfallsrichtung ableitbar. Dies ist jedoch im Fall von Neutrinos aufgrund des im Vergleich zu anderen Wechselwirkungen sehr kleinen Wirkungsquerschnittes der schwachen Wechselwirkung - und damit verbunden sehr geringen experimentellen Zählstatistiken - recht schwierig und bislang ohne signifikantes Ergebnis verlaufen. Bei Neutronen ergibt sich das Problem, dass sie aufgrund ihrer für astronomische Maßstäbe kurzen Lebensdauer von etwa 887 s im Ruhesystem nicht im Stande sind, große kosmische Distanzen zurückzulegen. Eine Ausnahme bilden extrem hochenergetische Neutronen ab $E \approx 10^{18}$ eV, deren Lebensdauer sich durch entsprechend hohe Lorentz-Faktoren im System des Beobachters so stark verlängern kann, dass die Distanzen zu benachbarten galaktischen Objekten zurückgelegt werden können. Der Fluss solcher sehr hochenergetischer Neutronen wäre jedoch für einen effektiven Nachweis viel zu gering. Es verbleiben die Photonen, die sich beim augenblicklichen technischen Stand der Experimente am besten für die TeV-Astronomie eignen.

Da an den Erzeugungsstätten der geladenen kosmischen Strahlung - beispielsweise durch Proton-Proton-Stöße und den anschließenden Zerfall der hierbei entstehenden π^0 -Mesonen in zwei γ -Photonen - auch mit der Aussendung hochenergetischer γ -Photonen zu rechnen ist, können Beschleuniger der geladenen kosmischen Strahlung auch indirekt über die Messung der γ -Photonen erkannt werden.

Hochenergetische γ -Photonen können in geeigneter Umgebung auch durch Brems- oder Synchrotron-Strahlung oder durch inverse Compton-Streuung von hochenergetischen Elektronen entstehen. Bei der inversen Compton-Streuung wird ein hochenergetisches Elektron an einem niederenergetischen Photon, z.B. der 3 K-Hintergrundstrahlung, gestreut, was zum Energieübertrag auf das Photon führt.

Galaktische Quellen

Die Energiedichte der geladenen kosmischen Strahlung beträgt $\varrho \approx 1 \text{ eV cm}^{-3}$. Da die geladenen Teilchen die Milchstraße - abhängig von ihrer Energie - nach etwa $\tau \approx 6 \cdot 10^6$ Jahren verlassen, muss die entsprechende Gesamtenergie durch geeignete galaktische Quellen nachgeführt werden. Die Leistung ergibt sich zu $L = 5 \cdot 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ [Klapdor-Kleingrothaus (1997)].

Eine potentielle Quelle, die derartige Energien freisetzen kann, sind Supernova-Explosionen. Es wird in unserer Galaxie im Schnitt alle 30 Jahre eine Supernova-Explosion erwartet, bei der jeweils etwa 10^{51} erg an Gesamtenergie freigesetzt werden. Die entsprechende Leistung ergibt sich somit zu $10^{42} \text{ erg s}^{-1}$. Für die Beschleunigung hochenergetischer Teilchen würde also schon eine Effizienz von etwa 10 % ausreichen, um die beobachtete Energiedichte der geladenen kosmischen Strahlung zu erklären.

Das gängigste Modell zur Erzeugung hochenergetischer Teilchen in Supernova-Überresten (SNR = *Super Nova Remnant*) ist die Beschleunigung an Schockfronten, die entstehen, wenn sich Materie mit Überschallgeschwindigkeit $\vec{v}$ ins interstellare Medium ausbreitet. Durch eine Schockfront verdichtet sich die Materie und das an sie gebundene Magnetfeld. Hieran können geladene Teilchen der Energie E streuen, was im Mittel zu einem Energiegewinn des Teilchens führt. Man spricht von der Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung, die eine Erweiterung des Modells von Fermi der stochastischen Beschleunigung, auch Fermi-Beschleunigung 2. Ordnung genannt, an magnetischen Irregularitäten in galaktische Molekülwolken ist [Fermi (1949)].

$$\begin{aligned} \text{Fermi-Beschleunigung 2. Ordnung:} & \quad \frac{dE}{dt} \propto \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot E \\ \text{Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung:} & \quad \frac{dE}{dt} \propto \left(\frac{v}{c}\right) \cdot E \end{aligned} \quad (2.2)$$

Durch mehrmaliges Durchlaufen einer Schockregion wiederholt sich der Beschleunigungsprozess, wobei die Wahrscheinlichkeit des Verlassens der Schockregion mit steigender Anzahl n an Beschleunigungszyklen wächst. Dies führt auf ein Energie-Spektrum der beschleunigten Teilchen, das sich durch ein Potenzgesetz beschreiben lässt. Die unter realistischen Bedingungen maximal erreichbaren Teilchenenergien liegen im Bereich von etwa 100 TeV.

Eines der Hauptziele der TeV- γ -Astronomie ist es, potentielle Beschleuniger hochenergetischer, geladener Teilchen durch die Messung von hochenergetischen γ -Photonen indirekt nachzuweisen. Der Supernova-Überrest Cassiopeia A in der Nordhemisphäre gilt als aussichtsreicher Kandidat, der mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System mit einer Signifikanz von 4.9σ beobachtet wurde [Aharonian et al. (2001)]. Auf der Südhemisphäre wurde der Supernova-Überrest SN1006 vom CANGAROO Teleskop in Australien als TeV- γ -Quelle identifiziert [Tanimori et al. (1998)], jedoch noch nicht von einem anderen Experiment bestätigt.

Der Crab-Nebel in der Nordhemisphäre, bei dem es sich um einen Pulsar¹ im Supernova-Überrest (Plerion) handelt, gilt als gesicherte TeV- γ -Quelle und dient wegen seines gut bekannten Potenzspektrums mit einem Spektralindex von $\alpha = 2.59 \pm 0.08$ und nahezu konstantem Fluss als Standardkerze in der TeV- γ -Astronomie [Aharonian et al. (2000)]. Die Erzeugung der TeV- γ -Photonen findet im Fall des Crab-Nebels mit hoher Wahrscheinlichkeit durch Synchrotron-Strahlung und anschließendem inversen Compton-Effekt in der Nebelregion von einem in der Pulsarumgebung beschleunigten Elektronenstrahl statt.

Auch isolierte Pulsare stellen eine mögliche galaktische Quelle hochenergetischer γ -Strahlung dar, da die Rotationsenergie eines Pulsars im Bereich von 10^{53} erg ebenfalls in verschiedenen Modellen zur Beschleunigung hochenergetischer Teilchen verwandt werden kann. Die zur Zeit diskutierten Modelle der hochenergetischen γ -Strahlung von Pulsaren (*polar cap* und *outer gap*) sagen aber ein starkes Abfallen des Spektrums bei Energien von einigen 10 GeV voraus, was einem Energiebereich entspricht, der in der Gegenwart weder von Satelliten-Experimenten noch von Cherenkov-Teleskopen mit genügender Sensitivität erschlossen werden kann. Die entsprechenden Messungen werden erst mit den Cherenkov-Teleskopen der nächsten Generation (CANGAROO-III, H.E.S.S., MAGIC, VERITAS etc.) möglich sein.

Beim Neutronenstern Her X-1 des in dieser Arbeit untersuchten Röntgendoppelsternsystems handelt es sich ebenfalls um einen Pulsar. Dieser bezieht durch Materieakkretion vom Begleitstern zusätzliche Energie (siehe Unterkapitel 3.1), was weitere Möglichkeiten auf effiziente Beschleunigungsmechanismen hochenergetischer Teilchen eröffnet (siehe Unterkapitel 3.3).

Weitere potentielle galaktische Quellen hochenergetischer γ -Strahlung sind junge, offene Sternhaufen, in denen sich durch starke Sternwinde junger Sterne ins interstellare Medium ebenfalls Schockfronten ausbilden können. Bislang wurden jedoch keine Anzeichen einer entsprechenden TeV- γ -Emission gefunden [Tluczykont et al. (2001a)].

Extragalaktische Quellen

Einige extragalaktische Objekte stellen ebenfalls Quellen hochenergetischer γ -Strahlung dar. Bei Aktiven Galaktischen Kernen (AGN = *Active Galactic Nuclei*) ist ein Großteil der gesamten Leuchtkraft auf ein relativ kompaktes Zentralgebiet der entsprechenden Galaxie konzentriert. Dies wird in den gängigsten Modellen durch ein supermassives Schwarzes Loch im Zentrum der Galaxie erklärt, um das sich in einer Akkretionsscheibe nachströmende Materie ansammelt. Häufig kommt es zur Ausbildung eines gerichteten Plasmastrahls (*Jet*), der nahezu senkrecht auf der Ebene der Akkretionsscheibe steht und in dem durch Beschleunigungsprozesse hochenergetische Teilchen erzeugt werden können. Zeigt der Materiestrahl in Richtung des Beobachters spricht man von einem Blazar. In diesem Fall ist eine Beobachtung hochenergetischer γ -Photonen möglich. AGN zeigen starke Variabilitäten im Röntgen- und γ -Bereich auf Zeitskalen von Stunden bis Tagen, was ebenfalls auf ein sehr kompaktes Emissionsgebiet der primären geladenen Teilchen schließen lässt.

Bislang sind zwei Kandidaten dieser Objektklasse eindeutig als Quellen hochenergetischer γ -Strahlung etabliert: Die von der Whipple-Gruppe entdeckten Blazare Markarian-501 mit einer Rot-

¹Ein Pulsar ist ein rotierender Neutronenstern, der einen gerichteten Strahl von Photonen und geladenen Teilchen emittiert. Auf die Physik der Pulsare wird in Unterkapitel 3.1 genauer eingegangen.

verschiebung² von $z = 0.034$ und Markarian-421 mit einer Rotverschiebung von $z = 0.030$. Beide Objekte wurden durch Messungen mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System bestätigt [Bradbury et al. (1997), Petry et al. (1996)]. Erst kürzlich ist ein drittes Objekt sowohl vom Whipple-Teleskop [Horan et al. (2001)], als auch vom HEGRA-Teleskop-System nachgewiesen worden, der Blazar 1ES1426, dessen Messung wegen der großen Entfernung von $z = 0.129$ sehr interessant ist: Durch energieabhängige Absorptionsreaktionen $\gamma + \gamma_{\text{CIB}} \rightarrow e^+e^-$ zwischen Quellphoton γ und einem Photon des kosmischen Infrarotstrahlungsfeldes γ_{CIB} wird die Form des gemessenen Spektrums deutlich beeinflusst (CIB = *Cosmic Infrared Background*). Hieraus lassen sich bei entsprechenden Annahmen über das Quellspektrum die entsprechenden CIB-Modelle überprüfen und umgekehrt.

Ein weiterer, aussichtsreicher Kandidat eines TeV- γ -emittierenden AGN ist der Blazar 1ES1959, der sich mit $z = 0.048$ ebenfalls in einer relativ großen Entfernung befindet und so die Lücke zwischen den beiden nahen Blazaren Markarian-501 und Markarian-421 und dem weiter entfernten Blazar 1ES1426 schließen würde.

Große Radiogalaxien oder -galaxienhaufen, wie beispielsweise Cygnus A oder der Coma-Cluster, wurden bislang ohne positives Ergebnis auf hochenergetische γ -Emission im TeV-Bereich untersucht [Götting et al. (2001)].

2.2 Luftschaer und Emission von Cherenkovlicht

2.2.1 Entstehung eines Luftschaers

Wie schon zu Beginn dieses Kapitels erwähnt, lösen hochenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung beim Auftreffen auf die Erdatmosphäre einen ausgedehnten Luftschaer aus. Hierzu ist prinzipiell jede Teilchenart in der Lage. Die Entwicklung eines Luftschaers hängt hierbei von der Art der Wechselwirkung (stark, schwach oder elektromagnetisch) des entsprechenden Teilchens mit den Bestandteilen der Erdatmosphäre ab.

Wegen des im Vergleich zur starken und elektromagnetischen Wechselwirkung auch bei hohen Energien relativ kleinen Wirkungsquerschnitts der schwachen Wechselwirkung, soll auf entsprechend ausgelöste Luftschaer im Folgenden nicht weiter eingegangen werden.

Photonen, die nur der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen, lösen einen elektromagnetischen Schauer aus. Bei Protonen und anderen Kernen leichter Atome dominiert der Wirkungsquerschnitt der starken Wechselwirkung, so dass diese einen hadronischen Schauer auslösen.

Die Schauerachse eines Luftschaers ist durch die Flugrichtung des den Schauer auslösenden Primärteilchens definiert. Der Schnittpunkt der Schauerachse mit der Beobachtungsebene wird als Schauerauftreffpunkt oder Kernort bezeichnet. Die wichtigsten Charakteristika zur Beschreibung eines Luftschaers sind:

- **Eindringtiefe des Schauermaximums:** Im Schauermaximum ist die maximale Anzahl an Schauerteilchen erreicht. Die Eindringtiefe dieses Maximums hängt von der Energie und der Art des Primärteilchens ab, unterliegt jedoch auch statistischen Schwankungen.
- **Lateralverteilung:** Die Lateralverteilung der Sekundärteilchen um die Schauerachse hängt neben der Energie und der Art des Primärteilchens auch vom zeitlichen Entwicklungsstadium des Schauers ab.
- **Longitudinalverteilung:** Die Longitudinalverteilung beschreibt die Verteilung der Sekundärteilchen in Abhängigkeit der Höhe.

Bei der TeV- γ -Astronomie bilden die hadronisch induzierten Schauer den zu unterdrückenden Untergrund der untersuchten γ -Schauer, wobei letztere in der Regel zahlenmäßig nur einen kleinen Anteil der messbaren Schauer ausmachen. Nur bei stark emittierenden Quellen (z.B. Crab, Markarian-421 und Markarian-501) kann der Anteil der γ -Photonen aus dem entsprechenden Raumwinkel den

²Für $z \ll 1$ ist die Rotverschiebung z ein in der Astronomie gebräuchliches, direkt bestimmbares Maß für große Entfernungen, bei denen sich die Expansion des Universums schon merklich auf die gemessenen Wellenlängen eines emittierenden Objektes auswirkt: Identifizierbare Emissions- oder Absorptionslinien eines Spektrums werden wegen des Dopplereffektes rotverschoben.

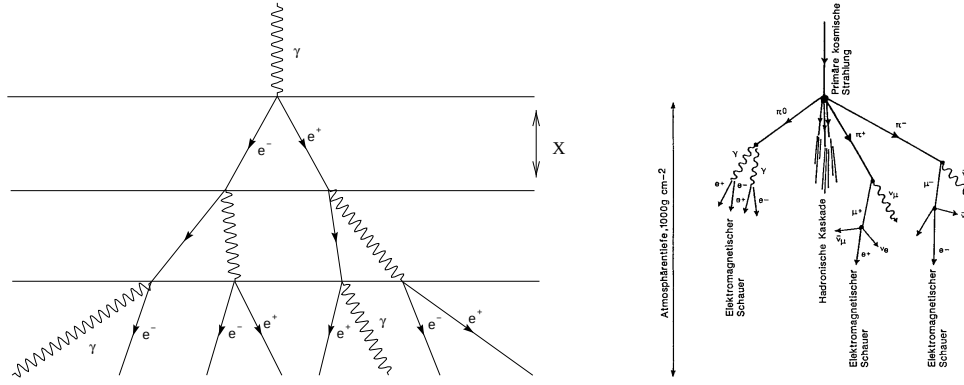


Abbildung 2.2: *Links:* Schematische Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers nach dem Modell von [Heitler (1954)]. *Rechts:* Die Entwicklung eines hadronischen Schauers mit hadronischem, myonischem und elektromagnetischem Anteil. Die Abbildung entstammt aus [Klapdor-Kleingrothaus (1997)].

Anteil der Hadronen übersteigen. Zur Unterscheidung zwischen von γ -Photonen bzw. Hadronen induzierten Ereignissen ist es zunächst notwendig, sich mit einigen Eigenschaften von elektromagnetischen und hadronischen Schauern zu beschäftigen.

Elektromagnetische Schauer

Trifft ein hochenergetisches Photon auf die Atmosphäre, so entsteht aus ihm im Coulomb-Feld eines Atomkerns ein Elektron-Positron-Paar. Die Erzeugung anderer Lepton-Antilepton-Paare ist im Vergleich zur Elektron-Positron-Paarbildung für die folgenden Betrachtungen vernachlässigbar. Die Paarerzeugung dominiert bei hohen Photonenenergien völlig, so dass andere Primärreaktionen, wie beispielsweise der Compton-Effekt, ebenfalls vernachlässigt werden können. Die Beteiligung eines Atomkerns an der Paarerzeugung ist nötig, um die Impulserhaltung der Reaktion zu gewährleisten. Das aus der Paarbildung hervorgegangene Elektron-Positron-Paar erzeugt seinerseits durch Bremsstrahlung Photonen, so dass es zur Ausbildung einer elektromagnetischen Kaskade kommt. Bei der Bremsstrahlung wird ein geladenes Teilchen der Ruhemasse m_0 und Energie E im Coulombfeld eines Atomkerns unter Emission von γ -Quanten abgebremst. Der Energieverlust des geladenen Teilchens ist proportional zu $(E/m_0c^2)^4$ und damit besonders für Teilchen mit geringer Ruhemasse (z.B. Elektronen) effektiv. Definiert man die materialabhängige Strahlungslänge X_0 als den Abstand x im durchdrungenen Material, gemessen in g/cm^2 , nach dem die Energie des geladenen Teilchens um den Faktor e abgenommen hat, so kann man für den Energieverlust der Bremsstrahlung schreiben:

$$-\frac{dE}{dx} \approx \frac{E}{X_0} \quad \Leftrightarrow \quad E(x) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right) \quad (2.3)$$

Im Medium Luft ist $X_0 \approx 37 \text{ g/cm}^2$. Die mittlere Strahlungslänge X_p , die ein γ -Photon im gleichen Medium zurücklegt, bevor es im Feld eines Atomkerns ein Elektron-Positron-Paar erzeugt, ist mit der Strahlungslänge X_0 verknüpft:

$$X_p = \frac{9}{7} X_0 \quad (2.4)$$

Die Teilchenzahl eines elektromagnetischen Luftschauers nimmt im Modell von [Heitler (1954)], in dem $X \equiv X_p = X_0$ gesetzt wird, exponentiell mit der Anzahl n der durchlaufenen Strahlungslängen zu (siehe Abbildung 2.2 links), wohingegen die mittlere Energie pro Teilchen entsprechend exponentiell mit n abfällt.

Erreicht die mittlere Sekundärteilchenenergie den Wert der kritischen Energie E_{krit} , die dadurch definiert ist, dass die Bremsstrahlungsverluste von Elektronen denen der Ionisation gleichen, ist das Schauermaximum erreicht. In der Atmosphäre liegt der Wert der kritischen Energie im Bereich von $E_{\text{krit}} \approx 84 \text{ MeV}$. Nach dem Schauermaximum unterschreiten immer mehr Teilchen die energetische Schwelle zur Produktion von neuen Sekundärteilchen, so dass der Schauer „ausstirbt“. Die

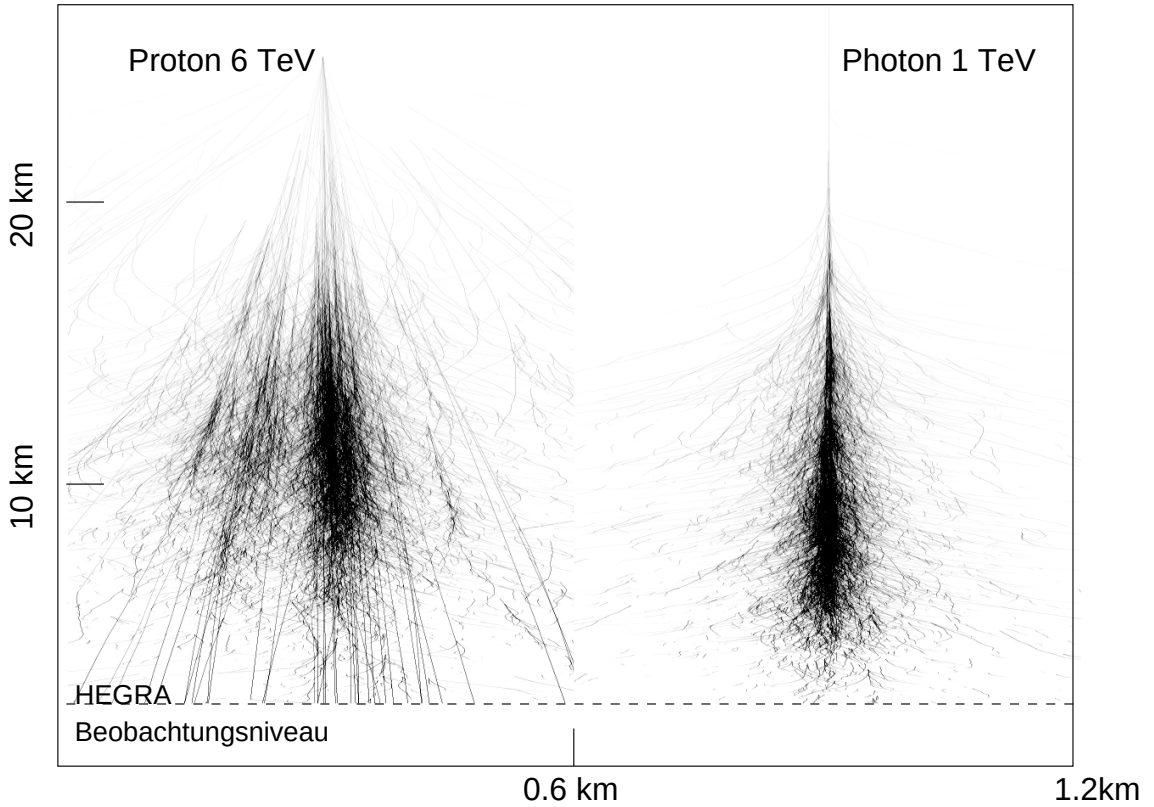


Abbildung 2.3: Zur Verdeutlichung des Unterschiedes zwischen γ - und hadroninduzierten Luftschauern. Dargestellt ist die Dichte der Cherenkovlicht-Emission eines hadronischen Schauers der Primärteilchenenergie von 6 TeV (links) und eines photonischen Schauers der Primärteilchenenergie von 1 TeV (rechts). Beim hadronischen Schauer ist deutlich die Ausbildung von elektromagnetischen Subkaskaden zu erkennen. Die Abbildung entstammt aus [Horns (2000)].

Eindringtiefe des Schauermaximums in die Atmosphäre ist in etwa proportional zum Logarithmus der Energie des Primärteilchens und liegt für einen 1 TeV-Schauer im Bereich von 10 km über NN.

Die laterale Verteilung der Elektronen und Positronen im elektromagnetischen Luftschauer kann durch die NKG-Funktion beschrieben werden [Greisen (1960)].

Hadronische Schauer

Bei der ersten Wechselwirkung eines hadronischen Schauers handelt es sich um einen inelastischen Streuprozess der starken Wechselwirkung, bei dem weitere Hadronen (Baryonen oder Mesonen) entstehen. Die schematische Darstellung der Teilkomponenten eines hadronischen Schauers ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Ein Teil der sekundären Hadronen führt weitere Streuungen der starken Wechselwirkung durch, was zur Ausbildung von hadronischen Kaskaden führt; dies ist jedoch nur solange möglich, bis die Sekundärteilchen die Energie von etwa 1 GeV im Laborsystem unterschreiten, welche der Minimalenergie der Mehrfachpionenerzeugung entspricht. Ein anderer Teil der sekundären Hadronen zerfällt nach kurzer Zeit durch die schwache oder elektromagnetische Wechselwirkung. So wandeln sich beispielsweise die häufig erzeugten neutralen Pionen nach einer Lebensdauer von $1.78 \cdot 10^{-16}$ s mit einer Wahrscheinlichkeit von 98.8 % in zwei Photonen um ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), die dann ihrerseits wieder elektromagnetische Subschauer auslösen.

Schwache Zerfälle geladener Mesonen führen zusätzlich zu einer Beimischung von Elektronen, Positronen und Myonen und den entsprechenden (Anti-)Neutrinos. So zerfallen beispielsweise die geladenen Pionen nach einer Lebensdauer von $2.55 \cdot 10^{-8}$ s in $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ und $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$. Die Myonen durchlaufen ihrerseits die schwachen Zerfallsprozesse $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ bzw. $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$, oder erreichen ab einer Energie von etwa 10 GeV die Erdoberfläche (die Lebensdauer des Myons im Ruhesystem beträgt $2.2 \cdot 10^{-6}$ s). Auch diese Elektronen können ihrerseits elektromagnetische Subschauer auslösen.

Ein hadronischer Schauer ist im Vergleich zu einem elektromagnetischen Schauer gleicher Energie in der Struktur wesentlich breiter und unregelmäßiger ausgebildet. Dies ist Abbildung 2.3 anhand der Cherenkovlicht-Emissionsdichte zu erkennen. Auch ist die atmosphärische Eindringtiefe bei hadronischen Schauern im Schnitt größer als bei γ -induzierten Schauern vergleichbarer Energie, da die hadronische Wechselwirkungslänge in etwa doppelt so groß wie die Strahlungslänge X_0 ist. Die Eindringtiefe unterliegt jedoch starken statistischen Schwankungen, wie dies beispielsweise auch bei den Schauern in Abbildung 2.3 der Fall ist.

2.2.2 Emission von Cherenkovlicht

In ausgedehnten Luftschauern entstehen eine Vielzahl neuer Teilchen, die die Energie des Primärteilchens forttragen. Je leichter die entsprechenden Sekundärteilchen sind, desto wahrscheinlicher ist es, dass sie sich mit einer Geschwindigkeit v fortbewegen, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit $c_a = \frac{c}{n_a}$ im Medium Atmosphäre. Hierbei ist $n_a = n_a(\varrho, \nu)$ der Brechungsindex der Atmosphäre, der neben der Dichte $\varrho(h)$ - und damit der Höhe h - von der Frequenz ν abhängt; c ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Ist das entsprechende Sekundärteilchen geladen (z.B. Elektron oder Positron), so kommt es in der Atmosphäre zur Abstrahlung von Cherenkovlicht der Frequenz ν in einem Kegel mit dem Öffnungswinkel θ_c gemessen zur Flugrichtung des Teilchens. Der Winkel θ_c variiert mit dem Brechungsindex $n_a(\varrho, \nu)$ der Atmosphäre und somit mit der Höhe h der Entstehung der Cherenkovphotonen:

$$\cos \theta_c(h, \nu) = \frac{1}{n_a(\varrho(h), \nu) \cdot \beta} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (2.5)$$

Das Cherenkovlicht wird in allen Frequenzen ν emittiert, für die die folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\beta > \frac{1}{n_a(\varrho(h), \nu)} \quad (2.6)$$

Wegen der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung $E^2 = m_0^2 c^4 + \vec{p}^2 c^2$ besitzen Teilchen mit einer geringen Ruhemasse m_0 im Vergleich zu Teilchen mit höherer Ruhemasse bei gleicher Energie E eine größere Geschwindigkeit $v = \frac{p}{m_0}$. Aus diesem Grunde emittieren vor allem Elektronen und Positronen entsprechender Energie Cherenkovlicht. Die Mindestenergie eines Teilchens $E_{\min}$ zur Cherenkovemission ist gegeben durch:

$$E_{\min} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (2.7)$$

Der Öffnungswinkel des Cherenkovlichtkegels beträgt für Elektronen an der energetischen Cherenkovschwelle in einer Höhe von 10 km ($E_{\min} \approx 40$ MeV) etwa $\theta_c \approx 0.7^\circ$ und liegt auf Beobachtungsniveau des HEGRA-Experiments von etwa 2 km über NN ($E_{\min} \approx 25$ MeV) im Bereich von $\theta_c \approx 1^\circ$ [Horns (2000)].

Durch Vielfachstreuung der Cherenkovlicht emittierenden Elektronen in verschiedenen Höhen wird am Boden eine Fläche mit dem Durchmesser von etwa 150 Metern (je nach Energie des Primärteilchens und Höhe des Beobachtungsortes) ausgeleuchtet. Bei einem elektromagnetischen Schauer der Primärteilchenenergie von 1 TeV werden in etwa 10^6 Cherenkovphotonen erzeugt. Das Spektrum des emittierten Cherenkovlichtes wird durch Absorptionseffekte in der Atmosphäre modifiziert und hat auf der Beobachtungshöhe des HEGRA-Experimentes von 2200 m über NN ein Maximum bei $\lambda_{\max} \approx 300$ nm.

2.3 Abbildung mit einem Cherenkov-Teleskop

Die vom Cherenkovlicht eines elektromagnetischen Luftschauers ausgeleuchtete Fläche am Boden entspricht von der Form annähernd einer Ellipse. Die Ausmaße dieser Ellipse hängen von der Energie und Einfallrichtung des Primärteilchens ab, sowie von der Höhe des Beobachtungsortes. Bei senkrechtem Einfall geht die Ellipse in einen Kreis über. Hadronische Schauer rufen wegen der stärker ausgeprägten Subkaskaden verglichen zu γ -induzierten Schauern wesentlich irregulärere Ausleuchtungen auf dem Boden hervor.

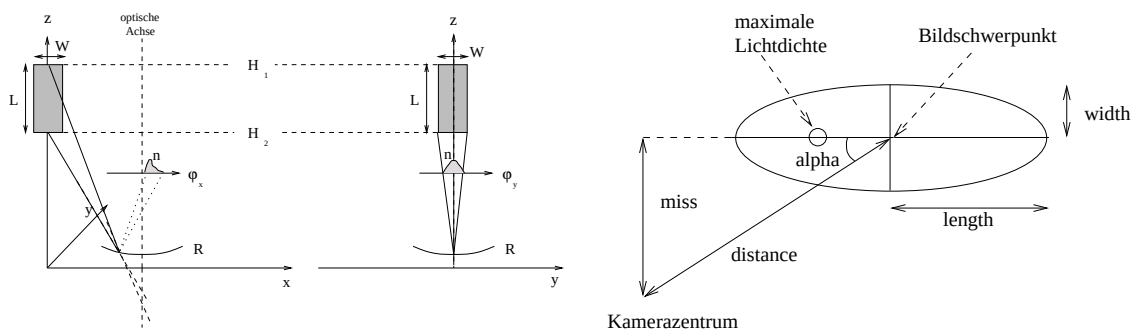


Abbildung 2.4: *Links*: Abbildung der lichtemittierenden Säule mit einem Cherenkov-Teleskop. *Rechts*: Die Definition der Hillas-Parameter *length*, *width*, *distance*, *alpha* und *miss* [Hillas (1985)] zur Beschreibung des elliptischen Schauer-Abbildes in der Kamera.

Das Gebiet der Cherenkovemission in der Atmosphäre kann durch eine dreidimensionale, lichtemittierende Säule beschrieben werden (siehe Abbildung 2.4, links). Diese wird von einem Cherenkovteleskop in der Brennebene abgebildet, in der sich in der Regel eine Photovervielfacher-Kamera befindet, sofern sich das Teleskop in dem auf der Erdoberfläche ausgeleuchteten Cherenkovlichtkegel befindet und sich der Schauer im Gesichtsfeld der Kamera entwickelt. Damit ein Schauer im Gesichtsfeld der Kamera abgebildet wird, darf die Ausrichtung der optischen Achse des Teleskops nur um einen entsprechend geringen Betrag von der Orientierung der Schauerachse abweichen.

Das Abbild in der Kamera entspricht ebenfalls der Form einer ausgefüllten Ellipse (zweidimensionale Projektion der Emissionsregion des Cherenkovlichtes). Die Größe und die Lage in der Kameraebene, sowie die Lichtintensitätsverteilung hängen vom Winkel zwischen der Schauerachse des Primärteilchens und der optischen Achse des Teleskops, der Energie des Primärteilchens und dessen Art, sowie dem Auftreffpunkt des Schauers in der Beobachtungsebene (Kernort) ab. Die geometrische Beschreibung des elliptischen Bildes geschieht in einem geeigneten, zweidimensionalen Koordinatensystem durch die Hillas-Parameter [Hillas (1985)]. Die Ellipse wird parametrisiert durch die Länge (*length*) und die Breite (*width*), den Abstand des Bildschwerpunktes vom Kamerazentrum (*distance*) und dem Winkel (*alpha*) zwischen der Geraden der verlängerten großen Halbachse, auf der die Schauereinfallsrichtung liegt, und dem Vektor *distance*. Diese Ellipsenparameter sind in Abbildung 2.4 rechts dargestellt. Der Ursprung dieses Koordinatensystems entspricht hierbei dem Schnittpunkt der optischen Achse mit der Kameraebene. Wird ein Schauer abgebildet, dessen Richtung parallel zur Ausrichtung der optischen Achse des Teleskops liegt, so verläuft die verlängerte große Halbachse der Ellipse durch das Kamerazentrum, was gleichbedeutend ist mit $\alpha=0$. Trifft der Schauerkern genau am Standort des abbildenden Teleskops auf, so geht die Ellipse in einen Kreis über.

2.4 Das HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System

Die HEGRA-Kollaboration betreibt auf der kanarischen Insel La Palma auf dem Roque de los Muchachos (17°53' W, 28°45' N, 2200 m über NN) sechs abbildende atmosphärische Cherenkov-Teleskope (IACTs = *Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes*). Die Teleskope werden mit CT1 bis CT6 bezeichnet. Eines von ihnen ist in Abbildung 2.5 links dargestellt. Fünf der Teleskope (CT2 bis CT6, im Folgenden als CT-System bezeichnet) sind zu einem System zusammengeschlossen, mit dem ein Luftschauer aus verschiedenen Perspektiven stereoskopisch beobachtet werden kann [Daum et al. (1997)]. Diese Kombination mehrerer Cherenkov-Teleskope zu einem stereoskopischen System wurde erstmals von der HEGRA-Kollaboration erprobt und durchgeführt. Das CT1 wird als Einzelteleskop betrieben und ist nicht Gegenstand dieser Arbeit, da alle analysierten Daten mit dem CT-System genommen worden sind. Die Energieschwelle des CT-Systems liegt für Beobachtungen nahe des Zenit bei $E_{\text{Schw}} > 500 \text{ GeV}$.

Jedes der Systemteleskope (CT2 bis CT6) besteht aus einer 8,5 m² großen, segmentierten Spiegelfläche. Die Brennweite des im Davies-Cotton-Design aus 30 Einzelspiegeln zusammengesetzten Gesamtspiegels beträgt 5 m. Das Cherenkovlicht wird von einer Kamera gemessen, die sich in der Brennebene des Teleskops befindet und aus 271 hexagonal angeordneten Photovervielfachern (PM



Abbildung 2.5: *Links:* Das HEGRA-Cherenkov-Teleskop CT2. Zu erkennen ist die Anordnung der Einzelspiegel im Davies-Cotton-Design, die PM-Kamera in der Fokalebene, sowie die Aufhängung in der Altitud- und Azimut-Achse. Im unteren, rechten Teil des Bildes ist die Hütte mit der Auslese- und Steuerungselektronik zu erkennen. *Rechts:* Die geöffnete Kamera, in der sich die 271 hexagonal angeordneten Photomultiplier befinden.

= *Photomultiplier*) besteht. Die maximale Sensitivität der PM liegt im Wellenlängenbereich von 300 – 450 nm und ist damit an das Cherenkovspektrum von Luftschauern auf Beobachtungshöhe des HEGRA-Experiments angepasst. Das Gesichtsfeld eines einzelnen PM beträgt 0.25° und das der gesamten Kamera 4.3° . Die geöffnete Kamera eines CTs ist in Abbildung 2.5 rechts dargestellt. Um die Lichtquantenausbeute der Kamera zu erhöhen, werden durch ein spezielles Eintrittsfenster aus hexagonalen Lichttrichtern die effektiven Lichtsammelflächen der einzelnen PM vergrößert. Jeder PM wird mit einer individuellen Hochspannung versorgt und ist einzeln auslesbar. Die Ausrichtung der System-Teleskope am Himmel geschieht durch eine Altitud- und eine Azimut-Achse, die jeweils durch einen Schrittmotor gesteuert werden. Bei den nächtlichen Beobachtungen werden die Teleskope dem beobachteten Objekt am Himmel automatisch nachgeführt, um die Erdrotation auszugleichen.

2.4.1 Datennahme und Ausleseelektronik

Teleskop- und Systemtrigger

Das nachzuweisende Cherenkovlicht besitzt eine sehr geringe Intensität, sowie eine sehr kurze Dauer von etwa 10 ns und hebt sich daher in der Messung nicht stark vom Nachthimmelsleuchten, atmosphärischem Streulicht und dem Rauschen der Ausleseelektronik ab. Aus diesem Grund soll die Datenauslese nur durch eine sinnvolle Triggerbedingung gestartet werden. Es wird hierfür zwischen Teleskop- und Systemtrigger unterschieden.

- **Teleskoptrigger:** Der lokale Teleskoptrigger wird ausgelöst, wenn mindestens zwei benachbarte Pixel in einem Zeitfenster von 12 ns eine Mindestlichtmenge von 8 Photoelektronen messen. Die Wahrscheinlichkeit, dass es sich hierbei um einen Nachweis von Cherenkovlicht handelt, das in der Kameraebene in Form einer zusammenhängenden Ellipse abgebildet wird, ist bei zwei (oder mehr) benachbarten Pixeln zwar hoch, kann aber dennoch durch eine zufällige Koinzidenz vorgetäuscht werden.
- **Systemtrigger:** In einer zweiten Triggerstufe wird daher gefordert, dass innerhalb eines zenitwinkelabhängigen Zeitfensters von etwa 60 ns mindestens zwei Teleskoptrigger verschiedener CTs in der Zentralelektronik registriert werden. Erst dann beginnt die Auslese und Digitalisierung des entsprechenden Ereignisses.

Mit dem Systemtrigger wird eine Nummer an jedes Teleskop verschickt, die eine spätere Identifizierung des gemessenen Ereignisses ermöglicht. Die durchschnittliche Systemtriggerrate liegt für Beobachtungen bei kleinen Zenitwinkeln und guten Wetterbedingungen im Bereich von 16 Hz.

Signaldigitalisierung

Beim Eintreffen des Systemtriggers werden die Rohdaten der einzelnen Kamerapixel eines CTs ausgelesen und mittels eines schnellen Analog-zu-Digital-Wandlers (FADC = *Flash Analog to Digital Converter*) mit einer Abtastrate von 120 MHz digitalisiert: Es wird für jedes ausgelesene Pixel der zeitliche Amplitudenverlauf (mittels eines Signalformers auf die Länge der Abtastfrequenz des FADCs gedehnt und anschließend digital zurückgefaltet) in 16 Zeitbins à 8.34 ns abgespeichert. Die Auslese beginnt 3 bis 4 Zeitbins vor dem Ansteigen der Signalamplitude, so dass die ersten beiden Zeitbins für die Bestimmung der Nulllinie des FADCs herangezogen werden können. Die Nulllinie wird zusätzlich alle zwei Minuten durch zufällige Auslese der FADC-Kanäle bestimmt.

Damit die Datenmenge nicht zu groß wird, werden nur die Amplitudenverläufe der Pixel aufgezeichnet, in denen die Amplitude in mindestens einem Zeitbin die nominelle Nulllinie um eine digitale Einheit überschreitet.

Eine genaue Beschreibung der Ausleseelektronik des CT-System ist in [Heß (1998)] zu finden.

Ankunftszeitbestimmung

Die Ankunftszeit des Signals im FADC wird durch Schwerpunktsbestimmung des maximalen Bins und dessen Nachbarn in der Amplitudenverteilung festgelegt. Die Laufzeiten von den Pixeln zum FADC unterscheiden sich jedoch leicht von Pixel zu Pixel, man spricht von der Verzögerung eines einzelnen Kanals. Gründe hierfür sind neben den elektronischen Bauteiltoleranzen auch die Hochspannungsabhängigkeit der Signallaufzeit bzw. der Signalentstehungszeit im PM (an jeden PM wird eine individuelle Hochspannung angelegt, um eine lineare Verstärkung der gesamten Kamera zu ermöglichen).

Man bestimmt daher unter Verwendung eines gepulsten Lasers in sogenannten *Laserruns* den Mittelwert der Ankunftszeiten aller Pixel: Der Laser dient zum Anregen eines Szintillators, der sich im Spiegelzentrum des Teleskops befindet und somit die Kamera homogen und zeitgleich ausleuchtet. Nun ist man in der Lage, die individuellen Laufzeiten zwischen Pixel und FADC relativ zum gemessenen Mittelwert anzugeben. Die so bestimmte Zeitverzögerung lässt sich nachträglich aus den Daten herauskorrigieren.

Datenkalibration

Da nicht alle Pixel ein gleiches physikalisches Verhalten zeigen (Lichtempfindlichkeit, Verstärkungsfaktor, Dunkelrauschen etc.) und auch die Signallaufzeiten in der Ausleseelektronik von Pixel zu Pixel verschieden sind, müssen entsprechende Unterschiede in der Datenkalibration ausgeglichen werden, so dass sich danach quantitative Aussagen über die eingetroffene Lichtmenge eines Pixels und die entsprechende Ankunftszeit machen lassen. Auch werden defekte Pixel, die die Messergebnisse verfälschen würden, vor der Analyse der Daten erkannt und ausgeschlossen.

Die Kalibration erfolgt anhand der Rohdaten und der zuvor erwähnten *Laserruns*. Defekte oder anfällige Pixel äußern sich beispielsweise durch zu häufiges Triggern, sehr geringe oder nicht vorhandene Laseramplituden, anormale Form der Amplitudenverteilung oder sehr breite Verteilung der Signallaufzeiten. Auch die korrekte Positionierung der Teleskope und die Funktionsweise der Uhren (Computer-, Rubidium- und GPS-Uhr) werden im Rahmen der Kalibration überwacht.

2.4.2 Stereoskopische Schauerrekonstruktion

Vier der fünf Teleskope des HEGRA-CT-Systems befinden sich in den Ecken einer quadratischen Grundfläche mit der Kantenlänge von etwa 100 m. Das fünfte ist in der Mitte platziert. Durch diese Geometrie ist gewährleistet, dass die Detektorfläche möglichst groß und ein die Grundfläche teilweise ausleuchtender Schauer von möglichst vielen Teleskopen aufgezeichnet wird.

Durch die Kombination mehrerer Teleskope wird der Cherenkovlichtkegel eines Luftschauers aus mehreren Perspektiven stereoskopisch beobachtet, wodurch eine eindeutige Rekonstruktion der Schauerrichtung möglich wird: Durch die Kenntnis der genauen geometrischen Lage der Teleskope lassen sich die einzelnen Kamerabilder in ein gemeinsames Koordinatensystem transformieren, in dem die Bestimmung der Einfallrichtung des Schauers durchgeführt wird. Durch Bildung des

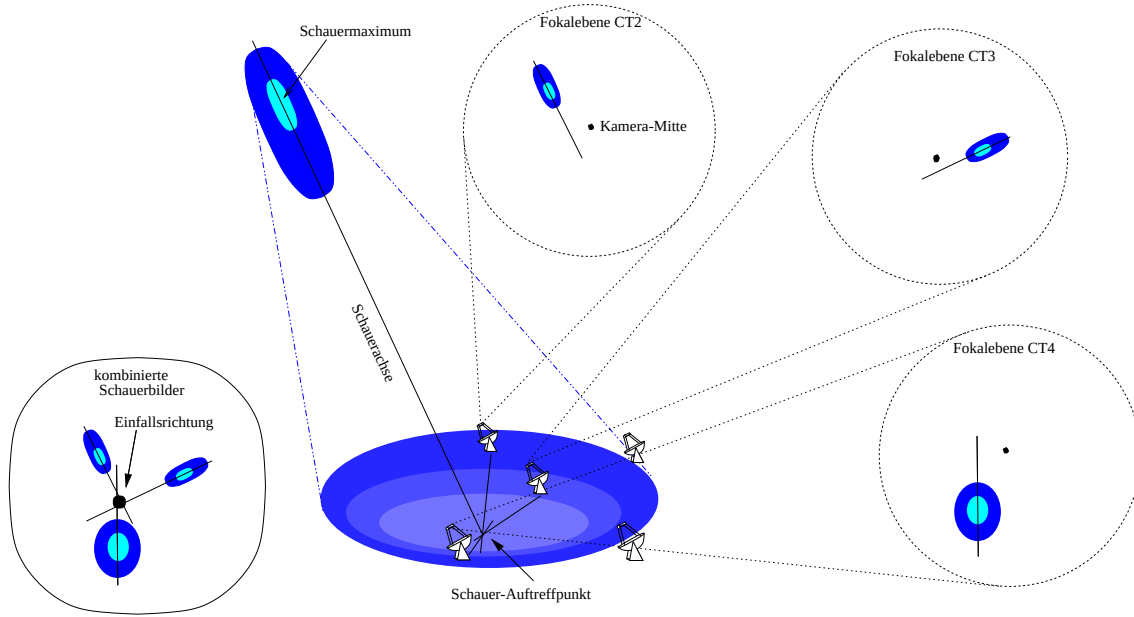


Abbildung 2.6: Die stereoskopische Beobachtung des Cherenkovlichtes eines Luftschauers mit dem HEGRA-CT-System. Drei der fünf Teleskope befinden sich im Cherenkovlichtkegel. Durch eine Überlagerung der einzelnen Kamerabilder in einem geeigneten Koordinatensystem lässt sich die Schauerrichtung und durch Schnittbildung der verlängerten großen Halbachsen der einzelnen Kamerabilder in der Beobachtungsebene der Schauer Auftreffpunkt (Kernort) rekonstruieren. Die Abbildung entstammt aus [Horns (2000)].

Schnittpunktes der großen Halbachsen der Ellipsen der einzelnen Kamerabilder in der Beobachtungsebene lässt sich der Auftreffpunkt des Schauers (Kernort) bestimmen, so dass die Schauer-geometrie vollständig beschrieben ist. Dies ist schematisch in Abbildung 2.6 dargestellt. Die so mit dem CT-System erreichbare Winkelauflösung pro Ereignis beträgt $\sigma \approx 0.1^\circ$ [Horns (2000)].

Da schon zwei Teleskope zur eindeutigen Bestimmung von Schauerrichtung und Kernort ausreichen, dienen die weiteren der Verbesserung der Richtungsauflösung. Im Gegensatz zur stereoskopischen Beobachtung ist bei einem Einzelteleskop die Einschränkung der Schauerrichtung nur auf eine Ebene möglich.

Bevor die ersten und zweiten Momente eines Kamerabildes zur Bestimmung der Bildparameter berechnet werden, müssen die Daten von Bildpunkten befreit werden, die offensichtlich nicht mit dem Abbild des Schauers assoziiert sind. Dies geschieht im sogenannten *tailcut*, in dem isoliert auftretende Pixel mit einer entsprechenden Photostrom-Schwelle verworfen werden. Auch Bildpunkte, die an die Bildfläche angrenzen und eine bestimmte, zweite Schwelle unterschreiten, werden verworfen. Die Summe der Photoelektronen der verbleibenden Pixel (*size*) geht zusammen mit dem rekonstruierten Schauerabstand vom Teleskop und der Position des Schauermaximums in der Atmosphäre in die Bestimmung der Energie des entsprechenden Primärteilchens ein. Hiermit kann eine Energieauflösung von typischerweise $\Delta E/E \leq 20\%$ erreicht werden.

In der Regel werden die Beobachtungen mit dem CT-System im sogenannten *Wobble*-Modus durchgeführt, bei dem die Cherenkov-Teleskope so positioniert werden, dass die optischen Achsen um 0.5° in Deklination vom Richtungsvektor des zu beobachtenden Objektes abweichen. Hierdurch ist wegen des großen Gesichtsfeldes der Kamera von 4.3° eine gleichzeitige Beobachtung von Quell- und Untergrundregion möglich, wobei diese in geometrisch gleichwertigen Bereichen der Kamera liegen.

Bei ausgedehnten Quellen wird ein größerer Teil des Kameragesichtsfeldes für die Quellregion benötigt, so dass die Untergrundbeobachtungen aus einer Referenzregion in zeitlich separaten Datenaufnahmezyklen durchgeführt werden (*ON/OFF*-Beobachtungen).

2.4.3 γ -Hadron-Separation

Für die γ -Astronomie ist eine Unterdrückung des isotrop einfallenden, hadronischen Untergrundes unverzichtbar. Eine Trennung ist durch Schnitte auf die rekonstruierte Herkunftsrichtung eines Ereignisses, sowie auf die Bildparameter möglich: Wegen der guten Winkelauflösung des CT-Systems kann die Quellregion bei einer beobachteten Punktquelle auf Bereiche $\Delta\theta < 0.14^\circ$ um die Quellposition eingeschränkt werden. Dies hat im Falle eines Signals schon eine deutliche Anreicherung von photonischen Ereignissen im Datensatz relativ zu den hadronischen Ereignissen zur Folge. $\Delta\theta$ ist hierbei der Winkel zwischen rekonstruierter Schauerrichtung und nomineller Quellposition am Himmel. Bei der Suche nach diffusem Fluss hochenergetischer γ -Photonen oder ausgedehnten Quellen ist ein Winkelschnitt in dieser einfachen Form nicht mehr anwendbar.

Wie schon in Unterkapitel 2.2 erwähnt, unterscheiden sich γ -induzierte Luftschauer von hadronisch induzierten u.a. in ihrer Cherenkovlicht-Emission. Dies spiegelt sich auch in den im vorigen Unterkapitel eingeführten Bildparametern wieder, so dass hierdurch eine statistische Trennung zwischen hadronischen und γ -Schauern möglich wird. Am besten eignet sich hierfür die Bildbreite (*width*) einer Ellipse. Diese wird zunächst in eine skalierte Bildbreite (*scaled width*) korrigiert, in der die Abhängigkeit der Breite von der Energie des Primärteilchens und dem Schauerauftreffpunkt, bzw. dessen Entfernung vom jeweiligen Teleskop, berücksichtigt wird: Je weiter entfernt ein Schauer vom Teleskop auftritt, desto kleiner wird die Bildbreite der entsprechend abgebildeten Ellipse, da die Lichtintensität der auf dem Erdboden ausgeleuchteten Fläche in den Randgebieten abnimmt; dies führt zu einer Verkleinerung des Ellipsenbildes in der Kamera. Dieser Effekt kann bei der stereoskopischen Beobachtung wegen des bestimmbareren Abstandes des Schauerauftreffpunktes vom jeweiligen Cherenkov-Teleskop durch Vergleich mit *Monte-Carlo*-Daten γ -induzierter Schauer korrigiert werden. Die mittlere skalierte Bildbreite (*mscw* = *mean scaled width*), auf die bei der Datenauswertung geschnitten wird, wird bei der stereoskopischen Beobachtungen aus Mittelung der einzelnen skalierten Bildbreiten der Teleskope erhaltenen.

Die *mscw*-Verteilung für elektromagnetische und hadronische Schauer ist leicht zenitwinkelabhängig und für den Fall $z = 0 - 10^\circ$ aus Daten des Crab-Nebels in Abbildung 6.7 dargestellt.

Kapitel 3

Hercules X-1

Für die Auswertung der mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System genommenen Daten von Hercules X-1 (kurz Her X-1) ist es notwendig, sich etwas genauer mit dem untersuchten Objekt auseinanderzusetzen. Das Doppelsternsystem Hz Her/Her X-1 (oft auch nur als Her X-1 bezeichnet) weist eine Vielzahl von komplexen Phänomenen auf und ist ein seit langer Zeit in verschiedenen Energiebereichen beobachtetes Objekt.

Es wird zunächst in Unterkapitel 3.1 ein kurzer Überblick über die wichtigsten Phänomene und deren physikalische Hintergründe gegeben. Die theoretischen Beschreibungen werden begleitet von veranschaulichenden Darstellungen von Beobachtungen aus dem Röntgenbereich. Diese gemeinsame Behandlung von Theorie und experimentellen Ergebnissen erscheint im Rahmen der großen Menge an Phänomenen sinnvoller, als eine getrennte Abhandlung.

In den darauffolgenden Abschnitten wird ein Rückblick der bisherigen Messungen anderer Luftschauer-Experimente im hochenergetischen Bereich (Unterkapitel 3.2), sowie ein Überblick über die möglichen Erzeugungsmechanismen hochenergetischer Strahlung im Her-X-1-System gegeben (Unterkapitel 3.3). Die Reihenfolge der letzten beiden Unterkapitel entspricht hierbei dem zeitlichen Zustandekommen vieler Modelle, die oftmals auf konkreten, experimentellen Ergebnissen beruhen bzw. hierdurch motiviert waren.

3.1 Aufbau und Physik des Hz Her/Her X-1 Systems

3.1.1 Überblick

Der Pulsar Hercules X-1 (Her X-1, 4U1656+35) und der Haupttreihenstern Hz Herculis (Hz Her) als Begleiter bilden zusammen das Röntgen-Doppelsternsystem Hz Her/Her X-1, das sich in einer Entfernung von (6.6 ± 0.4) kpc befindet¹ [Reynolds et al. (1997)]. Eine schematische Darstellung des Systems ist in Abbildung 3.1 gegeben. Die Himmelskoordinaten sind $35^\circ 20' 33''$ Deklination und $16^h 57^m 50^s$ Rektaszension.

Der Pulsar Her X-1 besitzt eine Masse von $M_p = (1.5 \pm 0.3) M_\odot$ [Reynolds et al. (1997)]. Er ist nur im Röntgenbereich beobachtbar und wurde hier erstmals im Jahre 1972 mit dem UHURU-Satelliten entdeckt [Tananbaum et al. (1972)]. Die auf die Eigenrotation zurückzuführende Pulsarperiode von $P_p \approx 1.24$ s ist ebenfalls aus den Röntgendaten bestimmbar. Der Radius wird auf $R_p \approx 10^4$ m und das Magnetfeld an der Oberfläche auf $B \approx 4 \cdot 10^{12}$ G geschätzt [Kiraly & Meszaros (1988)]. Der Begleitstern Hz Her hat eine Masse von $M_b \approx 2.2 M_\odot$ und einen Radius von $R_b \approx 4R_\odot = 2.8 \cdot 10^9$ m. Ihm wird eine Spektralklasse² von A8 bis F0 zugeordnet.

Der Abstand zwischen Pulsar und Begleitstern beträgt $a \approx 9.1 R_\odot = 6.4 \cdot 10^9$ m und die Orbitalperiode des Systems hat eine Dauer von $P_{\text{orb}} \approx 1.7$ Tagen [Shakura et al. (1999)]. Durch die

¹Das Parsec (pc) ist ein in der Astronomie gebräuchliches Entfernungsmaß: $1 \text{ pc} = 3.085678 \cdot 10^{16} \text{ m} = 3.2616 \text{ Lichtjahre}$.

²Verschiedene Sterntypen werden u.a. durch ihre Spektralklasse unterschieden, die die Sterne aufgrund charakteristischer Spektraleigenschaften (Absorptions- und Emissionslinien, Effektivtemperatur etc.) unterteilt.

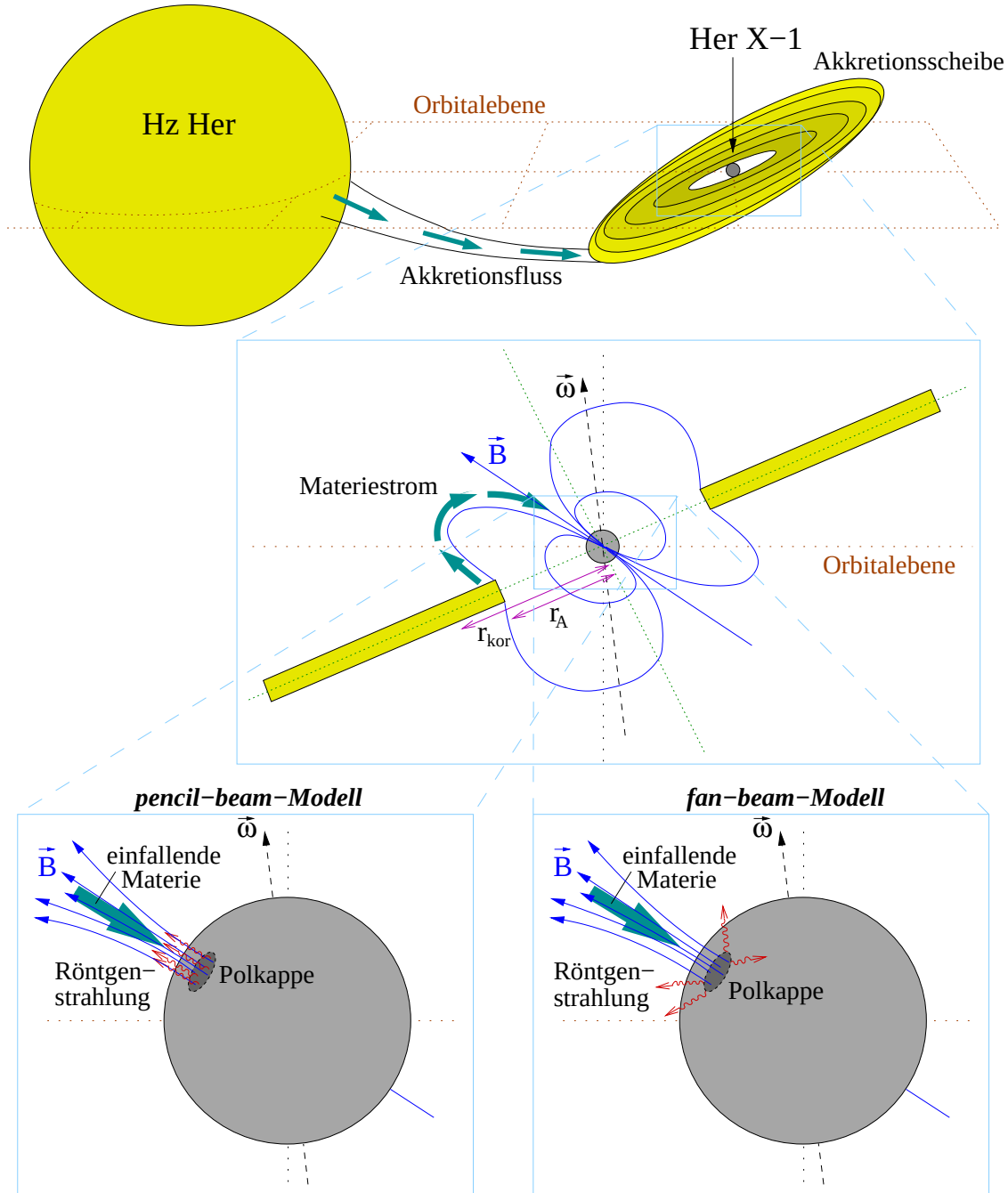


Abbildung 3.1: Der schematische Aufbau des Röntgendoppelsternsystems Hz Her/Her X-1 (nicht maßstabsgetreu). *Oben:* Die vom Begleitstern Hz Her auf den Pulsar Her X-1 überströmende Materie sammelt sich wegen der Drehimpulserhaltung zunächst in einer Akkretionsscheibe an, die deutlich zur Orbitalebene geneigt und zusätzlich in sich verbogen ist. *Mitte:* Dargestellt ist der Bereich der Wechselwirkungszone zwischen Magnetosphäre des Pulsars und innerem Rand der Akkretionsscheibe am Alfvén-Radius r_A . Der Verlauf der Magnetfeldlinien dient der Veranschaulichung und ist nicht realistisch. Am Korotationsradius r_{kor} entspricht die Winkelgeschwindigkeit der differentiell rotierenden Akkretionsscheibe der Winkelgeschwindigkeit des Pulsars. *Unten:* Die Materie läuft entlang der Feldlinien und trifft auf den magnetischen Polkappen auf den Pulsar. In diesem Bereich wird wegen der starken Abbremsung Röntgenstrahlung emittiert, *links* im *pencil-beam-* und *rechts* im *fan-beam-*Modell, siehe Abschnitt 3.1.2.

geringe Neigung der Bahnebene zur Sichtlinie des Beobachters³ von $i \approx 86^\circ$ ist die Verdeckung des Pulsars durch den Begleitstern direkt durch tiefe Einbrüche des gemessenen Flusses in der Röntgenlichtkurve erkennbar; dies ist beispielsweise in den Abbildungen 3.3 und 3.5 zu erkennen. Die aus der Orbitalperiode P_{orb} , dem Abstand a und der Neigung der Orbitalebene i berechenbare projizierte Bahngeschwindigkeit der beiden Partner beträgt $v_x \cdot \sin i \approx 169 \text{ km s}^{-1}$.

Neben der Pulsarperiode P_p (siehe Abschnitt 3.1.2) und der Orbitalperiode P_{orb} (Abschnitt 3.1.3) variiert der Fluss der Röntgenlichtkurve noch mit einem systematischen 35-Tage-Zyklus P_{35} , was in Abbildung 3.3 Mitte deutlich wird. Als Ursache hierfür wird eine zur Orbitalebene geneigte, präzedierende Akkretionsscheibe vermutet (siehe Abschnitt 3.1.4).

3.1.2 Materie-Akkretion und Pulsarperiode

Akkretion von Materie

Die Roche-Grenze ist die innerste gravitative Äquipotentialfläche eines Doppelsternsystems, die beide Sterne gemeinsam umschließt. Da der Begleitstern Hz Her seine Roche-Grenze ausfüllt und damit Materie in den Anziehungsbereich des Pulsars schiebt, findet über den inneren Lagrange-Punkt L_1 der Äquipotentialfläche ein permanenter Massetransfer vom Begleitstern auf den Pulsar statt.

Die Materie sammelt sich wegen der Drehimpulserhaltung zunächst in einer Akkretionsscheibe an, in der die radialen Geschwindigkeiten sehr viel kleiner und die tangentialen hingegen sehr viel größer als die Schallgeschwindigkeit des Materials sind. Es kommt durch innere Reibung und den Aufprall weiterer Materie vom Begleitstern zur Ionisation und zur thermischen Aufheizung auf bis zu $10^7 - 10^8 \text{ K}$ (je nach Abstand vom Zentralobjekt). Temperaturen dieser Größenordnung haben die Emission elektromagnetischer Strahlung im extremen UV- und in den Innenbereichen der Akkretionsscheibe sogar im weichen Röntgenbereich zur Folge⁴. Im Prozess der Akkretion kann ein Großteil der im Gravitationsfeld des Pulsars gewonnenen kinetischen Energie der überströmenden Materie in thermische Energie umgewandelt werden, die in Form von Photonen abgestrahlt wird.

Man kann sich die Akkretionsscheibe aus vielen Ringen mit - je nach Abstand vom Pulsar - unterschiedlicher differentieller Rotationsgeschwindigkeit aufgebaut denken, zwischen denen durch Viskositätskräfte Drehimpuls von innen nach außen transportiert werden kann. Nur so ist es möglich, dass sich die Materie dem Pulsar annähert. Zum weiteren Verständnis des Akkretionsprozesses werden zunächst zwei wichtige Größen, der Alfvén-Radius r_A und der Korotationsradius r_{kor} , eingeführt (siehe auch Abbildung 3.1, Mitte):

- Der Alfvén-Radius r_A ist definiert als der Abstand vom akkretierenden Objekt, an dem die Energiedichte des Magnetfeldes gleich der Dichte der kinetischen Energie des in der Akkretionsscheibe befindlichen Gases ist. Bei Abständen $r < r_A$ beginnt das Magnetfeld die Bewegung eines geladenen Teilchens zu dominieren. Der Alfvén-Radius stellt somit eine scharfe innere Begrenzung der Akkretionsscheibe dar: Innerhalb von r_A - man spricht von der Magnetosphäre - kann sich die Materie dem Pulsar nicht weiter auf direktem Wege nähern, sondern wird auf Bahnen entlang der Magnetfeldlinien gezwungen. Die Akkretionsscheibe reicht somit nicht bis an die Pulsaroberfläche heran. Im Falle von Her X-1 beträgt $r_A \approx 0.3 a$, wobei $a \approx 6.4 \cdot 10^9 \text{ m}$ der Abstand zwischen Pulsar und Begleitstern ist [Shakura et al. (1999)].
- Der Korotationsradius r_{kor} ist der Abstand, an dem die Winkelgeschwindigkeit der differentiell rotierenden Akkretionsscheibe derjenigen des Pulsars $\Omega_p = 2\pi/P_p$ gleicht. Er ist gegeben durch [Király & Meszaros (1988)]:

$$r_{\text{kor}} = \left(\frac{GM_p}{\Omega_p^2} \right)^{\frac{1}{3}} = 1.5 \cdot 10^8 \left(\frac{M_p}{M_\odot} \right)^{\frac{1}{3}} P_p^{\frac{2}{3}} \approx 1.9 \cdot 10^8 \text{ cm} \quad (3.1)$$

Hierbei ist P_p die Pulsarperiode, M_p die Pulsarmasse und G die Gravitationskonstante. Die Materie bei r_{kor} umkreist den Pulsar also „geo“stationär und besitzt somit die gleiche Winkelgeschwindigkeit, wie die mit dem Pulsar mitrotierende Magnetosphäre.

³Angegeben wird der Winkel i zwischen Orbitalebennormale und Sichtlinie.

⁴Reprozessierung von Röntgenstrahlung vom inneren Zentralobjekt hat ebenfalls eine starke Emission der Akkretionsscheibe im EUV-Bereich zur Folge.

Der Prozess der weiteren Akkretion ist prinzipiell nur dann möglich, wenn $r_A < r_{\text{kor}}$ gilt. Ist dies nicht der Fall, so würde die Magnetosphäre des Pulsars schneller rotieren, als der Innenrand der Akkretionsscheibe bei r_A , so dass die in die Magnetosphäre übergehende Materie durch die Zentrifugalkraft wieder vom Pulsar weggeschleudert würde. Für die folgenden Betrachtungen wird also $r_A < r_{\text{kor}}$ angenommen, was im Fall von Her X-1 erfüllt ist.

Im Bereich von r_A zwingt das relativ starke Magnetfeld des Pulsars von etwa 10^{12} G (an den Polkappen gemessen [Trümper et al. (1978)]) die in dessen starken Gravitationsfeld gefangenen, ionisierten Teilchen aus der Akkretionsscheibe auf Bahnen entlang der Magnetfeldlinien⁵. Die geladenen Teilchen gelangen so auf die Polkappen des Pulsars, wobei der Materiestrom als Akkretionsschlauch bezeichnet wird.

Die Materie stürzt im Bereich der Polkappen auf einen recht kleinen Bereich der Pulsaroberfläche (einige km^2) ein und wird hier schockartig abgebremst. Hierdurch wird die Oberfläche auf sehr hohe Temperaturen erhitzt, was die Emission von Röntgenstrahlung im Bereich von 1 – 10 keV zur Folge hat. Es existieren drei verschiedene Gruppen von Modellen zur Beschreibung der schockartigen Abbremsung:

- **pencil-beam-Modell:** Bei Röntgendoppelstern-Systemen mit relativ geringer Masse-Transfertrate $\dot{M}$ (leuchtschwache Röntgenpulsare) ist das auf den Pulsar stürzende Plasma optisch dünn, so dass sich durch die Abbremsung auch nur ein entsprechend niedriger Gegenstrahlungsdruck aufbaut. Die Materie gelangt mit einer Geschwindigkeit von $v \leq 0.5 c$ nahezu ungebremst auf die Oberfläche, wo sie ihre Energie durch *pp*- und Vielfach-Coulombstöße in der Neutronensternatmosphäre auf einer Skalenhöhe von einigen Metern abgibt. Die Emission der Röntgenstrahlung geschieht hierbei vorwiegend parallel zu den Magnetfeldlinien, also senkrecht zur Polkappenoberfläche (siehe Abbildung 3.1 unten links).
- **fan-beam-Modell:** Sehr dichtes einstürzendes Plasma - wie es bei leuchtstarken Röntgenpulsaren der Fall ist - wird schon vor der Neutronensternoberfläche durch den nicht mehr zu vernachlässigenden Gegenstrahlungsdruck in einer Schockfront durch inverse Comptonstreuung abgebremst. Die Höhe der ausgebildeten Schockfront nimmt hierbei mit steigender Akkretionsrate zu.
Die Röntgenstrahlung wird im Fall des *fan-beam*-Modells am unteren Mantel um den Akkretionsschlauch emittiert. Es kann hierbei jedoch nur die tangential zu den Polkappen gerichtete Emission beobachtet werden, da die senkrecht emittierte Röntgenstrahlung sofort von nachstürzender Materie reabsorbiert wird (siehe Abbildung 3.1, unten rechts).
- **Schockabbremsung durch Plasmaoszillationen:** Auch bei niedrigen Akkretionsraten besteht die Möglichkeit, dass sich über den Polkappen des Neutronensterns eine Schockfront ausbildet, an der die Abbremsung der einstürzenden Materie stattfindet. Die Schockfront entsteht hier durch Oszillationen im einfallenden Plasma (Alfvén-Wellen).

Ist die magnetische Achse - wie im Fall von Her X-1 - nicht parallel zur Rotationsachse des Pulsars ausgerichtet (siehe Abbildung 3.1, unten), so wird das Gebiet der Polkappen im sogenannten Leuchtturmeffekt nur periodisch sichtbar, so dass es zur Variation des in ein bestimmtes Raumwinkelement emittierten Röntgenflusses mit der Rotationsperiode des Pulsars kommt. Hierdurch ist die messbare Pulsarfrequenz im Röntgenbereich zu erklären. Die so entstehende Pulsarfrequenz kann sowohl mit dem *pencil-beam*, *fan-beam*- oder Plasmaoszillations-Modell erklärt werden. Eine Unterscheidung zwischen den Modellen mit zukünftigen Experimenten wird u.a. durch Polarisationsmessungen der emittierten Röntgenstrahlung möglich sein.

Drehimpulsübertrag und Änderung der Pulsarperiode

Die Akkretionsrate beträgt im Fall von Her X-1 im Schnitt $\dot{M} \approx 2.5 \cdot 10^{-17} M_{\odot} \text{ s}^{-1} = 5 \cdot 10^{16} \text{ g s}^{-1}$. Durch die Materieakkretion kommt es zwangsläufig zum Austausch von Drehimpuls zwischen Pulsar und Akkretionsscheibe. Hierfür ist im Modell von [Gosh & Lamb (1979a)] ein Drehmoment verantwortlich, das sich aus einem mechanischen und aus einem durch die Wechselwirkung des Magnetfeldes mit der Akkretionsscheibe bedingten, magnetischen Drehmoment zusammensetzt.

⁵Die geladenen Teilchen umkreisen die Magnetfeldlinien und sind wegen des zusätzlich wirkenden starken Gravitationsfeldes des Pulsars gezwungen, sich an ihnen auf spiralförmigen Bahnen den Polkappen zu nähern.

Durch das mechanische Drehmoment wird dem Pulsar in jedem Fall Drehimpuls zugeführt, weil die Materie bei $r_A < r_{\text{kor}}$ (Grundvoraussetzung der Akkretion) eine höhere Winkelgeschwindigkeit besitzt, als der Pulsar selbst. Voraussetzung für den Zugewinn an Drehimpuls ist hierbei natürlich, dass der Drehsinn von Pulsar und Akkretionsscheibe gleich gerichtet ist [Urpin & Konenkov (1997)], wovon im Folgenden ausgegangen wird.

Der magnetische Bestandteil des Drehmoments hängt von der Kopplung des Pulsarmagnetfeldes mit der leitenden Akkretionsscheibe (Eindringen der Magnetfeldlinien in die Akkretionsscheibe) ab, bzw. davon, wie weit und wie stark diese Kopplung in die Außenbereiche der Akkretionsscheibe hinausreicht, die dort langsamer rotiert als der Pulsar. Das magnetische Drehmoment kann sowohl einen positiven als auch einen negativen Beitrag zur Beschleunigung des Pulsars leisten.

Das resultierende Gesamtdrehmoment kann demzufolge sowohl Drehimpuls auf den Pulsar übertragen (Beschleunigung der Pulsar-Rotation), als auch Drehmoment von diesem abziehen (Verlangsamung der Pulsar-Rotation). Es hängt u.a. von der Akkretionsrate $\dot{M}$ und der Pulsarperiode P_p ab, die in die Kopplung zwischen Magnetfeld B und Akkretionsscheibe eingeht.

Bei Materie akkretierenden Pulsaren ist also sowohl eine Zu- als auch eine Abnahme der Pulsarperiode möglich. Desweiteren kann eine Abnahme der Akkretionsrate $\dot{M}$ dazu führen, dass das resultierende Drehmoment auf den Pulsar von einem positiven Wert (Beschleunigung) in einen negativen Wert (Abbremsung) übergeht. Eine Abbremsung (Zunahme der Pulsarperiode) bedeutet im Umkehrschluss aber keinesfalls das vollständige Aussetzen der Akkretion, sondern nur einen Rückgang auf einen Wert, an dem das möglicherweise abbremsende magnetische Drehmoment überwiegt. Sehr empfindlich reagiert ein Doppelsternsystem auf die Akkretionsrate $\dot{M}$ aber nur dann, wenn der Korotationsradius r_{kor} und der Alfvén-Radius r_A sehr nahe beieinanderliegen. Dies ist bei Her X-1 der Fall, so dass dessen Trend der Abnahme der Pulsarperiode der letzten 30 Jahre zeitweise durch Phasen der Pulsarperioden-Zunahme unterbrochen wurde (siehe Abbildung 3.4). Die Phasen der Periodenzunahmen waren zeitlich korreliert mit anormalen Ruhezuständen im Röntgenbereich (siehe Abschnitt 3.1.6), welche ihrerseits mit möglichen Änderungen der Akkretionsrate $\dot{M}$ in Verbindung stehen.

Der genaue Mechanismus des Drehimpulsübertrags bzw. des Überganges eines Teilchens aus der Akkretionsscheibe in die Magnetosphäre ist noch nicht vollständig verstanden [Ferrario et al. (1999)]. Dies liegt u.a. an der komplexen Wechselwirkung zwischen rotierendem Magnetfeld und dem stark leitenden, differentiell rotierenden Plasma der Akkretionsscheibe. Die Verformung des magnetischen Pulsar-Dipolfeldes unter dem Einfluss einer leitenden Akkretionsscheibe ist ein zentraler Punkt dieser Problemstellung und wird beispielsweise in [Kundt & Robnik (1980)] für den dreidimensionalen Fall simuliert.

Auch wurde im obigen Modell von [Gosh & Lamb (1979a)] eine in der Orbitalebene liegende Akkretionsscheibe und ein hierzu senkrecht ausgerichtetes Dipol-Magnetfeld des Pulsars angenommen. Beide Annahmen treffen in der Regel - so auch im Fall von Her X-1 - nicht zu, so dass die entsprechenden Schlussfolgerungen nur qualitativer Natur sein können.

Das Modell von [Gosh & Lamb (1979a)] hat desweiteren Schwierigkeiten, die bei vielen akkretierenden Pulsaren beobachteten, plötzlichen Änderungen von $\dot{P}_p$ zu beschreiben, die eine nahezu sprunghafte Änderung der Akkretionsrate $\dot{M}$ voraussetzen. Auffällig ist die Tatsache, dass beispielsweise bei Cen X-3 der Betrag von $\dot{P}_p$ bei einer Änderung gleich bleibt und sich nur das Vorzeichen ändert. Dies bedeutet, dass der entsprechende Pulsar in gleichem Maße beschleunigt wird, wie er zuvor abgebremst wurde und umgekehrt.

Desweiteren wird in vielen Fällen (z.B. GX 1+4) die bei einer plötzlich zunehmenden Pulsarperiode erwartete Abnahme der Akkretionsraten nicht beobachtet, so auch nicht im Fall von Her X-1 [Delgado et al. (1983), Margon et al. (1999)]. Es verdichten sich also die Anzeichen dafür, dass eine plötzliche Änderung von $\dot{P}_p$ nicht direkt mit der Akkretionsrate $\dot{M}$ korreliert ist, wie dies im Modell von [Gosh & Lamb (1979a)] angenommen wird.

[Li & Wickramasinghe (1998)] schlagen daher ein komplexeres Modell vor, in dem die Wechselwirkung der Magnetosphäre mit der Akkretionsscheibe in den äußeren (weit außerhalb des Korotationsradius r_{kor}) und inneren Bereichen getrennt berücksichtigt wird. Die Akkretionsrate spielt in diesem Modell keine große Rolle mehr, da sich der Drehimpulsübertrag hier nahezu ausschließlich durch die magnetische Kopplung zwischen Akkretionsscheibe und Magnetosphäre - getrennt nach Bereichen - vollzieht. Auch hier sind den Pulsar beschleunigende und abbremsende Drehmomente möglich. Das abbremsende Drehmoment in den Außenbereichen der Akkretionsscheibe kann jedoch durch stochastisch auftretendes Aufbrechen der Magnetfeldlinien bzw. Rekombination sprunghaft

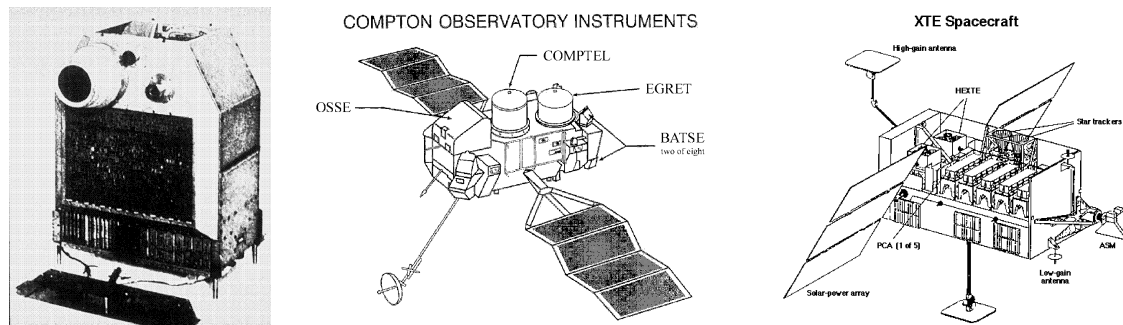


Abbildung 3.2: Die Röntgensatelliten UHURU (links), CGRO (Mitte) und RXTE (rechts), dargestellt in verschiedenen Maßstäben. Die Bilder entstammen den in Tabelle 3.1 angegebenen Quellen.

Satellit	Energiebereich	Einsatzzeit	weitere Informationen
UHURU	2 – 20 keV	12. Dez. 1970 – März 1973	.../uhuru/uhuru.html
OSO-7	1 keV – 10 MeV	29. Sep. 1971 – 9. Juli 1974	.../oso7/oso7.html
ARIEL V	0.3 – 40 keV	15. Okt. 1974 – 14. März 1980	.../ariel5/ariel5.html
OSO-8	0.15 keV – 1 MeV	21. Juni 1975 – 1. Okt. 1978	.../oso8/oso8.html
HEAO-1	0.2 keV – 10 MeV	12. Aug. 1977 – 9. Jan. 1979	.../heao1/heao1.html
HEAO-2 (Einstein)	0.2 – 20 keV	12. Nov. 1978 – Apr. 1981	.../einstein/heao2.html
Hakucho (CORSA-B)	0.1 – 100 keV	21. Feb. 1979 – 16. Apr. 1985	.../hakucho/hakucho.html
HEAO-3	50 keV – 10 MeV	20. Sep. 1979 – 29. Mai 1981	.../heao3/heao3.html
Tenma	0.1 keV – 60 keV	20. Feb. 1983 – 22. Nov. 1985	.../tenma/tenma.html
EXOSAT	0.05 – 20 keV	26. Mai 1983 – 9. Apr. 1986	.../exosat/exosat.html
Ginga	1 – 500 keV	5. Feb. 1987 – 1. Nov. 1991	.../ginga/ginga.html
CGRO	30 keV – 30 GeV	5. Apr. 1991 – 4. Juni 2000	.../cgro/cgro.html
ASCA	0.4 – 10 keV	20. Feb. 1993 – 2. März 2001	.../asca/asca.html
RXTE	2 – 250 keV	30. Dez. 1995 – ...	.../xte/rxte.html
XMM-Newton	0.1 – 15 keV	Dez. 1999 – ...	.../xmm/xmm.html

Tabelle 3.1: Die wichtigsten Röntgensatelliten, von denen Her X-1 im Laufe der letzten 30 Jahre beobachtet wurde. Nähere Informationen zu den einzelnen Experimenten sind unter <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/> und dem in der Spalte „weitere Informationen“ angegebenen Unterverzeichnis zu finden. Die Satelliten UHURU, CGRO und RXTE sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

seine Wirkung verlieren bzw. wiedererlangen. Somit kann der beobachtete, plötzliche Wechsel von $\dot{P}_p$ ohne Änderung der Akkretionsrate $\dot{M}$ erklärt werden.

Jedoch gehen auch [Li & Wickramasinghe (1998)] von einer gewissen Anzahl von teilweise unbegründeten Annahmen aus. Desweiteren ist nach wie vor der genaue Wechselwirkungsmechanismus zwischen Akkretionsscheibe und Magnetosphäre nicht grundlegend verstanden.

Röntgenmessungen der Pulsarperiode

Einen Hauptanteil der Untersuchungen von Hz Her/Her X-1 nehmen die Messungen im Röntgenbereich ein, aus denen viele der in diesem Unterkapitel beschriebenen Eigenschaften abgeleitet wurden. Die Röntgenmessungen wurden im Zeitraum der letzten 30 Jahre mit diversen Satelliten durchgeführt, die in Tabelle 3.1 aufgelistet sind. In den frühen 1970ern wurde Her X-1 mit dem UHURU-Satelliten (Abbildung 3.2, links) im Energiebereich von 2 – 6 keV beobachtet [Giacconi et al. (1973), Forman & Jones (1976)], gefolgt von Beobachtungen mit dem *Ariel 5 Sky Survey Instrument* in den Jahren 1974 bis 1980. Im April 1993 wurde das BATSE-Experiment an Bord des *Compton Gamma-Ray Observatory* (CGRO)⁶ in den Orbit gebracht [Bildsten et al. (1997)], das in Abbildung 3.2 Mitte zu sehen ist. Hochauflösende, aber nur kurzzeitige Beobachtungen wurden mit den Satelliten HEAO, Tenma, EXOSAT und Ginga durchgeführt.

⁶Das Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) beinhaltet mehrere Röntgen- und γ -Experimente: Das *Burst and Transient Source Experiment* (BATSE), bei dem es sich um einen Gesamthimmels-Monitor im Energiebereich von 20 – 1000 keV handelte, das *Oriented Scintillation Spectrometer Experiment* (OSSE) für den Energiebereich 0.05 – 10 MeV, das *Compton Telescope* (Comptel) für abbildende Astronomie im Energiebereich von 0.8 – 30 MeV und im Energiebereich von 30 MeV – 10 GeV das *Energetic Gamma Ray Experiment Telescope* (EGRET). Siehe auch <http://coss.c.gsfc.nasa.gov/images/epo/gallery/cgro/index.html>

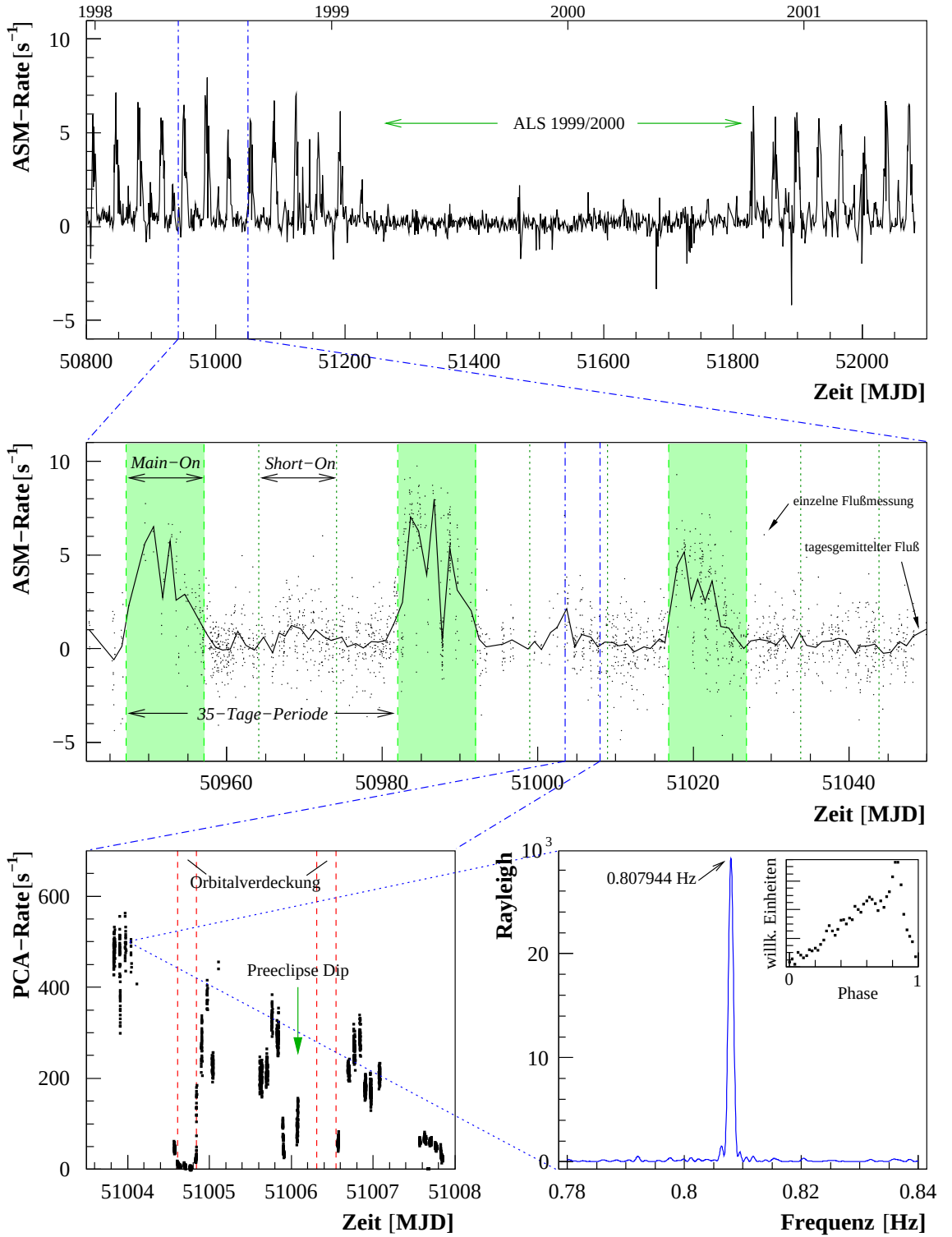


Abbildung 3.3: Erscheinungsbild verschiedener Phänomene von Her X-1 im Röntgenbereich. *Oben:* Die RXTE-ASM-Röntgenlichtkurve (2 – 10 keV, tagesgemittelter Fluss) von 1998 bis Mitte 2001 (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov>). Deutlich zu erkennen ist der anormale Ruhezustand ALS 1999/00. Aus Gründen der Übersicht wurde auf die Darstellung von Fehlerbalken verzichtet. Die Zeiteinheit MJD entspricht hierbei einem Tag (siehe Unterkapitel 4.1). *Mitte:* Ein Ausschnitt, der etwa drei 35-Tage-Perioden umfasst. Die *Main-On*- und *Short-On*-Zustände (vgl. Abschnitt 3.1.4) sind durch vertikale Linien markiert. *Unten links:* Eine etwa vier Tage umfassende RXTE-PCA-Röntgenlichtkurve (2 – 60 keV, Beobachtung P30034). Durch die vertikalen Linien sind die Bedeckungen des Pulsars durch den Begleitstern markiert [Deeter et al. (1991)]. *Unten rechts:* Das aus einer 20-minütigen Teilbeobachtung eigenständig erhaltene Ergebnis einer Frequenzanalyse mit dem Rayleigh-Test (siehe Abschnitt 5.2.2). Im kleinen Bild ist das Phasogramm dargestellt, das man durch Faltung der Lichtkurve mit der Frequenz des maximalen Rayleigh-Wertes erhält.

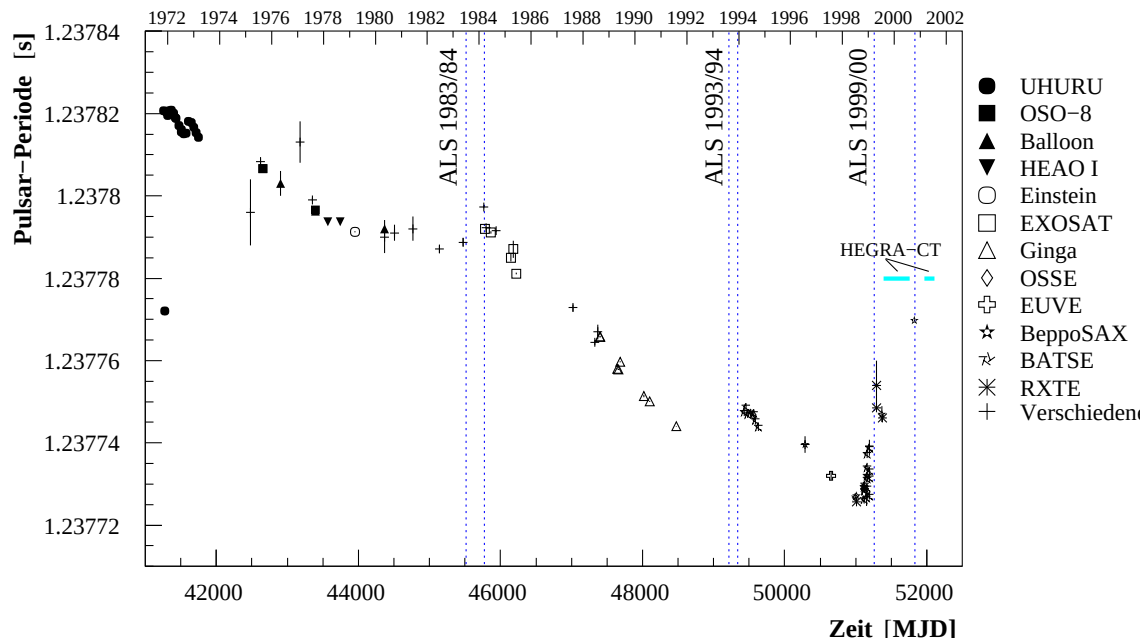


Abbildung 3.4: Die Entwicklung der Pulsarperiode der vergangenen 30 Jahre. Die Fehler der meisten Messungen sind kleiner als die entsprechenden Symbole. Die einzelnen Pulsarperioden sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt. Die gepunkteten Linien markieren die Bereiche der drei bisher beobachteten anormalen Ruhezustände (ALS) im Röntgenbereich. Im zeitlichen Bereich eines ALS nimmt die Pulsarperiode erkennbar zu, was nach [Gosh & Lamb (1979a)] durch eine Abnahme der Akkretionsrate $\dot{M}$ erklärt werden kann. Die Zunahme der Pulsarperiode P_p beginnt schon vor dem Anfang eines ALS, wie deutlich am Beispiel des ALS 1999/00 erkennbar ist. Der Zeitraum der in dieser Arbeit ausgewerteten HEGRA-Beobachtungen, die teilweise während des ALS 1999/00 stattgefunden haben, ist in Form horizontaler Balken markiert.

Seit Dezember 1995 ist der RXTE-Satellit im Orbit, der in Abbildung 3.2 rechts dargestellt ist und seit Februar 1996 Daten nimmt. Dieser verfügt u.a. über einen Gesamthimmels-Monitor (ASM = *All Sky Monitor*), mit dem eine mehrmals tägliche Durchmusterung eines großen Bereichs des Röntgenhimmels in einem Energiebereich von 2 – 12 keV möglich ist [Levine et al. (1996)]. Hierdurch wurde eine nahezu permanente Überwachung der Röntgenlichtkurve von Her X-1 möglich. Die Lichtkurven des RXTE-ASM werden mit etwa zweiwöchiger Verzögerung veröffentlicht und wurden auch für die Analyse der in dieser Arbeit ausgewerteten HEGRA-Daten herangezogen (http://xte.mit.edu/ASM_lc.html).

Aus den Röntgenbeobachtungen - aber auch teilweise aus Beobachtungen in anderen Wellenlängenbereichen - wurde in vielen Fällen sowohl die Orbitalperiode als auch durch Fourieranalyse oder ähnliche Frequenzuntersuchungen die Periode des Pulsars bestimmt (siehe Abbildung 3.3, unten). Durch die inzwischen fast 30 Jahre andauernden Beobachtungen von Her X-1 ist es damit möglich, lang- und kurzfristige Änderungen dieser Periodizitäten zu studieren.

Ein Großteil der in der Vergangenheit bestimmten Pulsar-Perioden ist in Abbildung 3.4 dargestellt, wobei die genauen Werte und die Literatur-Quellen in Tabelle 3.2 aufgeführt sind. Deutlich zu erkennen ist der generelle Trend der Abnahme der Pulsarperiode, der durch nahezu sprunghafte Anstiege von etwa $10 - 20 \mu\text{s}$ unterbrochen wird. Die Sprünge fallen zeitlich jeweils mit einem anormalen Ruhezustand (ALS = *anomalous low state*) zusammen, der sich durch einen deutlichen Abfall des gemessenen Röntgenflusses auszeichnet (vgl. Abschnitt 3.1.6). Seit Beginn der Röntgenbeobachtungen wurden drei solcher anormalen Ruhezustände von Her X-1 identifiziert, die dem Auftreten entsprechend mit ALS 1983/84, ALS 1993/94 und ALS 1999/00 bezeichnet werden. Auf das Phänomen dieser anormalen Ruhezustände wird in Abschnitt 3.1.6 genauer eingegangen.

Betrachtet man zunächst die Zeiträume zwischen den anormalen Ruhezuständen in Abbildung 3.4, so ist eine annähernd lineare Abnahme der Pulsarperiode mit der Zeit zu erkennen. Der Grund hierfür ist die zuvor beschriebene Drehimpulsaufnahme des Pulsars durch die Akkretion von Materie. In den Phasen der Zunahme der Pulsarperiode muss diese nach [Gosh & Lamb (1979a)]

MJD	Periode in s	Experiment	Quelle
41260.37	1.23782064 ± 0.00000005	UHURU	Deeter, J.E., Boynton, P.E. [ApJ,247,1003,1981]
41270.62	1.23777200 ± 0.00000100	UHURU	Tannanbaum, H., et al. [ApJ,174,L143,1972]
41296.07	1.23782010 ± 0.00000004	UHURU	Deeter, J.E., Boynton, P.E. [ApJ,247,1003,1981]
41313.07	1.23781952 ± 0.00000034	UHURU	" "
41329.62	1.23782060 ± 0.00000010	UHURU	Tananbaum, H., Giacconi, R., et al. [ApJ,184,227,1973]
41365.62	1.23782070 ± 0.00000020	UHURU	" "
41398.62	1.23782000 ± 0.00000010	UHURU	" "
41422.62	1.23781890 ± 0.00000020	UHURU	" "
41435.49	1.23781887 ± 0.00000003	UHURU	Deeter, J.E., Boynton, P.E. [ApJ,247,1003,1981]
41471.19	1.23781702 ± 0.00000002	UHURU	" "
41505.19	1.23781547 ± 0.00000001	UHURU	" "
41506.62	1.23781610 ± 0.00000010	UHURU	Tananbaum, H., Giacconi, R., et al. [ApJ,184,227,1973]
41540.90	1.23781505 ± 0.00000001	UHURU	Deeter, J.E., Boynton, P.E. [ApJ,247,1003,1981]
41574.90	1.23781512 ± 0.00000001	UHURU	" "
41608.90	1.23781811 ± 0.00000002	UHURU	" "
41644.61	1.23781782 ± 0.00000004	UHURU	" "
41676.91	1.23781660 ± 0.00000002	UHURU	" "
41712.61	1.23781534 ± 0.00000002	UHURU	" "
42654.51	1.23780654 ± 0.00000001	OSO-8	" "
42482.50	1.23779600 ± 0.00000080	Sonstige	Oegelman, H., et al. [Sov.Astron.Lett.,14(6),416,1988]
42622.50	1.23780825 ± 0.00000080	Sonstige	Oegelman, et al. [Sov.Astron.Lett.,14(6),416,1988]
42655.62	1.23780650 ± 0.00000010	OSO-8	Rothschild, R.E., et al. [ApJ,214,879,1977]
42901.33	1.23780300 ± 0.00000030	Balloon	Trümper, J., et al. [ApJ,219,L105,1978]
43176.50	1.23781300 ± 0.00000050	Sonstige	Oegelman, H., et al. [Sov.Astron.Lett.,14(6),416,1988]
43356.50	1.23779910 ± 0.00000040	Sonstige	Oegelman, et al. [Sov.Astron.Lett.,14(6),416,1988]
43390.00	1.23779630 ± 0.00000070	Balloon	Trümper, J., et al. [ApJ,263,803,1982]
43390.68	1.23779660 ± 0.00000000	OSO-8	Deeter, J.E., Boynton, P.E. [ApJ,247,1003,1981]
43565.72	1.23779372 ± 0.00000000	HEAO I	" "
43739.21	1.23779372 ± 0.00000001	HEAO I	" "
43950.03	1.23779133 ± 0.00000001	Einstein	" "
44367.50	1.23779000 ± 0.00000040	Sonstige	Oegelman, H., et al. [Sov.Astron.Lett.,14(6),416,1988]
44369.50	1.23779200 ± 0.00000100	Balloon	" "
44506.50	1.23779100 ± 0.00000020	Sonstige	" "
44766.50	1.23779200 ± 0.00000030	Sonstige	" "
45136.00	1.23778700 ± 0.00000100	Sonstige	Douthwaite, et al. [Nature,309,691,1984]
45470.00	1.23778873 ± 0.00000100	Sonstige	" "
45778.50	1.23779200 ± 0.00000005	EXOSAT	Oegelman, H., et al. [Sov.Astron.Lett.,14(6),416,1988]
45863.50	1.23779110 ± 0.00000030	EXOSAT	" "
46144.50	1.23778500 ± 0.00000100	EXOSAT	" "
46179.50	1.23778700 ± 0.00000020	EXOSAT	" "
46217.50	1.23778110 ± 0.00000020	EXOSAT	" "
45760.50	1.23779730 ± 0.00000030	Sonstige	" "
45797.50	1.23779230 ± 0.00000020	Sonstige	" "
45937.50	1.23779150 ± 0.00000017	Sonstige	" "
47403.70	1.23776569 ± 0.00000003	Ginga	Mihara, T., et al. [PASJ,43,501,1991]
47020.50	1.23777280 ± 0.00000090	Sonstige	Oegelman, H., et al. [Sov.Astron.Lett.,14(6),416,1988]
47330.50	1.23776430 ± 0.00000060	Sonstige	" "
47366.50	1.23776700 ± 0.00000180	Sonstige	" "
47403.70	1.23776588 ± 0.00000002	Ginga	Deeter, J.E., Boynton, P.E., et al. [ApJ,383,324,1991]
47645.64	1.23775797 ± 0.00000001	Ginga	" "
47663.19	1.23775776 ± 0.00000001	Ginga	" "
47681.92	1.23775965 ± 0.00000000	Ginga	" "
48014.21	1.23775140 ± 0.00000026	Ginga	Deeter, Scott, Boynton, et al. [ApJ,502,802,1998]
48100.01	1.23775005 ± 0.00000000	Ginga	" "
48478.40	1.23774406 ± 0.00000009	Ginga	" "
49430.00	1.23774750 ± 0.00000100	BATSE	Prahl, J. [dissertation.de,university of Hamburg,1999]
49452.00	1.23774870 ± 0.00000100	BATSE	" "
49480.00	1.23774700 ± 0.00000100	BATSE	" "
49520.00	1.23774730 ± 0.00000100	BATSE	" "
49555.00	1.23774680 ± 0.00000010	OSSE	Kunz, M., et al. [A&AS,120,233,1996]
49560.00	1.23774720 ± 0.00000100	BATSE	Prahl, J. [dissertation.de,university of Hamburg,1999]
49590.00	1.23774550 ± 0.00000100	BATSE	" "
49630.00	1.23774390 ± 0.00000100	BATSE	" "
50289.76	1.23773960 ± 0.00000060	Sonstige	Oosterbrock, T., et al. (1997), A&A [???
50290.06	1.23773960 ± 0.00000010	BeppoSAX	Oosterbrock, T., et al. [???
50656.35	1.23773200 ± 0.00000100	EUVE	Leahy, D.A., et al. [ApJ,542,446,2000]
50991.74	1.23772680 ± 0.00000090	BeppoSAX	Oosterbrock, T., Parmar, et al. [A&A,353,575,2000]
51006.75	1.23772720 ± 0.00000015	BeppoSAX	- " -
51007.80	1.23772570 ± 0.00000040	RXTE	Vrtilek, S.D., et al. [2001, ApJ, 549, 522]
51121.50	1.23772620 ± 0.00000090	BATSE	http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/pulsar/data/sources/herz1.html
51122.50	1.23772930 ± 0.00000060	BATSE	" "
51123.50	1.23772980 ± 0.00000060	BATSE	" "
51124.50	1.23772860 ± 0.00000050	BATSE	" "
51125.50	1.23772850 ± 0.00000050	BATSE	" "
51126.50	1.23772850 ± 0.00000050	BATSE	" "
51127.50	1.23772900 ± 0.00000100	BATSE	" "
51155.50	1.23772670 ± 0.00000020	BATSE	" "
51156.50	1.23772920 ± 0.00000100	BATSE	" "
51157.50	1.23773210 ± 0.00000090	BATSE	" "
51158.50	1.23773130 ± 0.00000080	BATSE	" "
51159.50	1.23773410 ± 0.00000100	BATSE	" "
51160.50	1.23773730 ± 0.00000100	BATSE	" "
51189.50	1.23773870 ± 0.00000100	BATSE	" "
51190.50	1.23772720 ± 0.00000100	BATSE	" "
51191.50	1.23773880 ± 0.00000020	BATSE	" "
51192.50	1.23773160 ± 0.00000090	BATSE	" "
51193.50	1.23773330 ± 0.00000090	BATSE	" "
51294.50	1.23774850 ± 0.00000030	RXTE	Coburn, W., et al. [ApJ,543,351,2000]
51294.53	1.23775400 ± 0.00000060	RXTE	Parmar, A.N., et al. [A&A,350,L5,1999]
51368.30	1.23774700 ± 0.00000020	BeppoSAX	" "
51373.10	1.23774600 ± 0.00000100	RXTE	Still, M., et al. [astro-ph/0101417]
51828.20	1.23776970 ± 0.00000030	BeppoSAX	Oosterbrock, T., et al. [astro-ph/0106193]

Tabelle 3.2: Die Pulsarperioden von Her X-1 der letzten 30 Jahre. Bestimmt wurde sie durch Frequenzanalysen aus Röntgendaten, genommen mit den jeweils angegebenen Satelliten bzw. Ballon-Experimenten. Die zeitliche Entwicklung der Pulsarperiode ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

Zeitnullpunkt $T_0(\Phi_{\text{orb}} = 0)$ [MJD]	Orbitalperiode P_{orb} [Tage]	Änderung $\dot{P}_{\text{orb}}$ [Tage/Jahr]	gr. Halbachse $\frac{a}{c} \sin(i)$ [s]	Quelle
$43804.519998 \pm 1 \cdot 10^{-6}$	$1.700167720 \pm 1 \cdot 10^{-8}$	$(-2.25 \pm 0.27) \cdot 10^{-8}$	13.1831 ± 0.0003	[Deeter et al. (1991)]
$51004.729549 \pm 7 \cdot 10^{-6}$	$1.700167427 \pm 9 \cdot 10^{-9}$	$(-1.33 \pm 0.7) \cdot 10^{-8}$	-	[Vrtilek et al. (2001)]
$51004.729581 \pm 7 \cdot 10^{-6}$	$1.700165040 \pm 7 \cdot 10^{-8}$	-	13.1902 ± 0.0009	[Still et al. (2001)]

Tabelle 3.3: Die Orbitalparameter des Röntgendoppelsternsystems Hz Her/Her X-1 zu verschiedenen Zeitpunkten $T(\Phi_{\text{orb}} = 0.0)$, die jeweils einer Verdeckung des Pulsars durch den Begleitstern entsprechen. $a/c \cdot \sin(i)$ ist die projizierte große Halbachse in Sekunden (Lichtlaufzeit), wobei $i \approx 86^\circ$ der Neigungswinkel zwischen der Normalen der Orbitalebene und Sichtlinie des Beobachters und a der Abstand des Pulsars vom Schwerpunkt des Doppelsystems ist.

zurückgegangen sein. Dies kann jedoch in den optischen Beobachtungen des Begleitsterns Hz Her nicht bestätigt werden [Delgado et al. (1983), Margon et al. (1999)], aus denen man Rückschlüsse auf die akkretionsabhängige Röntgenleuchtkraft des Pulsars ziehen kann: Der Pulsar heizt die ihm zugewandte Seite des Begleitsterns auf eine Effektivtemperatur von $T_{\text{eff}} \approx 15000$ K auf, während die abgewandte Seite lediglich $T_{\text{eff}} \approx 7000$ K besitzt. So sind neben der Orbitalperiode auch unmittelbare Schwankungen in der Röntgenleuchtkraft des Pulsars indirekt aus dem gemessenen Spektrum des Begleitsterns bestimmbar.

3.1.3 Die Orbitalperiode

Durch die sehr geringe Exzentrizität von $\epsilon \leq 1.3 \cdot 10^{-4}$ umkreisen Pulsar und Begleitstern den gemeinsamen Schwerpunkt auf nahezu kreisförmigen Bahnen. Da der Winkel zwischen der Sichtlinie des Beobachters und der Orbitalebene des Doppelsternsystems nur etwa 4° beträgt, ist die Bedeckung des Pulsars durch den Begleitstern durch eine entsprechende Abschattung des Röntgenflusses messbar. Der Nullpunkt der Orbitalphase $\Phi_{\text{orb}} = 0.0$ ist definiert durch die totale Verdeckung des Pulsars durch den Begleitstern, wobei sich der Übergang in die Verdeckung in etwa 100 s vollzieht [Gorham et al. (1986a)]. Die Bedeckung selbst dauert $5.57 \text{ h} = 0.232$ Tage an, was einer Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} = 0.93$ bis $\Phi_{\text{orb}} = 0.07$ entspricht [Deeter et al. (1981)]. In diesem Zeitraum ist in der Röntgenlichtkurve ein deutlicher Zählrateneinbruch messbar (siehe Abbildung 3.3 unten links oder Abbildung 3.5).

Aus der über den Zeitraum von einigen Tagen beobachteten Dopplerverschiebung der Pulsarperiode und der Kenntnis der Massen von Pulsar und Begleitstern lassen sich Rückschlüsse auf die Orbitalparameter (Orbitalperiode, projizierte große Halbachse $\frac{a}{c} \sin(i)$ etc.) des Doppelsternsystems ziehen.

Die wichtigsten Orbitalparameter sind für zwei verschiedene Zeitpunkte in Tabelle 3.3 zusammengestellt. Die Orbitalperiode ändert sich - genau wie die Pulsarperiode - mit der Zeit, wobei der genaue funktionale Zusammenhang $\dot{P}_{\text{orb}}(t)$ noch nicht eindeutig bestimmt ist. Berücksichtigt man alle bisherigen Messungen der Orbitalperiode, so kann an deren zeitliche Entwicklung sowohl ein quadratischer [Vrtilek et al. (2001)], als auch ein gebrochen linearer Verlauf mit einem Sprung der Steigung bei $\text{MJD} \approx 45000$ angepasst werden [Still et al. (2001)]. Interessanterweise fällt der Sprung in den zeitlichen Bereich des ALS 1983/84, einem anormalen Ruhezustand im Röntgenbereich aus dem Jahre 1983/84, welche in Abschnitt 3.1.6 genauer behandelt werden. Die Zeiteinheit MJD wird in Unterkapitel 4.1 eingeführt.

Durch diese beiden Möglichkeiten ist auch der geringe Unterschied der letzten beiden Orbitalperioden in Tabelle 3.3 zu erklären, obwohl diese annähernd zeitgleich bestimmt wurden. Der Ausschluss einer der beiden Möglichkeiten erfordert weitere Messungen der Orbitalperiode in genügend großem zeitlichen Abstand, so dass erkennbar wird, ob während des erst vor kurzem zu Ende gegangenen Ruhezustand ALS 1999/00 ebenfalls eine möglicherweise sprunghafte Änderung in der Orbitalperiode stattgefunden hat.

Die Orbitalperiode wird in den in dieser Arbeit ausgewerteten HEGRA-Daten für die Korrektur der Ankunftszeiten der aufgezeichneten Ereignisse auf das Doppelsternsystem Hz Her/Her X-1 benötigt (siehe Unterkapitel 4.3). Hierauf hat der Unterschied der zuvor erwähnten funktionalen Entwicklung der Orbitalperiode $\dot{P}_{\text{orb}}(t)$ keinen großen Einfluss, da die Bestimmung der Orbitalperiode $P_{\text{orb}}(t)$ wegen des kleinen Wertes von $\dot{P}_{\text{orb}}$ durch den gut bekannten Wert von $P_{\text{orb}}(T_0)$ dominiert wird.

3.1.4 Die 35-Tage-Periode

Zusätzlich zur Pulsar- und Orbitalperiode weist das Doppelsternsystem Hz Her/Her X-1 einen komplexen 35-Tage-Zyklus variierender Röntgenemission auf [Scott & Leahy (1999), Scott et al. (2000)]. Der typische Verlauf ist in Abbildung 3.5 oder auch in Abbildung 3.3 Mitte zu sehen. Die 35-Tage-Periode setzt sich zusammen aus einem etwa 11 Tage andauernden Zustand hoher Röntgenemission, dem sogenannten *Main-On*-Zustand, der von $\Phi_{35} = 0.0 - 0.31$ andauert, und einem etwa 8-tägigen Zustand mittlerer Röntgenemission, der als *Short-On*-Zustand bezeichnet wird und von $\Phi_{35} = 0.57 - 0.79$ andauert; hierbei ist Φ_{35} die Phase der 35-Tage-Periode. Zwischen den beiden Aktivzuständen liegen jeweils etwa 8-tägige Ruhezustände mit sehr geringer Röntgenemission [Scott & Leahy (1999)]. Der Röntgenfluss während des *Short-On*-Zustandes erreicht in etwa 35 % des Maximalflusses des *Main-On*-Zustandes.

Interessanterweise ist die 35-Tage-Periode mit der Orbitalperiode gekoppelt: Die Dauer eines 35-Tage-Zyklus kann leicht variieren und beträgt im Schnitt $P_{35} = 34.85$ Tage. Ein einzelner Zyklus jedoch dauert entweder genau 20.0, 20.5 oder 21.0 Orbitalzyklen, wobei der Beginn des 35-Tage-Zyklus - gegeben durch den starken Anstieg der Röntgenemission am Anfang des *Main-On*-Zustandes - jeweils recht genau mit den Orbitalphasen $\Phi_{\text{orb}} = 0.25$ oder $\Phi_{\text{orb}} = 0.75$ zusammenfällt bzw. im Umkehrschluss hierdurch definiert werden kann.

Als Ursache der 35-Tage-Periode sprechen viele Anzeichen (Form der Röntgenlichtkurve, Variation des Röntgensignalprofils mit der 35-Tage-Periode etc.) für eine präzedierende, in sich gebogene und zur Orbitalebene geneigte Akkretionsscheibe⁷. Durch diese Geometrie und Dynamik kommt es im 35-Tage-Zyklus zweimal zur totalen Verdeckung (*Low-States*) und einmal zumindest zur „Verdunkelung“ (*Short-On*-Zustand) des Pulsars durch die Akkretionsscheibe. Im *Main-On*-Zustand ist der Blick auf den Pulsar durch die Akkretionsscheibe nicht beeinträchtigt. Der Unterschied zwischen *Main-On*- und *Short-On*-Zustand liegt hierbei in der Neigung der Orbitalebene zur Sichtlinie: Da die Akkretionsscheibe ebenfalls zur Orbitalebene geneigt ist, sieht der Beobachter diese im *Main-On*-Zustand unter einem anderen Winkel, als im *Short-On*-Zustand. Eine schematische, vereinfachte Darstellung der Präzession (keine Berücksichtigung der inneren Verbiegung und des Materieflusses vom Begleitstern in die Akkretionsscheibe) ist in Abbildung 3.5 oben dargestellt. Im unteren Teil der Abbildung ist die über viele 35-Tage-Zyklen mit Beginn des *Main-On*-Zustandes bei $\Phi_{\text{orb}} = 0.25$ gemittelte RXTE-ASM-Lichtkurve dargestellt.

Die drei zuvor erwähnten Eigenschaften der Akkretionsscheibe (Neigung, Verbiegung und Präzession) und ihr mögliches Zustandekommen sollen im Folgenden kurz erläutert werden. Hierbei ist eine getrennte Darstellung wegen der gegenseitigen Abhängigkeit der Phänomene an sich nicht korrekt, soll aber aus Gründen der Einfachheit kurz gegeben werden. Auch werden im Folgenden nur die grundlegenden Aspekte in stark vereinfachter Form dargestellt. Eine vollständige Behandlung ist aufgrund der vielen zu beachtenden Effekte⁸ sehr komplex und würde den Rahmen dieser Arbeit bei Weitem sprengen.

- **Innere Biegung der Akkretionsscheibe:** Die Neigung der Akkretionsscheibe zur Orbitalebene ist abhängig vom Abstand zum Pulsar. Diese innere Biegung ist von den geometrischen Eigenschaften der Akkretionsscheibe die am wenigsten verstandene. Viele Modelle können in erster Linie die Aufrechterhaltung einer schon vorhandenen Verbiegung erklären, nicht aber deren erste Entstehung.

[Pringle (1996)] und [Maloney & Begelman (1997)] schlagen hierfür das folgende Modell vor: Die Akkretionsscheibe wird von der zentralen Röntgenquelle (Pulsar) erleuchtet, wobei ein Teil der Strahlung absorbiert wird. Bei optisch dichter Akkretionsscheibe geschieht die Reemission senkrecht zur Scheibenebene. Wird die Akkretionsscheibe nicht achsensymmetrisch

⁷Es gab jedoch auch zahlreiche andere Erklärungsversuche, von denen die meisten jedoch von recht unrealistischen Grundannahmen Gebrauch machten. So gingen beispielsweise [Trümper et al. (1986)] in ihrem Modell der freien Präzession des Neutronensterns davon aus, dass die Rotationsachse des Pulsars nicht senkrecht auf der Orbitalebene steht, sondern stark zu dieser hin geneigt ist; dies kann jedoch durch den großen Drehimpulsübertrag bei der Akkretion ausgeschlossen werden, der auf lange Sicht zu einer Senkrechtheitsstellung der Rotationsachse führt.

⁸Die wichtigsten zu beachtenden Größen sind: Informationsausbreitung in der Akkretionsscheibe durch Schallausbreitung und viskose Kräfte, gravitativer Zusammenhalt, gravitativer Einfluss des im Zentrum befindlichen Pulsars, sowie des umlaufenden Begleitsterns (Gezeitenpotential), Röntgenbestrahlung durch den Pulsar und damit einhergehende Absorption und gerichtete Reemission elektromagnetischer Strahlung oder in Form von koronalen Winden aus der Akkretionsscheibenatmosphäre und damit verbundene Rückstoßdrehmomente.

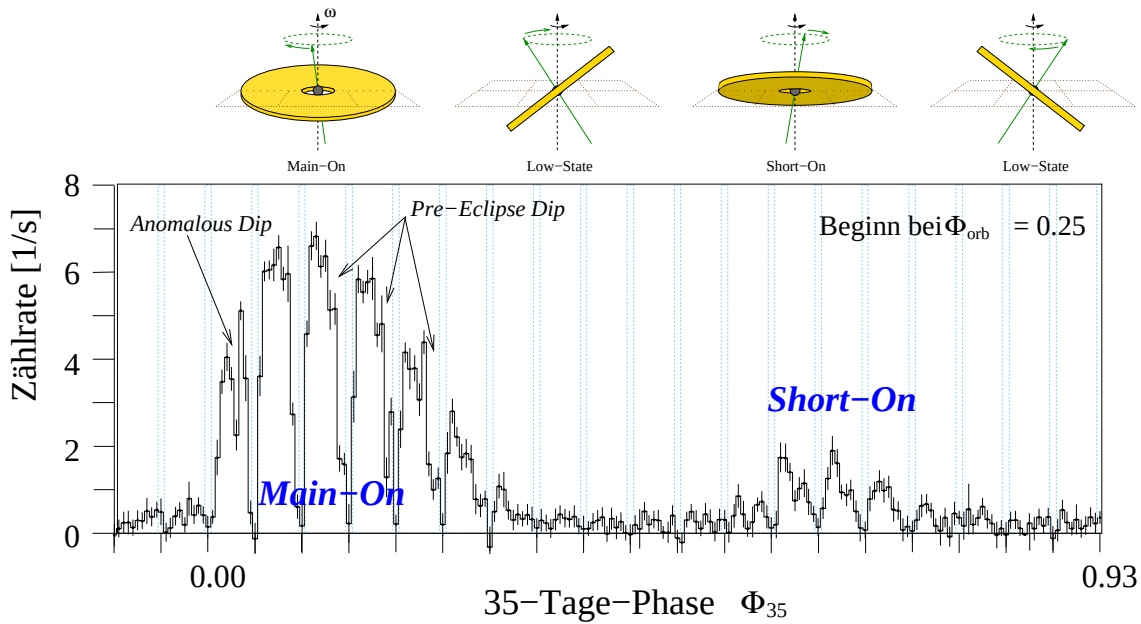


Abbildung 3.5: Der 35-Tage-Zyklus von Her X-1 im Röntgenbereich. *Oben*: Schematische Darstellung der gegen die Rotation $\vec{\omega}$ des Pulsars präzedierenden Akkretionsscheibe. *Unten*: Die zugehörige Phasenlichtkurve aus [Ketsaris et al. (2000)], die aus der Mittelung von vielen RXTE-ASM-Röntgenlichtkurven (2 – 10 keV) mit dem Beginn des *Main-On*-Zustandes bei $\Phi_{\text{orb}} \approx 0.25$ erhalten wurde. An den tiefen Einschnitten der Zählrate (Verdeckung des Pulsars durch den Begleitstern) lässt sich die Orbitalperiode von 1.7 Tagen erkennen (vertikale Linien).

bestrahlt, wie dies beispielsweise im Falle einer schon leicht zur Orbitalebene geneigten Akkretionsscheibe der Fall ist, dann kann durch die entsprechende Reemission an der Scheibenoberfläche ein resultierendes Drehmoment ausgeübt werden. Dieses ist wegen der Abstandsabhängigkeit der primären Strahlungsintensität ebenfalls vom Abstand zum Pulsar abhängig, so dass es zur Verbiegung innerhalb der Akkretionsscheibe kommen kann.

Die Ausübung des Drehmoments kann in einem sehr ähnlichen Modell auch durch Materiewinde aus der Akkretionsscheibe verursacht werden, die durch die Röntgenbestrahlung ausgelöst werden [Schandl & Meyer (1994)].

In den eben beschriebenen Modellen kommt die Verbiegung durch die innere Bestrahlung vom Pulsar zustande. Auch ein externer Sternenwind des Begleiters oder dessen gravitative Wirkung kann unter bestimmten Umständen zur Verbiegung einer Akkretionsscheibe führen.

- **Neigung der Akkretionsscheibe zur Orbitalebene:** Die Neigung der Akkretionsscheibe relativ zur Orbitalebene ist in Abbildung 3.1 angedeutet. Die Ursache hierfür ist - genau wie bei der inneren Biegung - in einem resultierenden Drehmoment auf die Akkretionsscheibenebene zu finden. Ob ein Drehmoment zur Verbiegung oder zur Neigung der gesamten Akkretionsscheibe relativ zur Orbitalebene führt, hängt stark von der inneren Kopplung der Akkretionsscheibe durch Scherkräfte (Viskosität) und Schallgeschwindigkeit (Informationsausbreitung) ab [Maloney & Begelman (1997)].
- **Präzession:** Eine Grundvoraussetzung für die Präzession einer Akkretionsscheibe als Ganzes ist die Kommunikation innerhalb ihrer differentiell rotierender, gasförmiger Materie über den gesamten Radius. Hierzu muß die Zeitskala der Ausbreitung des Schalls bzw. der Ausbreitungsgeschwindigkeit viskoser Kräfte im Gas klein sein gegenüber der inversen Präzessionsfrequenz. Nur dann kann die Akkretionsscheibe nahezu als starrer Körper präzedieren und wird nicht durch die Gezeitenkräfte zerrissen [Larwood et al. (1996)]. Wie schon erwähnt, ist die 35-Tage-Periode an die Orbitalperiode gekoppelt. Dies spricht für ein Gezeitenmodell zur Erklärung der Präzession, das die Neigung der Akkretionsscheibe zur Orbitalebene voraussetzt, aber nicht erklärt. [Larwood (1998)] wendet die Ergebnisse der analytischen Berechnung der Präzessionsfrequenz aus dem Gezeitenpotential mittels linearer Störungstheorie auf enge Doppelsternsysteme an. Durch Einsetzen der aus Messungen

bestimmten Parameter (wie beispielsweise das Masseverhältnis von Pulsar zu Begleitstern M_p/M_b) lässt sich das bei Her X-1 beobachtete Verhältnis zwischen Präzessions- und Orbitalperiode von $P_{35}/P_{\text{orb}} \approx 21$ reproduzieren.

Im Fall von Her X-1 ist die Richtung der Präzession entgegen der Rotation der Akkretionsscheibe gerichtet, was einer möglichen Lösung der entsprechenden Bewegungsgleichungen, in die der Einfluss eines äußeren Drehmoments durch den Begleitstern eingeht, entspricht [Maloney & Begelman (1997)].

[Larwood et al. (1996)] führen mit diversen Modellen zur Beschreibung geeigneter, unter dem Einfluss von Gezeitenkräften eines Begleitsterns präzedierender Akkretionsscheiben dreidimensionale Simulationen durch. Die Ergebnisse bestätigen, dass gewisse Konfigurationen - so auch die im Fall von Her X-1 angenommene - durchaus dynamisch stabil sein können. Der Prozess der Akkretion selbst, also der Übergang von Materie vom Begleitstern in die Akkretionsscheibe, wurde in diesen Simulationen jedoch nicht berücksichtigt.

3.1.5 *Pre-Eclipse-, Anomalous Dips und Post Eclipse Recoveries*

Neben den Einbrüchen der Zählrate in der Röntgenlichtkurve durch die Orbitalverdeckung und der charakteristischen 35-Tage-Einhüllenden (siehe Abschnitt 3.1.4), gibt es noch eine Anzahl an weiteren Phänomenen, die einen zeitweisen Rückgang des Röntgenflusses von Her X-1 zur Folge haben [Shakura et al. (1999)]:

- *Pre-Eclipse Dips* sind regelmäßige, während eines aktiven Zustandes (*Main-On* oder *Short-On*), kurz vor der Orbitalverdeckung auftretende Absenkungen des Röntgenflusses. Ein Beispiel ist in Abbildung 3.3 unten links oder Abbildung 3.5 zu erkennen. Die aufeinanderfolgenden *Pre-Eclipse Dips* wandern mit einer Periode von 1.651 ± 0.002 Tagen relativ zur Orbitalperiode von $P_{\text{orb}} = 1.70$ Tagen zeitlich nach vorne [Scott & Leahy (1999)], was in Abbildung 3.5 erkennbar ist. Die zeitliche Breite eines *Pre-Eclipse Dips* beträgt zwischen 5 und 10 Stunden [Scott & Leahy (1999)].
- *Anomalous Dips* treten vorwiegend bei Orbitalphasen von $\Phi_{\text{orb}} = 0.45$ bis $\Phi_{\text{orb}} = 0.65$ auf und haben eine Dauer von etwa 5.3 Stunden [Scott & Leahy (1999)]. Es wird unterschieden zwischen *Anomalous Dips* vom Typ I und Typ II, je nach dem physikalischen Mechanismus der für ihr Erscheinen verantwortlich ist. Ein Beispiel ist ebenfalls in Abbildung 3.5 zu sehen.
- *Post Eclipse Recoveries* werden gelegentlich als kurze Verzögerung von bis zu einigen Stunden des wegen des Wiederaustretens des Pulsars aus der Verdeckung durch den Begleitstern erwarteten Wiederanstiegs des Röntgenflusses beobachtet. Die *Post Eclipse Recoveries* treten nur im ersten Orbitalzyklus nach Beginn eines Aktivzustandes (*Main-On* oder *Short-On*) auf.

Die *Pre-Eclipse Dips* sowie die *Anomalous Dips* vom Typ I werden von [Shakura et al. (1999)] durch die Röntgenaufheizung der dem Pulsar zugewandten Seite des Begleitsterns auf Temperaturen von 15000 K bis 20000 K durch den Pulsar erklärt (die Temperatur der nicht beheizten Bereiche beträgt in der Regel etwa 8400 K). Hierdurch kommt es am inneren Lagrangeunkt L_1 vermehrt zu Gasausströmungen, die zum Teil auch aus der Orbitalebene heraustreten können. Bevor diese in die Akkretionsscheibe eintreten, können sie die Sichtlinie des Beobachters kreuzen und damit einen Teil der Röntgenstrahlung des Pulsars absorbieren. Da die geeignete Akkretionsscheibe jedoch einen von der Orbital- und 35-Tage-Periode abhängigen Teil dieser Röntgenbestrahlung auf den Begleitstern abschirmt, treten die Materieausströmungen nur unter bestimmten Konstellationen von Φ_{orb} und Φ_{35} auf, was eine periodische Fluktuation der Massenakkretionsrate $\dot{M}$ zur Folge hat. Das Wandern der *Pre-Eclipse Dips* wird hierbei durch das Fortschreiten der Präzession der Akkretionsscheibe erklärt. Eine genauere Untersuchung von *Pre-Eclipse-* und *Anomalous Dips* ist in [Reynolds & Parmar (1995)] zu finden.

Die *Post Eclipse Recoveries* und die *Anomalous Dips* vom Typ II erklären [Shakura et al. (1999)] durch die Verdeckung der Röntgenquelle von den durch Gezeitenkräfte des Begleitsterns stark verbogenen und leicht oszillierenden Außenbereichen der Akkretionsscheibe, die kurz nach dem Übergang in einen Aktivzustand (Freigabe der Sicht auf den Pulsar durch die präzedierende Akkretionsscheibe) die Sichtlinie des Beobachters streifen können. Es sei aber auch hier erwähnt, dass dies nur eines von vielen Modellen ist, welches jedoch erstaunlich gut die Beobachtungen der entsprechenden Flussabsenkungen in der $\Phi_{\text{orb}}\text{-}\Phi_{35}$ -Ebene vorhersagt.

3.1.6 Anormale Ruhezustände (ALS)

Ein anormaler Ruhezustand im Röntgenbereich (ALS = *Anomalous Low State*) zeichnet sich durch einen starken Abfall des gemessenen Röntgenflusses auch während der *Main-On*- und *Short-On*-Zustände der 35-Tage-Periode aus; dies ist deutlich in Abbildung 3.3 (oben) oder Abbildung 3.6 für den Fall des ALS 1999/00 zu erkennen.

Im Zeitraum eines ALS fand in den bisher drei beobachteten Fällen immer eine signifikante Zunahme der Pulsarperiode statt, deren Betrag mit der Dauer des entsprechenden ALS korreliert zu sein scheint; dies ist deutlich in Abbildung 3.4 zu erkennen. Die Zunahme der Pulsarperiode beginnt schon vor dem Eintreten der Abminderung des Röntgenflusses. Es ist jedoch bislang weder der Anfang noch das Ende eines solchen anormalen Ruhezustandes im Röntgenbereich vorhersagbar.

Im Zeitraum der Anfang der 70er Jahre beginnenden, regelmäßigen Beobachtungen von Her X-1 im Röntgenbereich traten derartige Ruhezustände in den Jahren 1983/84, 1993/94 sowie 1999/2000 auf.

Der Beginn des ALS 1983/84 im Juni/August wurde durch das Fehlschlagen der Messung des beginnenden *Main-On*-Zustandes des 35-Tage-Zyklus mit dem EXOSAT-Satelliten (2 – 6 keV) zum erwarteten Zeitpunkt von MJD 45514 entdeckt. Am 1. März 1984 (MJD 45774) wurde durch die Messung des Wiedereinsetzens der 35-Tage-Periode das Ende des ALS 1983/84 bestimmt [Parmar et al. (1985)]. Interessanterweise schien sich der Uhrenmechanismus der 35-Tage-Periode durch den ALS 1983/84 hinweg fortgesetzt zu haben, da das Wiedereinsetzen genau nach acht 35-Tage-Zyklen des zuletzt gemessenen Beginns eines *Main-On*-Zustand stattgefunden hat. Die Pulsarperiode hat während dieser Zeit um etwa $20\ \mu\text{s}$ zugenommen [Ögelman (1987), Vrtilik et al. (2001)].

Der ALS 1993/94 begann im August 1993 (etwa MJD 49214) und wurde wiederum durch Misslingen der Messung des *Main-On*-Zustands mit dem ASCA-Satelliten entdeckt. Die Dauer betrug in diesem Fall nur vier 35-Tage-Zyklen und war Verbunden mit einer Zunahme der Pulsarperiode von etwa $12\ \mu\text{s}$ [Vrtilik et al. (2001)].

Zwischen dem 23. März 1999 (MJD 51260) und Ende 2000 (etwa MJD 51830) befand sich Her X-1 im bislang letzten Ruhezustand (ALS 1999/00), der bis dato auch der längste und gleichzeitig der am intensivsten beobachtetste war [Coburn et al. (2000), Vrtilik et al. (2001)]. Die entsprechende ASM-Lichtkurve ist in Abbildung 3.3 (oben) dargestellt. Während des ALS 1999/00 konnte trotz des stark abgeschwächten Röntgenflusses nach wie vor die Pulsarperiode in entsprechenden Messungen nachgewiesen werden [Coburn et al. (2000)], was Rückschlüsse auf deren Entwicklung auch während eines ALS zuließ (siehe auch Abbildung 3.4). Die Zunahme der Pulsarperiode während des gesamten ALS 1999/00 betrug etwa $25\ \mu\text{s}$ [Vrtilik et al. (2001)] und begann schon deutlich vor der signifikanten Absenkung des beobachteten Röntgenflusses.

Interessanterweise setzte sich die 35-Tage-Periode nach dem Ende des ALS 1999/00 nicht - wie es beim ALS 1983/84 und beim ALS 1993/94 der Fall war - phasentreu fort. Dies ist in Abbildung 3.6 zu erkennen, in der die zeitlichen Positionen der *Main-On*- und *Short-On*-Zustände der 35-Tage-Periode in Form von gestrichelten Kästen bzw. eingrenzenden Linien in die ASM-Lichtkurve eingezeichnet sind. Diese stehen mit der Ausnahme des letzten, ausgeprägten *Main-On*-Zustandes vor dem beginnenden ALS 1999/00 in guter Übereinstimmung mit den seit 1996 laufenden ASM-Röntgenmessungen des RXTE-Satelliten. Der erste *Main-On*-Zustand nach dem Ende des ALS 1999/00 setzte um etwa vier Orbitalphasen - also etwa 6.8 Tage - zu spät oder entsprechend etwa 16.5 Orbitalphasen - also etwa 28 Tage - zu früh ein⁹. [Oosterbroek et al. (2001)] machen hierfür entweder einen Phasensprung von Φ_{35} oder eine Änderung der Präzessionsperiode von $P_{35} = 34.85$ Tagen während des ALS 1999/00 auf einen in weiteren Beobachtungen noch zu bestimmenden Wert verantwortlich. Die physikalische Ursache für beide Möglichkeiten ist allerdings noch völlig unklar.

Über das genaue Szenario eines ALS kann zur Zeit nur spekuliert werden. Die gängigsten Modelle machen eine Verminderung der Akkretionsrate $\dot{M}$ für dessen Zustandekommen verantwortlich. Hierdurch wäre nach dem Modell von [Gosh & Lamb (1979a)] aus Abschnitt 3.1.2 auch die mit dem Vorkommen eines ALS verbundene Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit des Pulsars zu erklären: Eine verminderte Akkretionsrate $\dot{M}$ könnte ein den Pulsar abbremsendes, magnetisches Drehmoment zum Überwiegen bringen, so dass es zu einem Anstieg der Pulsarperiode käme. Eine

⁹Der Nullpunkt der 35-Tage-Periode wurde demnach für den Zeitraum nach dem ALS 1999/00 zur Abstimmung der HEGRA-Beobachtungen im Jahre 2001 neu bestimmt.

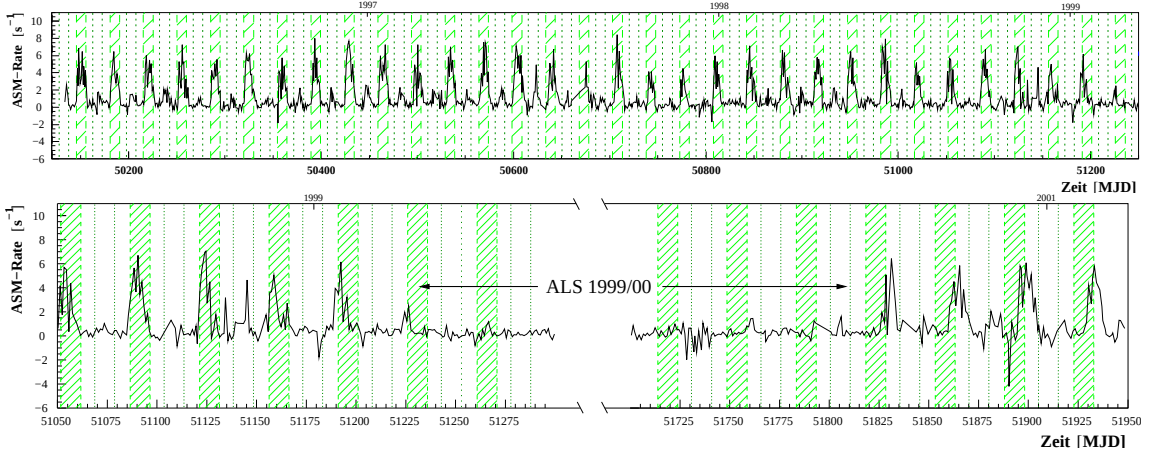


Abbildung 3.6: *Oben:* Die RXTE-ASM-Röntgenlichtkurve (2 – 10 keV) für die Zeit von 1996 bis 1999. Gekennzeichnet sind die im Schnitt mit einer Periode von $P_{35} = 34.85$ Tagen auftretenden *Main-On-* (gestrichelte Kästchen) und *Short-On-*Zustände (eingrenzende Linien) des 35-Tage-Zyklus. Deutlich zu erkennen ist die Kontinuität der 35-Tage-Periode in diesem Zeitintervall. *Unten:* Der Zeitraum des ALS 1999/00. Die *Main-On-* und *Short-On-*Zustände setzen sich nach dessen Ende nicht phasentreu fort. Auch die letzten beiden *Main-On-*Zustände vor dem Beginn der ALS 1999/00 zeigen Anzeichen einer Abweichung, die jedoch noch im Rahmen der diskreten Schwankungen der Periodendauer von $P_{35} = 20.0, 20.5$ oder $21.0 P_{\text{orb}}$ erklärt werden können.

Verminderung der Akkretionsrate hätte weiterhin eine Verdickung der Akkretionsscheibe zur Folge, so dass hierdurch die Abschattung der Röntgenemission des Pulsars erklärt werden kann, die im lange anhaltenden Einbruch der Zählrate in der Röntgenlichtkurve beobachtbar ist. Die aus einer verminderten Akkretionsrate folgende Abschwächung der Röntgenaufheizung des Begleitsterns Hz Her durch den Pulsar konnte während der verschiedenen ALSs jedoch nicht beobachtet werden [Delgado et al. (1983), Margon et al. (1999)], so dass dieses Szenario neue Fragen aufwirft. Im Abschnitt 3.1.2 wurde im Modell von [Li & Wickramasinghe (1998)] eine von der Akkretionsrate $\dot{M}$ unabhängige Erklärung für die sprunghafte Änderung von $\dot{P}_{\text{orb}}$ gegeben. Eine signifikante Änderung der Akkretionsscheibengeometrie, wie sie für das deutliche Absinken des gemessenen Röntgenflusses nötig wäre, kann jedoch bei gleichbleibender Akkretionsrate $\dot{M}$ nicht ohne weiteres erklärt werden.

3.1.7 Zusammenfassung

Wie aus den vorigen Unterkapiteln hervorgegangen ist, handelt es sich bei Hz Her/Her X-1 um ein sehr komplexes System mit vielen, teilweise noch ungeklärten Phänomenen. Auch wenn diese nur ausschnittsweise umrissen wurden - auf Röntgenpulsformanalyse, Energiespektren, optische Beobachtungen des Begleitsterns Hz Her, UV-Beobachtungen der Akkretionsscheibe etc. wurde beispielsweise so gut wie gar nicht eingegangen - ist ein zusammenhängender und dennoch kompakter Überblick schwer darstellbar; dies liegt nicht zuletzt an der gegenseitigen Verknüpfung vieler Charakteristika. Es sollen daher zum Ende dieses Unterkapitels noch einmal die wichtigsten, für die Analyse der HEGRA-Daten entscheidenden Eigenschaften zusammengestellt werden:

- **Pulsarperiode:** Die Pulsarperiode kann aus Messungen im Röntgenbereich sehr genau bestimmt werden und wird seit etwa 30 Jahren regelmäßig gemessen (siehe Abbildung 3.4 oder Tabelle 3.2). Aus Langzeitstudien können viele Rückschlüsse gezogen und Modelle, beispielsweise zur Akkretionstheorie, überprüft werden. Auch bei der Untersuchung der selten auftretenden anormalen Ruhezustände im Röntgenbereich (ALS) spielt die Pulsarperiode eine entscheidende Rolle, da sie hier signifikanten Änderungen unterworfen ist, die mit der Dauer eines solchen ALS korreliert zu sein scheinen. Für die HEGRA-Analyse ist die Pulsarperiode jedoch primär durch ihren genauen Wert von Bedeutung, da in einer Frequenzanalyse nach der Pulsarperiode in den HEGRA-Daten gesucht werden soll und mit dem genauen Wert

mögliche Abweichungen quantifiziert werden können¹⁰.

- **Orbitalperiode:** Die Orbitalbewegung des Doppelsternsystems ist wegen der geringen Neigung der Orbitalebene zur Sichtlinie des Beobachters an den Einbrüchen des Röntgenflusses während der Verdeckung des Pulsars durch den Begleitstern erkennbar. Genau bestimmt wird diese jedoch durch Dopplerverschiebungen der Pulsarperiode während eines oder mehrerer Orbitalumläufe. Die genaue Kenntnis der Orbitalperiode ist für die Korrektur der gemessenen Signalankunftszeiten auf das Schwerpunktsystem Hz Her/Her X-1 (siehe Unterkapitel 4.3) von großer Bedeutung, da die eben erwähnte Dopplerverschiebung der Pulsarfrequenz bei einer Frequenzanalyse gerade nicht erwünscht ist. Die genauen Werte der Orbitalperiode P_{orb} und deren Ableitung $\dot{P}_{\text{orb}}$ zu einem gegebenen Zeitpunkt werden der Literatur entnommen.
- **35-Tage-Periode:** Von entscheidender Bedeutung ist die 35-Tage-Periode, die die Unterteilung des Röntgendoppelsternsystems Hz Her/Her X-1 in aktive und inaktive Röntgenzustände beschreibt. Die Ursache dieser Modulation der Röntgenlichtkurve liegt wahrscheinlich in einer zur Orbitalebene geneigten, in sich verbogenen, präzedierenden Akkretionsscheibe. Frühere hochenergetische, signifikante Beobachtungen von Her X-1 waren direkt mit der Phase Φ_{35} korreliert, wie im nächsten Unterkapitel 3.2 deutlich wird. Aus diesem Grund wurde ein Teil der in dieser Arbeit ausgewerteten HEGRA-Messungen auf entsprechende Phasen der 35-Tage-Periode abgestimmt.
- **Anormale Ruhezustände (ALS):** Die anormalen Ruhezustände im Röntgenbereich sind nicht vorhersagbar und in ihrer Physik noch nicht vollständig verstanden. Im gängigsten Modell ist eine leicht abgeänderte Akkretionsrate $\dot{M}$, die sich in einer Verlangsamung der Pulsarperiode bemerkbar macht, für eine Änderung der Akkretionsscheibenkonfiguration (Dicke, Neigung etc.) verantwortlich, so dass der Pulsar für einen bestimmten Zeitraum ständig von dieser verdeckt wird. Da die während eines ALS nahezu unverminderte Röntgenaufheizung des Begleitsterns durch den Pulsar aber für keinen signifikanten Abfall der Massenakkretionsrate $\dot{M}$ spricht [Delgado et al. (1983), Margon et al. (1999)], müssen für die Erklärung eines ALS auch andere Modelle in Betracht gezogen werden. Ein mögliches stellen [Li & Wickramasinghe (1998)] vor, das jedoch neue Fragen in Bezug auf den hiermit nicht erklärbaren Abfall des Röntgenflusses aufwirft.
Ein Teil der HEGRA-Beobachtungen wurde während des ALS 1999/00 durchgeführt (vgl. Abbildung 6.1), was insofern als interessant zu bewerten ist, als dass es sich hierbei um einen physikalisch anderen Zustand des Doppelsternsystems handelte, als dies während der restlichen Beobachtungen im Jahre 2001 der Fall war.

3.2 Frühere Beobachtungen in hochenergetischen Energiebereichen

Her X-1 ist eine über fast das gesamte, mit astronomischen Beobachtungsmethoden zugängliche elektromagnetische Spektrum studierte Quelle. So wurden an dem System in der Vergangenheit mit verschiedenen Experimenten viele Messungen u.a. im sehr hochenergetischen (VHE = *Very High Energy*) bzw. ultrahochenergetischen (UHE = *Ultra High Energy*) Energiebereich durchgeführt. Es existieren diverse Veröffentlichungen dieser hochenergetischen Messungen, die entweder mit Cherenkov-Teleskopen oder Detektorfeldern durchgeführt wurden, von denen einige, besonders in den Jahren 1983 bis 1986, von Anzeichen auf eine (teilweise gepulste) Emission hochenergetischer γ -Photonen berichteten. Die gefundenen Frequenzen lagen im Bereich der zeitgleichen Pulsarfrequenz im Röntgenbereich, waren aber oftmals signifikant blauverschoben.

Viele Messungen verliefen jedoch auch ohne nennenswerte Ergebnisse, so dass bis heute noch nicht endgültig geklärt ist, ob es sich bei Her X-1 um eine stetige oder nur sporadisch emittierende γ -Quelle handelt oder ob die früheren Messungen möglicherweise schlichtweg falsche Ergebnisse geliefert haben.

¹⁰Es wird bei der Periodizitätsanalyse der HEGRA-Daten ein Frequenzintervall abgesucht werden, das die Variationen der Pulsarperiode der letzten 30 Jahre bei Weitem umfasst. Bei einer möglicherweise gefundenen Periode ist aber die genaue Abweichung von der zeitgleichen Pulsarperiode von großer Bedeutung für die Interpretation der Ergebnisse.

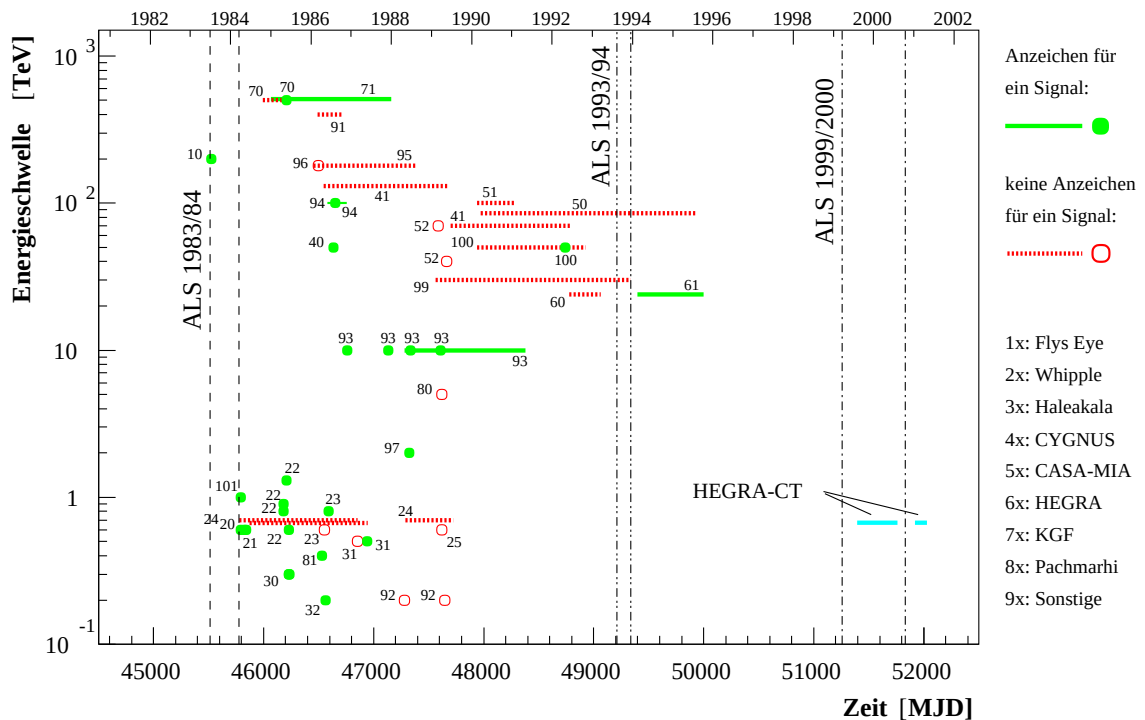


Abbildung 3.7: Frühere Untersuchungen von Her X-1 im hochenergetischen (VHE) bzw. ultra-hochenergetischen (UHE) Energiebereich. Dargestellt sind die Experimente in ihrer entsprechenden Laufzeit und der Energieschwelle für die Her X-1 Beobachtungen. Mit Detektorfeldern war eine über Jahre kontinuierliche Beobachtung möglich, was durch die Linien angedeutet ist. Messungen, deren Dauer auf einige Tage/Monate beschränkt waren, sind entsprechend durch Punkte dargestellt. Gab es Anzeichen für einen Signalnachweis aus der Richtung von Her X-1, ist dies durch gefüllte Punkte bzw. Linien dargestellt. Der Zeitraum der HEGRA-Beobachtungen ist ebenfalls eingetragen.

Im Anhang A.1 wird eine kurze, nach Experimenten geordnete Übersicht über die wichtigsten vergangenen Messungen im GeV/TeV/PeV-Bereich gegeben, deren Ergebnisse in diesem Unterkapitel diskutiert werden. Eine tabellarische Zusammenstellung ist in Tabelle 3.4 gegeben und eine graphische Veranschaulichung der Messzeiten und Energieschwellen der einzelnen Experimente ist in Abbildung 3.7 zu sehen.

Auf die Nummern neben den Einträgen in Tabelle 3.4 bzw. in Abbildung 3.7 und den weiteren Abbildungen dieses Unterkapitels wird im Text durch geschweifte Klammern $\{ \dots \}$ Bezug genommen, wobei die erste Ziffer in der Klammer jeweils einem Experiment und die zweite Ziffer einer speziellen Beobachtung zugeordnet ist; so bezeichnen $\{21\}$ und $\{25\}$ beispielsweise die Beobachtungen 1 und 5 des Whipple Cherenkov-Teleskops. Die jeweiligen Beobachtungen sind anhand ihrer Nummer im Anhang A.1 zu identifizieren. Mit einer Beobachtung ist in diesem Fall eine Veröffentlichung gemeint, die ihrerseits die Ergebnisse mehrerer Messungen beinhalten kann.

3.2.1 Diskussion der bisherigen VHE/UHE-Beobachtungen

Wie im Anhang A.1 deutlich wird, gab es eine Vielzahl von Untersuchungen von Her X-1 im hoch- und ultrahochenergetischen Energiebereich, wobei diese oftmals Anzeichen gepulster Emission beinhalteten. Es ist hierbei im Allgemeinen natürlich anzunehmen, dass es bei den Veröffentlichungen einen kleinen Auswahl Effekt zu Gunsten von Messungen mit Anzeichen auf Emission gegeben hat; dies schwächt aber die Quantität von mehr als 20 berichteten, potentiellen Ausbrüchen nicht sonderlich ab.

Auch die teilweise berichteten, nahezu zeitgleichen Beobachtungen der Emission gepulster, hochenergetischer Strahlung von verschiedenen Experimenten ($\{21\}$ und $\{101\}$, sowie $\{22\}$ und $\{30\}$) mit sehr ähnlichen, gemessenen Perioden lässt die entsprechenden Messungen sehr interessant erscheinen.

Der Energiebereich von interessanten VHE/UHE-Beobachtungen deckt nahezu vier Größenord-

Zeitraum der Messung [MJD]	E_{Schw} [TeV]	mögliche Emission	gemessene Periode P [s]	Phasen Φ_{orb}	Φ_{35}	Flussgrenze F [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	#
45526.2-45526.2	200.0	✓	1.237000 ± 0.005000	0.66	0.63	$3.3 \cdot 10^{-12}$	{10}
45852.0-46947.0	0.7	-	-	-	-	-	{20}
45794.5-45794.5	0.6	✓	1.237700 ± 0.000100	0.41	0.20	$3.1 \cdot 10^{-10}$	{21}
45825.3-45825.3	0.6	✓	1.237260 ± 0.000060	0.59	0.08	$1.8 \cdot 10^{-10}$	{21}
45843.4-45843.4	0.6	✓	1.237200 ± 0.000100	0.18	0.60	$3.7 \cdot 10^{-10}$	{21}
46178.4-46178.4	0.8	✓	1.238590 ± 0.000100	0.23	0.19	$8.0 \cdot 10^{-11}$	{22}
46179.5-46179.5	0.9	✓	1.238070 ± 0.000100	0.81	0.22	$4.0 \cdot 10^{-11}$	{22}
46206.5-46206.5	1.3	✓	1.237880 ± 0.000030	0.63	-0.01	$1.1 \cdot 10^{-10}$	{22}
46232.2-46232.2	0.6	✓	1.236730 ± 0.000040	0.93	0.73	$1.5 \cdot 10^{-10}$	{22}
46551.0-46611.0	0.6	-	-	-	-	-	{23}
46592.3-46592.3	0.8	✓	1.235800 ± 0.000800	0.70	0.09	$2.0 \cdot 10^{-10}$	{23}
45757.0-46853.0	0.7	-	-	-	-	-	{24}
47267.0-47723.0	0.7	-	-	-	-	-	{24}
47618.0-47739.0	0.6	-	-	-	-	-	{25}
46230.4-46230.4	0.3	✓	1.237600 ± 0.000900	0.87	?	?	{30}
46230.6-46230.6	0.3	✓	1.237900 ± 0.000900	0.93	?	?	{30}
46233.4-46233.4	0.3	✓	1.237200 ± 0.000900	0.60	?	?	{30}
46856.0-47008.0	0.5	-	-	-	-	-	{31}
46940.5-46940.5	0.5	✓	1.235780 ± 0.000205	0.32	0.00	?	{31}
46563.6-46563.6	0.2	✓	1.235930 ± 0.000180	0.81	0.22	$5.0 \cdot 10^{-10}$	{32}
46635.0-46635.2	50.0	✓	1.235680 ± 0.000400	0.89	0.27	$2.0 \cdot 10^{-11}$	{40}
46524.0-47680.0	130.0	-	-	-	-	-	{41}
47680.0-48795.0	70.0	-	-	-	-	-	{41}
47954.0-49939.0	85.0	-	-	-	-	-	{50}
47923.0-48294.0	100.0	-	-	-	-	-	{51}
47587.0-47662.0	70.0	-	-	-	-	-	{52}
47662.0-47709.0	40.0	-	-	-	-	-	{52}
48758.0-49062.0	24.0	-	-	-	-	-	{60}
49400.0-50000.0	24.0	✓	-	?	?	$6.5 \cdot 10^{-13}$	{61}
52002.2-52002.2	0.7	✓	1.235829 ± 0.000050	?	?	?	{62}
45975.0-46267.0	500	-	-	-	-	-	{70}
46209.0-46267.0	500	✓	-	?	?	$3.9 \cdot 10^{-13}$	{70}
46067.0-47161.0	500	✓	-	?	?	$8.9 \cdot 10^{-14}$	{71}
47619.0-47658.0	5.0	-	-	-	-	-	{80}
46531.5-46531.5	0.4	✓	-	0.19	0.31	$1.8 \cdot 10^{-08}$	{81}
46470.0-46721.0	400.0	-	-	-	-	$6.4 \cdot 10^{-13}$	{91}
47283.0-47313.0	0.2	-	-	-	-	-	{92}
47648.0-47709.0	0.2	-	-	-	-	-	{92}
47283.0-48378.0	10.0	✓	1.236200 ± 0.001000	?	?	?	{93}
46762.5-46762.5	10.0	✓	-	?	?	?	{93}
47133.5-47133.5	10.0	✓	-	?	?	?	{93}
47335.5-47335.5	10.0	✓	-	?	?	?	{93}
47607.5-47607.5	10.0	✓	-	?	?	?	{93}
46582.6-46755.6	100.0	✓	1.235770 ± 0.000100	?	?	$3.0 \cdot 10^{-11}$	{94}
46652.6-46652.6	100.0	✓	1.235770 ± 0.000100	?	?	?	{94}
46431.0-47392.0	180.0	-	-	-	-	-	{95}
46497.0-46650.0	180.0	-	-	-	-	-	{96}
47324.9-47324.9	2.0	✓	1.237625 ± 0.000170	0.66	0.02	$4.7 \cdot 10^{-10}$	{97}
47542.0-49337.0	30.0	-	-	-	-	-	{99}
47923.0-48927.0	50.0	-	-	-	-	-	{100}
48741.3-48741.3	50.0	✓	1.237100 ± 0.000050	0.95	0.71	$1.0 \cdot 10^{-12}$	{100}
45794.4-45794.4	1.0	✓	1.237600 ± 0.000400	0.40	0.20	$3.0 \cdot 10^{-10}$	{101}

Tabelle 3.4: Die in der Vergangenheit (1983 bis 1996) berichteten Messungen von Her X-1 im VHE- und UHE-Bereich. Bei Anzeichen auf einen Ausbruch wurden die gemessene Periode, sowie die Orbitalphase Φ_{orb} und die Phase der 35-Tage-Periode Φ_{35} angegeben, wenn in der Literatur verfügbar. Die mit einem Fragezeichen „?“ markierten Eintragungen deuten an, dass die entsprechende Information in der Veröffentlichung nicht vorhanden war. F entspricht in der Regel einer oberen Flussgrenze, wird jedoch in diversen Veröffentlichungen als ermittelter Fluss eines möglichen Ausbruchs angegeben. Dies ist jedoch mit Vorsicht zu betrachten, da die Angabe eines Flusses zunächst die signifikante Messung eines Ereignisüberschusses voraussetzt, was jedoch im Rahmen der hierfür üblicherweise geforderten 5σ -Signifikanz in keiner Veröffentlichungen der Fall war. Aus diesem Grunde sollten die Flüsse alle als obere Flussgrenzen interpretiert werden. Die Nummern in den geschweiften Klammern entsprechen denen der detaillierten Beschreibungen im Anhang A.1.

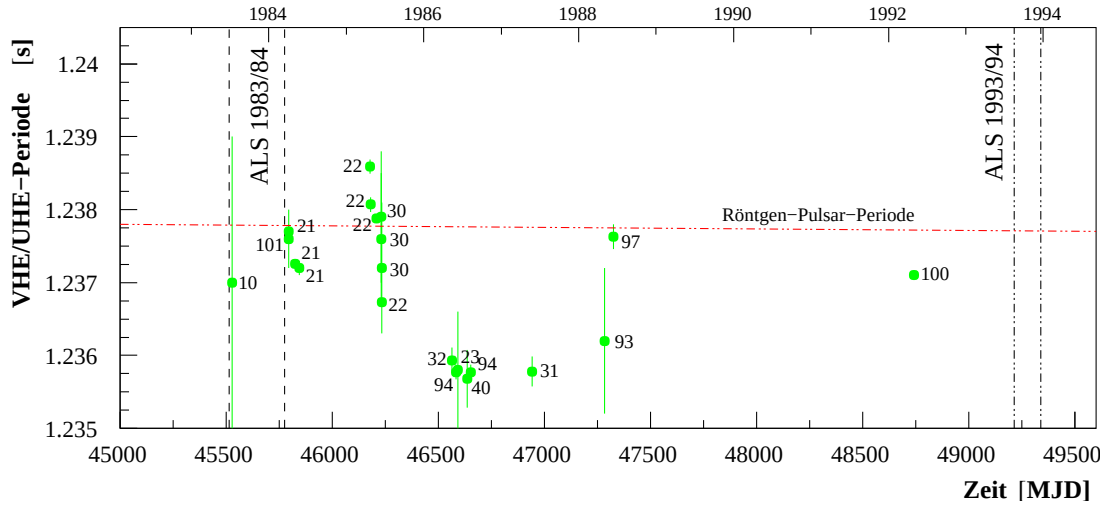


Abbildung 3.8: Die in diversen Datensätzen verschiedener Experimente gefundenen Perioden über dem Zeitpunkt der Messung aufgetragen. Die Nummern beziehen sich auf die detaillierten Beschreibungen im Anhang A.1. Die horizontale Linie deutet die gemittelte zeitliche Entwicklung der Pulsarperiode im Röntgenbereich an. Die Zeiträume der anormalen Ruhezustände im Röntgenbereich ALS 1983/84 und ALS 1993/94 sind durch vertikale Linien angedeutet.

nungen ab, was in Abbildung 3.7 deutlich wird. Die von allen zuvor erwähnten Experimenten ermittelten oberen Flussgrenzen der Emission von Her X-1 sind - sofern angegeben - in Abbildung A.4 im Anhang über der Energieschwelle der Messung aufgetragen.

Auch wenn viele der berichteten Anzeichen auf mögliche Emission nicht sehr signifikant waren und auch die damaligen Messmethoden als nicht so zuverlässig zu bewerten sind, wie dies in der Gegenwart der Fall ist, spricht doch die insgesamt große Anzahl der Berichte für eine genauere Begutachtung der bisherigen Resultate.

Betrachtet man zunächst alle experimentell bestimmten VHE/UHE-Perioden von Her X-1, so ist eine deutliche Tendenz zu einer Blauverschiebung von bis zu 0.16 % relativ zur jeweils zeitgleichen Pulsarperiode im Röntgenbereich zu erkennen (siehe Abbildung 3.8). Da die Suchintervalle im Frequenzbereich in der Regel symmetrisch um die Röntgenpulsarfrequenz angesiedelt wurden, ist es ausgeschlossen, dass es sich hierbei um einen systematischen Auswahlereffekt handelt. Hierbei entspricht ein um die Pulsarfrequenz ν_p symmetrisch angeordnetes Frequenzintervall wegen $\nu_p = 0.809 \approx 1$ annähernd einem um die entsprechende Pulsarperiode $P_p = \nu_p^{-1}$ zentrierten Intervall im Zeitraum und umgekehrt. Einige Modelle zur Erklärung der Frequenzverschiebung werden in Abschnitt 3.3.5 vorgestellt.

Ein noch deutlicheres Merkmal aller Messungen mit Anzeichen auf Periodizität zeigt Abbildung 3.9, in der für alle Messungen mit Anzeichen auf Periodizität die Orbitalphase Φ_{orb} über der jeweiligen 35-Tage-Phase Φ_{35} zum Zeitpunkt der Messung aufgetragen ist. Gesteht man einen in frühen Zeiten nicht exakt bestimmbaren Zeitpunkt des Beginns des *Main-On*-Zustandes der 35-Tage-Periode zu (ungenau Bestimmung von Φ_{35}), so fanden ausnahmslos alle Messungen mit Anzeichen auf Periodizität entweder während des *Main-On*- oder während des *Short-On*-Zustandes der 35-Tage-Periode statt. Dies spricht für einen direkten oder indirekten Einfluss der präzedierenden Akkretionsscheibe auf die Erzeugung hochenergetischer γ -Photonen.

Diese Ergebnisse spielen eine große Rolle bei der Einschränkung von Modellen zur Erklärung der physikalischen Ursachen der Beobachtungen und sind ein Indiz dafür, dass es sich bei den vergangenen Messungen nicht durchweg um Zufallsfluktuationen gehandelt hat.

Entkräftet wird diese Vermutung jedoch durch die Tatsache, dass in den Beobachtungen ab dem Jahre 1988 nur noch sehr vereinzelt über das Auffinden einer Periodizität in den Daten berichtet wurde. Dies ist deshalb so verwunderlich, da sich die Technik der abbildenden Cherenkov-Teleskope stetig verbessert hat, was zu einer größeren Empfindlichkeit der Messungen führte.

Eine andere Erklärung für das Ausbleiben signifikanter Messungen stellt natürlich eine theoretisch denkbare Änderung physikalischer Parameter des Doppelsternsystems Hz Her/Her X-1 dar, die ein totales Ausbleiben der Emission hochenergetischer γ -Photonen, oder eine Richtungsänderung

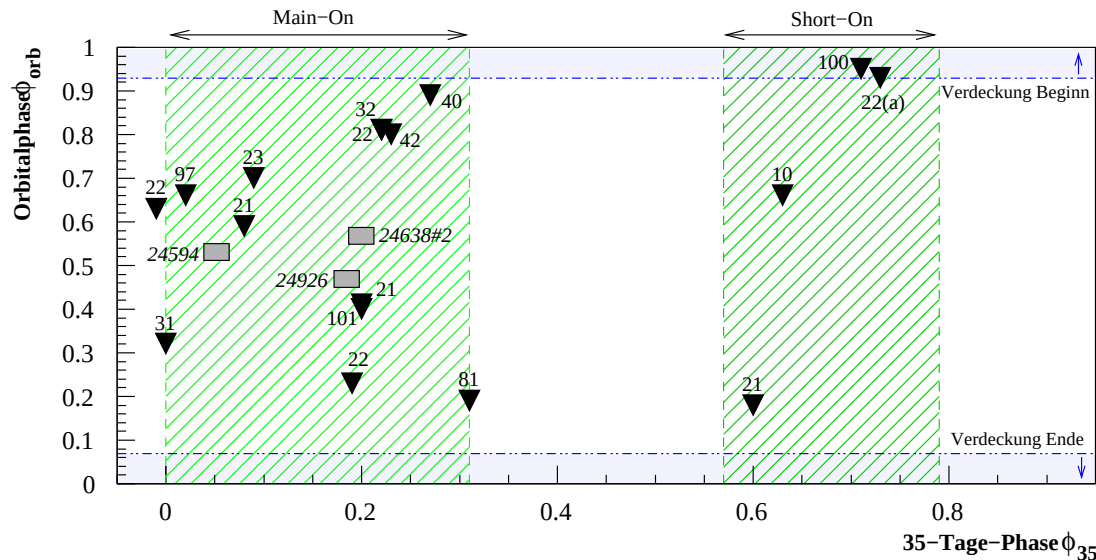


Abbildung 3.9: Dargestellt ist die Orbitalphase Φ_{orb} über der 35-Tage-Phase Φ_{35} von Beobachtungen mit Anzeichen auf gepulste Emission. Eine klare Anhäufung bei den beiden Röntgenaktivzuständen *Main-On* und *Short-On* der 35-Tage-Periode ist zu erkennen. Die horizontalen Linien markieren den Bereich, in dem der Pulsar durch den Begleitstern verdeckt ist. Die Messungen {22}(a) und {100} haben während einer solchen Verdeckung stattgefunden. Bei den Messungen {101} und {21} handelte es sich um nahezu zeitgleiche Beobachtungen. Die drei HEGRA-Messungen mit den signifikantesten Anzeichen auf Periodizität der *Epoche-2*-Daten (vgl. Unterkapitel 6.3) sind als Kästen mit zugehöriger Datennahmezyklus-Nummer eingezeichnet (siehe Abbildung 6.1). Hierbei ist zu beachten, dass die gesamten Messungen der *Epoche 2* auf die *Main-On*-Zustände der 35-Tage-Periode konzentriert waren.

der in ein möglicherweise nur sehr kleines Raumwinkelelement konzentrierten Emission zur Folge haben könnten.

Jedoch auch die erneute Untersuchung einiger früherer Messdaten des Whipple-Cherenkov-Teleskops mit verbesserten Analysemethoden der Bildparameter [Gorham et al. (1987), Reynolds et al. (1990)] führte zum teilweisen Verschwinden oder einer deutlichen Abschwächung der zuvor entdeckten Periodizitäten. Auch der in der Beobachtung {40} des CYGNUS-Experiments gemessene, hohe Myonenanteil der die gefundene Periodizität ausmachenden Luftschauer warf neue Fragen auf. Dies führte dazu, dass Her X-1, der in Fachkreisen inzwischen als gesicherte Quelle hochenergetischer γ -Strahlung akzeptiert wurde [Weekes et al. (1988)], doch wieder in Frage gestellt werden musste und bis heute nicht geklärt werden konnte, ob die damaligen Messungen durch systematische Fehler beeinträchtigt waren, oder ob sich das physikalische Erscheinungsbild von Her X-1 im VHE/UHE-Bereich mit der Zeit geändert hat.

3.3 Beschleunigungsmechanismen hochenergetischer Teilchen

Die im Anhang A.1 zusammengestellten und im vorigen Unterkapitel diskutierten, zahlreichen Beobachtungen von möglicher Emission hoch- oder ultrahochenergetischer γ -Photonen aus der Richtung von Her X-1 wurden begleitet von vielen Modellen. Die meisten von ihnen können jedoch nur Teilaspekte der beobachteten Phänomene im VHE/UHE-Bereich erklären und stellen oftmals keine zwingenden, sich aus den hierfür zu ungenau bekannten Systemparametern ergebenden Schlussfolgerungen dar. Auch sind diverse, physikalische Vorgänge in Röntgendoppelsternsystemen, wie beispielsweise die Materieakkretion, noch nicht vollständig verstanden.

Auf der anderen Seite gibt es für viele Beobachtungen mehrere, alternative Erklärungen, was die eindeutige Beschreibung durch ein einziges Modell zusätzlich erschwert.

Den meisten Modellen ist gemeinsam, dass in ihnen zunächst durch einen geeigneten Mechanismus geladene Teilchen (meist Protonen) auf hohe Energien beschleunigt werden, die anschließend durch

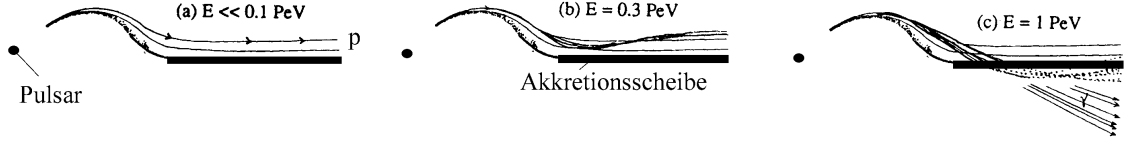


Abbildung 3.10: Zur Lösung des Energieproblems nach dem Modell von [Hillas & Johnson (1991)]: Ein in der Umgebung des Pulsars beschleunigter Strahl hochenergetischer Protonen wird entlang der Magnetfeldlinien an die Akkretionsscheibe geleitet und durchdringt diese ab einer Protonenenergie $E \approx 1 \text{ PeV}$. Hierbei werden hochenergetische γ -Photonen erzeugt, die bei entsprechender Säulendichte entkommen.

Wechselwirkung mit Materie aus einer geeigneten Zielregion durch Reaktionen der Art

$$p + p \rightarrow X + \pi^0 \quad \text{und} \quad \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad (3.2)$$

in hochenergetische γ -Photonen umgewandelt werden.

Die Grundvoraussetzungen für die Beobachtung hochenergetischer γ -Photonen vom Röntgendoppelsternsystem Hz Her/Her X-1 sind also:

- Ein geeigneter Beschleunigungsmechanismus, der geladene Teilchen auf Energien von einigen TeV oder mehr beschleunigt. Schon diese Beschleunigung muss zumindest anteilig auf den Beobachter gerichtet sein, da die über Sekundärreaktionen erzeugten γ -Photonen wegen der Impulserhaltung keine großen Abweichungen von der Flugrichtung des Primärteilchens erlangen. Eine isotrope Emission führt bei hohen Energien zu energetischen Widersprüchen [Hillas & Johnson (1991)].
Auch die Beschleunigung geladener, hochenergetischer Teilchen in zu großer Nähe zum Pulsar führt zu Widersprüchen, da hier wegen des sehr hohen Magnetfeldes Energieverluste durch Synchrotronstrahlung dominieren. Einen „Ausweg“ stellt die Erzeugung von Neutronen durch Wechselwirkung hochenergetischer Protonen mit nachstürzender Materie aus dem Akkretionsprozess dar.
- Eine Zielregion mit Materie, in der durch Wechselwirkungen der beschleunigten, geladenen Teilchen nach (3.2) die hochenergetischen γ -Photonen erzeugt werden. Diese Region muss eine geeignete Säulendichte besitzen, da bei zu geringer Dichte zu wenige Wechselwirkungen stattfinden und bei zu hoher Dichte nahezu alle erzeugten γ -Photonen reabsorbiert werden. Diese Forderung begünstigt in den Fällen, in denen die Akkretionsscheibe die Zielregion für die γ -Photonen-Erzeugung ist, die Zeitpunkte des Ein- und Austretens in die Aktivzustände der 35-Tage-Periode für die Erzeugung beobachtbarer γ -Photonen, da hier die Säulendichte des Akkretionsscheibenmaterials einen ganzen Bereich durchläuft (siehe auch Abbildung 3.5).

Um die teilweise beobachteten γ -Ausbrüche im UHE-Bereich zu erklären, muss schon die Beschleunigung der Protonen sehr stark gerichtet sein, da eine isotrope Emission geladener Teilchen mit derartigen Energien zu nicht lösbaren energetischen Widersprüchen führt. [Hillas & Johnson (1991)] setzen demzufolge zunächst einen Beschleuniger von hochenergetischen Protonen voraus, welche dann in Form eines relativ schmalen Bündels entlang der Magnetfeldlinien an die Akkretionsscheibe herangeleitet werden. Die Feldlinien dringen größtenteils nicht in die Akkretionsscheibe ein, sondern knicken zuvor ab und verlaufen dann nahezu parallel zur Akkretionsscheibe. Dies ist in Abbildung 3.10 schematisch dargestellt. Protonen mit Energien $\geq 1 \text{ PeV}$ sind im nach außen schwächer werdenden Magnetfeld nicht mehr in der Lage, den vor der Akkretionsscheibe abknickenden Feldlinien zu folgen und durchdringen die Akkretionsscheibe. Dies hat durch Proton-Proton-Stöße und anschließenden π^0 -Zerfall die Erzeugung hochenergetischer γ -Photonen mit Energien von einigen bis hin zu einigen hundert TeV zur Folge, die bei ausreichend dünner Akkretionsscheibe ungehindert in Form eines schmalen Bündels entkommen können.

Die nur zeitweilig beobachtete Emission wird hierbei durch die Empfindlichkeit der Richtung des engen Protonenstrahls gegenüber kleinen Systemänderungen (z.B. Präzession des Neutronensterns) und der Abhängigkeit der durchdrungenen Akkretionsscheibendicke von der 35-Tage-Periode erklärt.

Prinzipiell können drei Typen von Modellen zur Erzeugung hochenergetischer γ -Strahlung in akkretierenden Röntgendoppelsternsystemen unterschieden werden, nach denen sich auch die Struktur der folgenden Abschnitte richtet.

1. **Schock-Beschleunigungs-Modelle:** Diese Klasse von Modellen (Abschnitt 3.3.1) befasst sich mit der Schock-Beschleunigung geladener Teilchen in der unmittelbaren Umgebung des Pulsars, wobei die Beschleunigungsenergie bei der schockartigen Abbremsung akkretierter Materie in der Nähe der Pulsaroberfläche frei wird. Ein grundsätzlicher Schwachpunkt dieser Modelle ist die fehlende Erklärung des Entkommens hochenergetischer Protonen oder Photonen, die im starken Magnetfeld der Pulsarumgebung nicht möglich ist (hoher Strahlungsverlust geladener Teilchen bzw. für Photonen Paarerzeugung im starken Magnetfeld).
2. **Jet-Akkretions-Modelle:** Die Beschleunigung erfolgt an Schockfronten in einem gerichteten Materieausstrom (Jet), der sich an der Richtung der Magnetfeldlinien orientiert. Die Schockregion wird hier durch den Jet von der unmittelbaren Pulsarumgebung in Regionen mit schwächerem Magnetfeld verlagert (Abschnitt 3.3.2).
3. **Akkretionsscheiben-Dynamo-Effekt:** Hier wird die Beschleunigung geladener Teilchen durch eine starke, elektrische Potentialdifferenz erklärt, die durch die differentielle Rotation der leitenden Akkretionsscheibe im Pulsarmagnetfeld erzeugt wird (Abschnitt 3.3.3).

Ein relativ neues Modell erklärt die Beschleunigung von Protonen durch Streuung an sogenannten Alfvén-Wellen (Abschnitt 3.3.4) und ist motiviert durch diverse Unstimmigkeiten und Schwachstellen der früheren Modelle.

Eine weitere Klasse von Modellen wird in Abschnitt 3.3.5 vorgestellt und beschäftigt sich speziell mit den im vorigen Unterkapitel 3.2 beschriebenen, häufigen Messungen von im Vergleich zur Pulsarfrequenz blauverschobenen Frequenzen im hochenergetischen Bereich.

3.3.1 Schock-Beschleunigungs-Modelle

Schockbeschleunigung in der Akkretionssäule

Die Beschleunigung geladener Teilchen an Schockfronten wurde in Unterkapitel 2.1 schon kurz erwähnt. [Eichler & Vestrand (1985)] beschreiben in ihrem Modell die Beschleunigung von Protonen auf hohe Energien durch Schockbeschleunigung in der mitrotierenden Akkretionssäule in der Nähe des Pulsars. Hier erleidet das akkretierte Material im Bereich der Neutronensternoberfläche oder beim Aufprall auf die Magnetosphäre einen Schock. Verlangt man, dass die Zeitskala der Schockbeschleunigung der Protonen kleiner ist als die der Synchrotronverluste im Pulsarmagnetfeld, so können Protonen Energien von bis zu 10^{16} eV erhalten. Hierfür muss die Magnetfeldstärke in der Beschleunigungsregion deutlich kleiner sein, als direkt an der Pulsaroberfläche, was im Fall von Her X-1 im Bereich der Magnetosphärengrenze wegen des starken Gegenfeldes der leitenden, akkretierten Materie gegeben ist. Für die Erklärung der teilweise größeren beobachteten Energien scheitert dieses Modell jedoch.

Wegen des kleinen Winkels zwischen Dipolmagnetfeld des Pulsars und der Orbitalebene - und damit der Sichtlinie des Beobachters - werden die Protonen in die Richtung des Beobachters entsandt und passieren dabei - je nach der Phase Φ_{35} der präzedierenden Akkretionsscheibe - deren inneren Rand. Hierdurch wiederum können nach den bekannten Wechselwirkungen hochenergetische γ -Photonen entstehen, sofern die Dicke des durchquerten Materials in etwa einer Strahlungslänge eines hochenergetischen Protons entspricht. Dies sollte vorwiegend bei beginnender und endender Abdeckung des Neutronensterns durch die Akkretionsscheibe - also beim Übergang zwischen einem Aktiv- in einen Ruhezustand der 35-Tage-Periode und umgekehrt - der Fall sein, also bei $\Phi_{35} \approx 0.0, 0.31, 0.57, 0.79$ (vgl. mit Abbildung 3.5).

Schockbeschleunigung bei sphärischer Akkretion

Auch [Kazanas & Ellison (1986)] verwenden in ihrem Modell, das für das Doppelsternsystem Cygnus X-3 und ähnliche Doppelsternsysteme entwickelt wurde, die gut verstandene Theorie der Schockbeschleunigung 1. Art. Als Energiequelle dient hierbei die Akkretion der Materie, von der

durch Schockbeschleunigung ein relativ großer Bruchteil auf hochenergetische Teilchen umgelagert werden kann. Die Geschwindigkeit der Schockfront wird hier mit der Einfallgeschwindigkeit der akkretierten Materie gleichgesetzt. Im Gegensatz zu [Eichler & Vestrand (1985)] gehen [Kazanas & Ellison (1986)] von sphärischer Akkretion aus, die im Fall von Her X-1 jedoch mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht gegeben ist, da hier die Akkretion über die Akkretionsscheibe stattfindet.

Schockfronten entstehen bei der Materieakkretion dadurch, dass die Einfallgeschwindigkeit des akkretierten Gases im Bereich des Neutronensterns wesentlich höher ist, als die entsprechende Schallgeschwindigkeit, die für die Ausbildung eines thermischen Gleichgewichts verantwortlich ist. Die auf hohe Energien beschleunigten Protonen führen u.a. Reaktionen der Art $p+p \rightarrow n+X$ durch, wobei die hierbei entstehenden Neutronen unabhängig vom starken Magnetfeld die Umgebung des Pulsars verlassen und so beispielsweise mit Materie des Begleitsterns wechselwirken können. Die Bildung der Neutronen ist hierbei unabhängig vom Modell von der sphärischen Akkretion und stellt damit auch eine unabhängige Erklärung des Entkommens hochenergetischer Teilchen aus der unmittelbaren Pulsarumgebung dar.

[Kazanas & Ellison (1986)] betrachten sogar die Möglichkeit, dass ein Bruchteil der ultrahochenergetischen Neutronen¹¹ mit $E \geq 10^{17}$ eV die Erde direkt erreichen und berechnen den Neutronenfluss für eine 10 kpc entfernte Quelle zu $F_{17} \approx 4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$; derartige Energien entziehen sich jedoch der Messung mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen, könnten aber mittels eines Detektorfeldes mit guter Winkelauflösung von etwa 2° vom Untergrund der geladenen kosmischen Strahlung separiert werden.

3.3.2 Jet-Akkretions-Modelle

Bei sehr hohen Akkretionsraten $\dot{M}$ erreicht der akkretierende Pulsar die Eddington-Leuchtkraft L_E , die dadurch definiert ist, dass der durch sie aufgebaute Strahlungsdruck die Akkretion größerer Materiemengen $\dot{M} > \dot{M}_E$ verhindert. Der Anteil der Materie, der über die Aufrechterhaltung der Eddington-Leuchtkraft hinausgeht, wird in Form eines gerichteten Jets, der sich entlang der Magnetfeldlinien ausbildet, wieder vom Pulsar fortgetragen [Quenby & Lieu (1987)]. Im Fall von Her X-1 ist dieser Jet wegen der Lage der magnetischen Achse in etwa in Richtung Erde gerichtet. Die Beschleunigung der hochenergetischen Teilchen erfolgt auch in diesem Modell an einer Schockfront, die durch den Jet in einer Region im Bereich des Alfvén-Radius r_A von etwa 10^8 cm vom Pulsar entfernt ausgebildet wird. Da der Jet, der sich mit einem Öffnungswinkel von Θ_j entlang der Magnetfeldlinien ausbildet, mit der Winkelgeschwindigkeit des Pulsars rotiert, werden auch die in Sekundärreaktionen entstehenden, hochenergetischen γ -Photonen mit entsprechender Frequenz in die Richtung der Sichtlinie des Beobachters emittiert.

Der im Vergleich zu den in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Modellen weiter vom Pulsar entfernte und damit in einem schwächeren Umgebungsmagnetfeld ausgebildete Schock führt zu geringeren Strahlungsverlusten der beschleunigten Teilchen. Auch der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung von aus Sekundärreaktionen hervorgegangenen, hochenergetischen γ -Photonen im Magnetfeld ist deutlich kleiner, als in der unmittelbaren Umgebung des Pulsars, so dass entsprechende Verluste an Wirkung verlieren.

[Kiraly & Meszaros (1988)] legen in ihrem erweiterten Modell, das auf einem mitrotierenden Jet-Modell aufbaut, viel Wert auf die Einbeziehung der Röntgeneigenschaften der betrachteten Quelle. Die Protonen des Jets erreichen innerhalb von etwa 10^{-2} s den Alfvén-Radius r_A und erleiden dort eine Schockbeschleunigung: Durch mehrmaliges Vor- und Zurückstreuen an magnetischen Irregularitäten, also Feldfluktuationen (Streuung zum Pulsar hin) bzw. Alfvén-Wellen (Streuung vom Pulsar weg) erreichen sie Energien von bis zu 10^{16} eV. Dieser Prozess ist nur deshalb möglich, weil der Jet der beschleunigten, mit dem Magnetfeld mitrotierenden Teilchen in der Nähe des Korotationsradius bei $r_A \approx r_{\text{kor}}$ (3.1) auf die Materiehülle der Akkretionsscheibe stößt. Da hierdurch der Jet annähernd mit der gleichen Geschwindigkeit rotiert, wie die Materiehülle, kann ein geladenes Teilchen mehrfach radial vor- und zurückgestreut werden, ohne zuvor seitlich die Schockregion zu verlassen.

Die so auf hohe Energien beschleunigten Protonen können nun durch entsprechende Wechselwirkungsprozesse mit Materie aus der Akkretionsscheibe oder des Begleitsterns hochenergetische

¹¹Die Lebensdauer von Neutronen im Ruhesystem beträgt etwa 887 s.

γ -Photonen erzeugen, deren Emissionsrichtung von der Ausrichtung des Dipolmagnetfeldes des Pulsars abhängt, entlang dessen Feldlinien sich der Jet ausbreitet.

3.3.3 Akkretionsscheiben-Dynamo-Effekt

[Chanmugam & Brecher (1985)] stellen ein Modell vor, in dem sich die Beschleunigung der hochenergetischen Teilchen in der Akkretionsscheibe abspielt. Im Modell wird eine leitende Akkretionsscheibe angenommen, die vom Magnetfeld des Neutronensterns teilweise durchdrungen wird. Da das Magnetfeld mit der Winkelgeschwindigkeit des Neutronensterns rotiert, sieht ein in der differentiell rotierenden Akkretionsscheibe mitbewegter Beobachter wegen der zeitlichen Änderung des Magnetfeldes $\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \vec{B}(\vec{r}, t) = -\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t)$ ein elektrisches Feld E (Maxwell-Gleichungen). Dieses hat die Stärke $E = 0$, wenn sich der Beobachter im Abstand des Korotationsradius r_{kor} befindet und wird mit zunehmendem Abstand größer, solange die Akkretionsscheibe noch von den Magnetfeldlinien durchdrungen wird. Dieser Punkt ist jedoch eine große Schwachstelle des Modells, da die Wechselwirkung des Neutronensternmagnetfeldes mit der Akkretionsscheibe wegen seiner Komplexität noch nicht vollständig verstanden ist (vgl. Abschnitt 3.1.2). Die Potentialdifferenz zwischen innerem und äußerem Rand r_1 und r_2 der Akkretionsscheibe wird errechnet zu:

$$V = -1/c \sqrt{GM_p} B_z(r_1) \sqrt{r_1} \ln(r_2/r_1)$$

Hierbei ist $B_z(r_1)$ die z -Komponente des Magnetfeldes $\vec{B}$ in Zylinderkoordinaten, das sich aus der Überlagerung des rotierenden Magnetfeldes des Neutronensterns mit dem induzierten Gegenfeld der Akkretionsscheibe ergibt. M_p ist die Masse des Neutronensterns und G die Gravitationskonstante. Der Innenrand der Akkretionsscheibe r_1 wird hierbei bestimmt durch den Alfvén-Radius r_A .

Für einen „realistischen“ Pulsar mit einem Magnetfeld von $B_p \approx 10^{12} \text{ G}$, einem Radius von $R_p \approx 10^6 \text{ cm}$ und einer Leuchtkraft von $L_p \approx 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ erhalten [Chanmugam & Brecher (1985)] eine Potentialdifferenz von $V \approx 1.6 \cdot 10^{15} \text{ V}$. Die maximal mögliche Potentialdifferenz wird für den unrealistischen Fall von $r_1 \approx R_p$ und $L_p \approx L_E \approx 1.3 \cdot 10^{38} (M_p/M_\odot) \text{ erg s}^{-1}$ zu $V_{\text{max}} = 2 \cdot 10^{17} \text{ V}$ errechnet. Hierbei ist L_E die Eddington-Leuchtkraft, deren Strahlungsdruck weitere Akkretion von Materie verhindert.

Ist $\vec{\Omega}(r)$ die Winkelgeschwindigkeit der Akkretionsscheibe, dann werden für $\vec{\Omega}(r) \cdot \vec{B} > 0$ negativ geladene Teilchen (z.B. Elektronen) und für $\vec{\Omega}(r) \cdot \vec{B} < 0$ positiv geladene Teilchen (z.B. Protonen) vom Neutronenstern weg beschleunigt. Die so beschleunigten Protonen können dann durch Reaktionen mit Materie aus der Begleitsternatmosphäre oder der Akkretionsscheibe der Art (3.2) γ -Photonen mit Energien bis zu 10^{16} eV erzeugen. Für Her X-1 sagen [Chanmugam & Brecher (1985)] unter der Annahme eines Pulsarmagnetfeldes von $B \approx 10^{12} \text{ G}$ die Emission von hochenergetischen γ -Photonen mit Energien von bis zu $10^{15} \text{ eV} = 1 \text{ PeV}$ voraus. Das gepulste Auftreten der hochenergetischen Photonen in diversen Beobachtungen (vgl. Unterkapitel 3.2) wird in diesem Modell auf die Wechselwirkung mit der gepulsten Röntgenstrahlung zurückgeführt aber nicht grundlegend erklärt.

3.3.4 Beschleunigung durch Streuung an Alfvén-Wellen

[Johnson (1995)] schlägt als Mechanismus für die Beschleunigung hochenergetischer, geladener Teilchen in der physikalischen Umgebung des Pulsars Her X-1 die Streuung an Alfvén-Wellen vor. Diese sind eine Lösung der 1942 von H. Alfvén aufgestellten, nichtlinearen magnetohydrodynamischen Gleichungen¹², die sich durch Kopplung der Maxwell-Gleichungen mit denen der Gasdynamik und den thermodynamischen Zustandsgleichungen ergeben. Es handelt sich bei den Lösungen um transversale, magnetohydrodynamische Wellen, die sich in einem Plasma entlang der Feldlinien eines homogenen Magnetfeldes der Flussdichte $\vec{B}$ mit der Alfvén-Geschwindigkeit $v_A = B/\sqrt{\mu_0 \varrho}$ ausbreiten, wobei μ_0 die magnetische Flusskonstante und ϱ die Massendichte der Ladungsträger ist.

¹²Das physikalische Gebiet der Magnetohydrodynamik behandelt u.a. die Kopplung von mechanischen und elektromagnetischen Kräften in einem von einem Magnetfeld durchsetzten, strömenden Plasma. Durch die Bewegung des elektrisch leitfähigen Mediums im Magnetfeld werden elektrische Ströme induziert, die wiederum vom Magnetfeld beeinflusst werden, so dass die ursprüngliche Form der Materieströmung modifiziert wird.

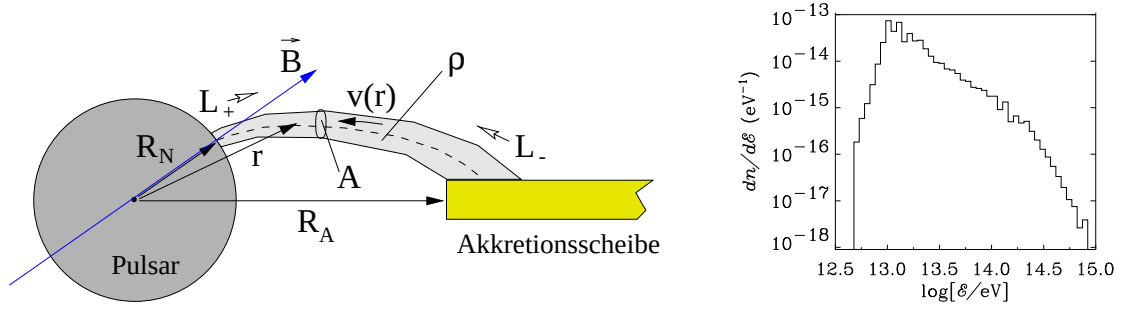


Abbildung 3.11: Das Modell von [Johnson (1995)]. *Links*: Erklärung einiger Größen. *Rechts*: Das aus Simulationen erhaltene Energiespektrum der am Innenrand der Akkretionsscheibe austretenden Protonen.

Da das Gas in der Akkretionssäule völlig ionisiert ist, breiten sich dort Alfvén-Wellen mit der Geschwindigkeit v_A aus, wobei diese wesentlich höher ist, als die Geschwindigkeit des einfallenden Gases v_g .

Die Gesamtheit der mit der Geschwindigkeit v_A nach außen und nach innen laufenden Moden wird beschrieben durch L_+ bzw. L_- . Hierbei können die nach außen laufenden Alfvén-Wellen durch auf den Pulsar auftreffende, akkretierte Materie entstehen, wobei die kleinste Wellenzahl hierfür mit $k_{0+} = 10/R_n$ angegeben wird. Die einlaufenden Wellen entstehen beim Alfvén-Radius r_A und werden möglicherweise durch Rayleigh-Taylor-Instabilitäten an der Schnittstelle zwischen Magnetosphäre und Akkretionsscheibe erzeugt. Die kleinste Wellenzahl hierfür ist $k_{0-} = 10/R_A$.

In der Nähe des Neutronensterns werden die Alfvén-Wellen wegen des hohen Magnetfeldes relativistisch, wobei sie im Extremfall die Form elektromagnetischer Wellen im freien Raum annehmen. An diesen relativistischen Alfvén-Wellen können nun Protonen der akkretierten Materie gestreut werden, wobei der Energiegewinn $\Delta\epsilon/\epsilon$ pro Streuprozess bei einem Lorentzfaktor der Alfvén-Wellen in der Nähe des Neutronensterns von $\gamma_A \approx 100$ Werte von $\Delta\epsilon/\epsilon = 4\gamma_A^2 \sim 4 \cdot 10^4$ betragen kann.

In einer Simulation wurden Protonen gleichmäßig in die Akkretionssäule eingestreut. Sie werden im Schnitt innerhalb von 10 ms auf eine Energie von 30 TeV beschleunigt, wobei die maximale Energie bei knapp unter 1 PeV liegt. Das aus der Simulation erhaltene Spektrum der bei R_A austretenden Protonen ist in Abbildung 3.11 rechts zu sehen. Ein weiteres Ergebnis der Simulationen war, dass die Protonen das Beschleunigungsgebiet nahezu parallel zu den Magnetfeldlinien in Form eines engen Bündels verlassen. Dieser Strahl kann - je nach genauer Ausrichtung - mit der Materie der Akkretionsscheibe wechselwirken.

In die Simulationen gingen keine Energieverluste der Protonen während des Beschleunigungsprozesses durch Synchrotronabstrahlung im starken Pulsarmagnetfeld, Wechselwirkung mit Materie oder der sehr intensiven Röntgenstrahlung in der Akkretionssäule ein; deren Einfluss wurde als vernachlässigbar abgeschätzt.

Auch dieses Modell ist trotz des relativ engen, gerichteten Strahls hochenergetischer Teilchen nicht in der Lage, die bei einigen Ausbrüchen gemessenen Flüsse von bis zu $10^{-9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ im 1-TeV-Bereich bzw. $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ im 100-TeV-Bereich ohne gewisse Zusatzannahmen (temporär stark erhöhte Akkretionsraten) zu erklären. Die teilweise gemessenen Langzeitflüsse von $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ im 1-TeV-Bereich bzw. $10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ im 100-TeV-Bereich können dagegen zufriedenstellend erklärt werden.

3.3.5 Frequenzverschiebung

Die sehr interessante Beobachtung der im Vergleich zum Röntgenbereich frequenzverschobenen Perioden im VHE/UHE-Bereich werden im Modell von [Slane & Fry (1989)] folgendermaßen erklärt: Die Materie bewegt sich bei der Akkretion entlang der Feldlinien auf die magnetischen Pole des Pulsars. In der Nähe des Alfvén-Radius r_A können sich aufgrund von Instabilitäten in der Wechselwirkung zwischen Pulsarmagnetfeld und Akkretionsscheibe ganze Materieblasen aus der Akkretionsscheibe lösen, die den Pulsar auf Kepler-Bahnen mit der Winkelgeschwindigkeit ω_k umrunden. Diese Materieblasen fungieren als Zielregion für einen vom Pulsar kommenden Strahl

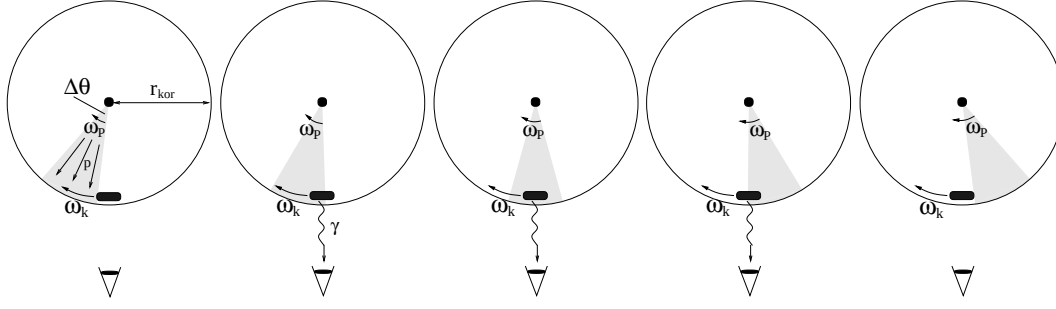


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung des Zustandekommens von blauverschobenen Frequenzen im Vergleich zur Röntgenfrequenz nach [Slane & Fry (1989)]. Der als breit angenommene Protonenstrahl rotiert mit der Pulsarfrequenz ω_p , wobei die Materieblase, die sich leicht innerhalb von r_{kor} befindet, mit einer Frequenz $\omega_k \geq \omega_p$ rotiert. Da diese beiden Frequenzen sehr nahe beieinanderliegen, kommt es – je nach Öffnungswinkel des hochenergetischen Protonenstrahls – in einem gewissen Zeitraum zur Erzeugung hochenergetischer γ -Photonen mit der Frequenz ω_k .

hochenergetischer Protonen¹³, dessen Öffnungswinkel $\Delta\theta$ als groß angenommen wird.

Das Zustandekommen der Periodizität der bei den Stößen entstehenden, hochenergetischen γ -Photonen ist durch die Umrundungsfrequenz ω_k der Materieblase bestimmt: Nur, wenn die Materieblase auf ihrer Kepler-Bahn die Sichtlinie zwischen Pulsar und Beobachter kreuzt, kommt es zur für den Beobachter messbaren Emission von hochenergetischen γ -Photonen (siehe Abbildung 3.12). Voraussetzung hierfür ist natürlich die Stabilität der Materieblase für eine große Anzahl an Umrundungen. Die Keplerfrequenz ω_k ist hierbei der Röntgenpulsarfrequenz ω_p *per definitionem* sehr ähnlich, da der Austritt der Blase in der Nähe des Korotationsradius r_{kor} stattfindet. Die physikalische Ursache der beiden Frequenzen ist jedoch eine verschiedene.

Die Dauer τ eines auf diese Weise entstehenden Ausbruchs gepulster γ -Strahlung hängt ab von den Perioden P_k und P_p der umkreisenden Materieblase bzw. der Pulsarrotation und dem Öffnungswinkel $\Delta\theta$ des hochenergetischen Protonenstrahls:

$$\tau = \frac{\Delta\theta}{2\pi} \left(\frac{1}{P_k} - \frac{1}{P_p} \right)^{-1} \quad (3.3)$$

Die Periode P_k kann sich hierbei im Laufe der Zeit der Pulsarperiode P_p annähern, da der Materieblase durch das mit dem Pulsar mitrotierende Magnetfeld die Pulsarperiode aufgezwungen wird. Dies kann zu einer Vergrößerung der Dauer τ eines möglichen Ausbruchs hochenergetischer γ -Photonen führen, jedoch auch zu einer Ausschmierung eines Frequenzmaximums in der Periodizitätsanalyse. Auch eine nicht zu vernachlässigende Ausdehnung der Materieblase kann einen solchen Effekt hervorrufen.

Eine alternative Erklärung für die gemessenen Frequenzverschiebungen zwischen hochenergetischen γ -Photonen und Pulsarfrequenz geben [Cheng & Ruderman (1989)]. In ihrem Modell ist die Akkretionsscheibe selbst die Zielregion eines als breit angenommenen Strahls hochenergetischer Protonen. Der Protonenstrahl wird hierbei durch die Magnetfeldlinien (vgl. Abbildung 3.10) im Abstand von r_p durch die Akkretionsscheibe geleitet, wo es durch Stoßreaktionen zur Erzeugung hochenergetischer γ -Photonen kommt. In der Regel ist das durchquerte Akkretionsscheibenmaterial so dick, und die Photonen reagieren in einer Paarerzeugung zu einem Teilchen-Antiteilchen-Paar, so dass sie das Doppelsternsystem nicht verlassen können.

Schwankungen in der Akkretionsrate $\dot{M}$ führen jedoch dazu, dass sich entsprechende „Fenster geringerer Dichte“ mit dem Akkretionsfluss in der Akkretionsscheibe nach innen bewegen. Erreicht dieses Fenster den Radius r_p , so sind die dort erzeugten γ -Photonen in der Lage zu entkommen. Die Periode der emittierten γ -Photonen ist gegeben durch die Winkelgeschwindigkeit der Akkretionsscheibe bei r_p . Das Durchwandern des Fensters geringerer Dichte vollzieht sich auf Zeitskalen im Bereich von 10^3 s, was der Dauer eines entsprechend beobachtbaren Ausbruchs gepulster Strahlung entspricht.

¹³Auf den Beschleunigungsmechanismus dieses Protonenstrahls wird nicht genauer eingegangen. Es sei angemerkt, dass in einigen Modellen die Beschleunigung hochenergetischer Protonen nicht in der unmittelbaren Umgebung des Pulsars stattfindet, sondern beispielsweise im Modell des Akkretionsscheiben-Dynamos aus Abschnitt 3.3.3 erst weiter außerhalb. In diesen Fällen wäre die Erklärung von [Slane & Fry (1989)] zur Frequenzverschiebung nicht mehr möglich.

Kapitel 4

Baryzentrische Korrektur

Sucht man in einer auf der Erde gemessenen Serie von Signalankunftszeiten extraterrestrischen Ursprungs (Zeitreihe) nach Periodizitäten, so müssen die Zeiten zunächst auf ein Inertialsystem korrigiert werden. Die Erde selbst bildet wegen ihrer nahezu elliptischen Bahn um den Schwerpunkt des Sonnensystems (SSBC = *Solar System Bary Center*), ihrer zusätzlichen Bewegung um den Schwerpunkt des Erde-Mond-Systems und ihrer Eigenrotation kein Inertialsystem. Besser geeignet ist das SSBC. Obwohl auch dieses wegen seiner Bewegung um das galaktische Zentrum nicht einwandfrei der Definition eines Inertialsystems entspricht, ist dieser Effekt jedoch bei galaktischen Quellen der näheren Umgebung zu vernachlässigen, da diese in der Regel mit ähnlichen Geschwindigkeiten um das galaktische Zentrum rotieren.

Für das Verständnis der in Unterkapitel 4.2 erläuterten baryzentrischen Korrektur auf das Zentrum des Sonnensystems ist es sinnvoll, sich zunächst einen kurzen Überblick über die verschiedenen Zeitsysteme zu verschaffen (Unterkapitel 4.1). Im Anschluss an Unterkapitel 4.2 wird in Unterkapitel 4.3 kurz die zeitliche Korrektur auf ein Doppelsternsystem dargestellt. Hierbei handelt es sich physikalisch gesehen um das gleiche Prinzip wie bei der Korrektur auf das Zentrum des Sonnensystems. Die Korrektur auf ein Doppelsternsystem stellt sich jedoch wegen der Zusammensetzung aus nur zwei Objekten in der praktischen Durchführung als nicht ganz so komplex heraus wie die Korrektur auf das SSBC. Die korrekte Funktionsweise der beiden Korrekturen wird am Ende der jeweiligen Unterkapitel durch einige kurze Plausibilitätstests überprüft.

4.1 Zeitsysteme

Die Suche nach einem geeigneten Systems zur Zeitmessung hat eine lange Geschichte und stellt sich als nicht trivial heraus. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die gebräuchlichen Zeitsysteme gegeben werden.

Stern- und Sonnenzeit, Weltzeiten (UT0, UT1 und UT2)

Die „Uhr“ der Stern- und der Sonnenzeit ist die Rotation der Erde um die eigene Achse. Die Einheit der Sternzeit ist der Sterntag, der durch die Zeitdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden oberen Kulminationen¹ des Frühlingspunktes definiert ist. Der Sterntag wird in 24 Stunden mit jeweils 60 Minuten unterteilt, wobei jede Minute wiederum aus 60 Sekunden besteht. Da die Sternzeit von der geographischen Länge des Beobachtungsortes abhängt, bezieht man sie im Allgemeinen auf den Meridian von Greenwich, was zur *Greenwich Mean Siderial Time* (GMST) führt.

Der Sonnentag ist die Einheit der Sonnenzeit und durch zwei aufeinanderfolgende untere Kulminationen der Sonne definiert. Da die Erde während einer Eigenrotation einen Teil ihrer elliptischen Bahn um die Sonne zurücklegt - die Sonne somit eine scheinbare jährliche Bewegung von etwa 1°/Tag auf der sogenannten Ekliptik durchführt - ist der Zeitraum zwischen zwei Kulminationen

¹Die Kulmination ist der Zeitpunkt, bei dem ein Gestirn bei seiner scheinbaren täglichen Bewegung am Himmel seine größte Höhe über dem Horizont (obere Kulmination) oder unter dem Horizont (untere Kulmination) erreicht.

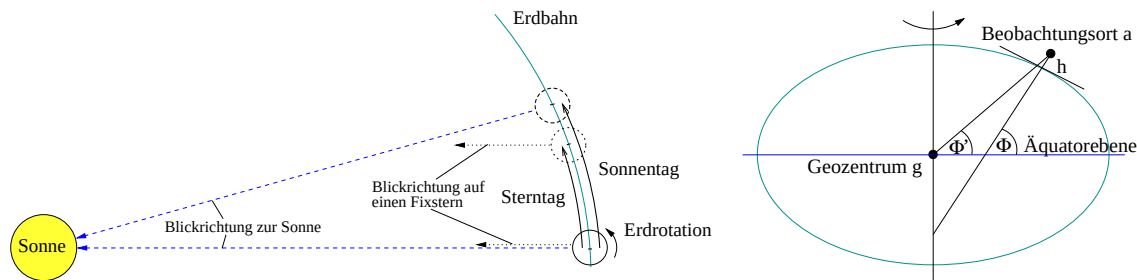


Abbildung 4.1: *Links:* Zur Definition von Stern- und (wahren) Sonnentag (nicht maßstabsgetreu). Der Sterntag ist definiert als Zeitraum zwischen zwei Kulminationen eines Fixsterns und somit kürzer als der wahre Sonnentag, bei dem die Kulmination der Sonne als Zeitmaß gewählt wird. *Rechts:* Übertriebene dargestellte Verdeutlichung des Unterschiedes zwischen geozentrischer Breite Φ' und geodätischer Breite Φ aufgrund der Erdform eines Rotationsellipsoids.

der Sonne etwas größer als der zwischen zwei Kulminationen eines Fixsterns bzw. des Frühlingspunktes. Aus diesem Grund ist ein Sonnentag etwas länger als ein Sterntag, was in Abbildung 4.1 links verdeutlicht ist.

Man unterscheidet weiter zwischen dem wahren Sonnentag und dem mittleren Sonnentag, die über die sogenannte Zeitgleichung in Verbindung stehen. Der wahre Sonnentag bezieht sich auf die tatsächlich beobachtete Kulmination der Sonne und stellt somit wegen der auf die elliptische Erdbahn und der Schrägstellung der Erdachse (Schiefe der Ekliptik) zurückzuführenden, nicht gleichförmigen Bewegung der Sonne entlang der Ekliptik kein geeignetes Zeitmaß dar. Man definiert daher für den mittleren Sonnentag eine fiktive Sonne, die sich gleichförmig auf der Ekliptik bewegt, dabei jedoch für einen Umlauf genau die Zeit der tatsächlichen Sonne benötigt. Auch ein (mittlerer) Sonnentag wird in 24 Stunden mit jeweils 60 Minuten und jeweils 60 Sekunden unterteilt, was der bis 1955 gültigen Definition der Sekunde entsprach. Wegen des zuvor erwähnten Unterschiedes zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kulminationen eines Fixsterns bzw. der (fiktiven) Sonne gilt zwischen Stern²- und wahren Sonnentag die folgende Beziehung:

$$\begin{aligned} 1 \text{ Sterntag} &= 0.99727 \text{ mittlere Sonnentage} = 23 \text{ h } 56 \text{ min } 4.09 \text{ s mittlere Sonnenzeit} \\ 1 \text{ mittlerer Sonnentag} &= 1.00274 \text{ Sterntage} = 24 \text{ h } 3 \text{ min } 56.56 \text{ s Sternzeit} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Die Weltzeit (UT = *Universal Time*, auch mit UT0 bezeichnet) basiert auf der oben definierten mittleren Sonnenzeit. Eine Sekunde ist hierin der 86400-ste Teil eines mittleren Sonnentages³. In den Zeiten UT1 bzw. UT2 werden ortsabhängige Korrekturen, die sich durch das Nichtzusammenfallen von Rotations- und Symmetrieachse der Erde (Polhöhe), sowie durch quasiperiodische Schwankungen der Erdrotation ergeben, berücksichtigt. Der maximale Unterschied zwischen UT1 und UT0, sowie zwischen UT2 und UT1 beträgt ± 300 ms. Desweiteren verlangsamt sich die Rotation der Erde aufgrund der Gezeitenreibung um etwa 0.0021 s pro Jahrhundert.

Ephemeridenzeit (ET)

Die heute nicht mehr gebräuchliche, im Jahre 1958 eingeführte Ephemeridenzeit (ET = *Ephemerides Times*) geht auf die Erstellung der ersten Ephemeridentabellen⁴ zurück. Die Grundlage der Ephemeridenzeit ist die Bewegung der Erde um die Sonne und nicht - wie in der gebräuchlicheren Sonnenzeit - die ungleichförmige Rotation der Erde um die eigene Achse, die bei der Interpretation der Ephemeriden zu signifikanten Abweichungen zwischen Beobachtungen und Vorhersagen führte. Die Sekunde wurde definiert als der 31556925.9747-ste Teil des tropischen Jahres für den 1. Januar 1900, 12^h Ephemeridenzeit. Diese Zeitskala erschien - abgesehen von astronomischen Anwendungen - für die gesellschaftliche Zeitrechnung jedoch ungeeignet.

²In Wirklichkeit muss auch bei der Sternzeit zwischen wahrer und mittlerer Sternzeit unterschieden werden, da sich der Frühlingspunkt durch die Präzession der Erdeachse gegenüber den Sternen verschiebt.

³In der Praxis wird die präziser messbare Sternzeit in die Sonnenzeit umgerechnet.

⁴In einer Ephemeridentabelle werden die aus Beobachtungsdaten vorausgerechneten Positionen verschiedener Himmelskörper des Sonnensystems zusammengestellt

Internationale Atomzeit (TAI), koordinierte Weltzeit (UTC)

In der Internationalen Atomzeit (TAI = *Temps Atomique International*) ist die Sekunde (SI-Sekunde) definiert als die Dauer von 9192631770 Schwingungen der beim Übergang zwischen zwei Hyperfeinstrukturniveaus des Grundzustandes ausgesandten Strahlung des ^{133}Cs -Atoms. Die Definition dieser Sekunde ist somit zeitunabhängig, hängt jedoch nach der allgemeinen Relativitätstheorie von der Geschwindigkeit der zeitmessenden Atomuhr und dem Gravitationspotential ab - und somit von der Entfernung zum Erdmittelpunkt. Aus diesem Grund wird die Atomzeit (TAI) auf einen Messort auf Meereshöhe bezogen, der mit der Erde mitrotiert.

Die beiden Zeitskalen TAI und UT2 waren am 1. Januar 1958, 0^h TAI *per definitionem* exakt gleich. Obwohl die Definition der Sekunde in der Atomzeit so gewählt wurde, dass sie möglichst gut mit der Definition der Sekunde der mittleren Sonnenzeit (UT2) übereinstimmt, ist sie um $3 \cdot 10^{-8}$ s bis $4 \cdot 10^{-8}$ s kürzer als die UT2-Sekunde. Dies führt zwangsläufig zum Auseinanderlaufen der beiden Zeitskalen⁵. Um dies zu verhindern, wurde die koordinierte Weltzeit (UTC, englisch: *Universal Time Coordinated*) definiert, deren Sekunde durch die Atomzeit (TAI) gegeben ist, der jedoch jeweils am 31. Dezember oder am 30. Juni eines Jahres bei Bedarf eine Schaltsekunde hinzugefügt oder abgezogen wird, so dass die Differenz zwischen UTC und UT2 nie größer als 0.9 s wird. Somit unterscheidet sich die Atomzeit (TAI) von der seit 1. Januar 1972 gültigen koordinierten Weltzeit (UTC) durch eine ganzzahlige Anzahl N_s an Schaltsekunden⁶:

$$\text{TAI} = \text{UTC} + N_s \cdot 1 \text{ s} \quad (4.2)$$

Die Ortszeit wird - je nach Zeitzone - durch Addition oder Subtraktion einer entsprechenden Anzahl ganzer Stunden zur koordinierten Weltzeit (UTC) erhalten; letztere unterliegt jedoch keiner Umstellung zwischen Sommer- und Winterzeit, wie dies bei einigen Ortszeiten der Fall ist.

Terrestrische dynamische Zeit (TDT) und baryzentrische dynamische Zeit (TDB)

Um die in der Astronomie gebräuchliche Ephemeridenzeit (ET) weiterverwenden zu können, jedoch mit der genaueren Sekundendefinition der Atomzeit (TAI), wurde 1984 die terrestrische dynamische Zeit (TDT = *Terrestrial Dynamical Time*, auch als terrestrische Zeit, TT = *Terrestrial Time*, bezeichnet) eingeführt, deren Tag aus 86400 Atomsekunden besteht. Der Nullpunkt dieser Skala wurde so gewählt, dass gilt:

$$\text{TDT} = \text{TAI} + 32.184 \text{ s} \quad (4.3)$$

Die 32.184 s entsprechen hierbei genau dem Unterschied zwischen Ephemeridenzeit (ET) und Atomzeit (TAI) am 1. Januar 1977, 0^h 0^{min} 0^s. Die terrestrische dynamische Zeit (TDT) beachtet keinerlei relativistischen Effekt, was im Rahmen der allgemeinen Relativitätstheorie jedoch eine berechnete Forderung ist. Ein solcher relativistischer Effekt ist die sogenannte Einstein-Verzögerung, die eine Auswirkung des variierenden Gravitationspotentials der Sonne auf der elliptischen Bahn der Erde ist und eine zeitliche Korrektur von maximal 1.6 ms zur Folge hat. Dieser Effekt wird durch die Einführung der baryzentrischen dynamischen Zeit (TDB = *Barycentric Dynamical Time*) berücksichtigt (Näherungsformel):

$$\text{TDB} \approx \text{TDT} + 0^{\text{s}}.001658 \sin g + 0^{\text{s}}.000014 \sin 2g \quad (4.4)$$

Hierbei ist g die mittlere Anomalie der Erde auf der Bahn um die Sonne und näherungsweise gegeben durch

$$g \approx 365^{\circ}.64 + 0^{\circ}.9856 (JD - 2452545.0) \quad (4.5)$$

Das JD wird in (4.6) eingeführt. Die baryzentrische dynamische Zeit (TDB) ist das Zeitsystem, in das die in dieser Arbeit auf der Erde in koordinierter Weltzeit (UTC) gemessenen Signal-Ankunftszeiten transformiert werden.

⁵Da die Sekunde der Atomzeit (TAI) im Gegensatz zu der der Sonnenzeit (UT2) sehr gleichförmig läuft, ließe sich auch bei anfänglicher Synchronisation der beiden Sekundendauern ein Auseinanderdriften der beiden Zeitskalen nicht vermeiden.

⁶Unter <ftp://maia.usno.navy.mil/ser7/tai-utc.dat> ist eine ständig aktualisierte Auflistung aller bisherigen Schaltsekunden zu finden.

Kalendersysteme

Zum Schluss seien noch kurz die wichtigsten Kalendersysteme erwähnt, die dazu dienen, die Tage eines der obigen Zeitsysteme zu benennen und in einem bestimmten Schema zu zählen. Der Gregorianische Kalender ist der im alltäglichen Leben gebräuchlichste und fasst eine Anzahl von Tagen (28, 29, 30 oder 31) zu Monaten zusammen, von denen jeweils 12 (Januar bis Dezember) ein Jahr bilden. Durch eine entsprechende Schaltjahr-Regelung wird gewährleistet, dass auch über längere Zeit hinweg der Zusammenhang zwischen kalendarischer Jahreszeit und dem Stand der Sonne gegeben ist.

Ein in der Astronomie gängiges Kalendersystem ist die Zählung Julianischer Tage⁷ ($JD = \text{Julian Day}$), die am 1. Januar 4713 vor Christi Geburt begann. Zur übersichtlicheren Darstellung wurden die modifizierten Julianischen Tage ($MJD = \text{Modified Julian Day}$) eingeführt, deren Zusammenhang durch folgende Beziehung gegeben ist:

$$MJD = JD - 2400000.5 \quad \text{mit} \quad 1. \text{Jan. } 2000, 0^h 0^m 0^s.0 \hat{=} JD 2451544.5 \quad (4.6)$$

Der Tageswechsel des MJD ist hierbei - wie beim gesellschaftlichen Kalendersystem - um Mitternacht, wohingegen der Tag des JD um 12^h Mittags wechselt.

4.2 Korrektur auf das Baryzentrum des Sonnensystems

4.2.1 Die Korrekturroutine

Die baryzentrische Korrektur von Signalankunftszeiten besteht aus zwei Teilen: Der Berücksichtigung der Signallaufzeit eines auf der Erde gemessenen Signals zum Baryzentrum des Sonnensystems (SSBC) und der Transformation der gemessenen Zeit (in der Regel UTC) in ein anderes Zeitsystem (in der Regel TDB). Im Folgenden kennzeichnen die Indizes b das Baryzentrum, g das Geozentrum, a das Observatorium auf der Erde und s das Sonnenzentrum. Den Zeiten ist hochgestellt jeweils das Zeitsystem zugeordnet, in dem die Zeitangaben gemacht werden (vergleiche Unterkapitel 4.1). So ist beispielsweise $t_a^{(utc)}$ eine am Observatorium im UTC-System gemessene Ankunftszeit und $\vec{r}_{ab}(t_a^{(tdb)})$ der Vektor vom Observatorium zum Baryzentrum des Sonnensystems zum Zeitpunkt t am Observatorium, gemessen im TDB-System.

Da in den meisten Fällen die Zeit in koordinierter Weltzeit (UTC) gemessen wird, muss im vorigen Beispiel zunächst die Zeit von UTC in TDB umgerechnet und anschließend der Vektor bestimmt werden, da die folgenden Formeln und Ephemeridentabellen-Einträge - wenn nicht anders erwähnt - für das TDB-System gültig sind. Eine solche Umrechnung wird in den folgenden Darstellungen auch bei nicht expliziter Erwähnung vorausgesetzt. Desweiteren wird aus Gründen der Übersichtlichkeit die Zeitabhängigkeit der Vektoren weggelassen, wenn es hierdurch in der jeweiligen Betrachtung nicht zu Missverständnissen kommen kann.

Es wird eine Signalquelle weit außerhalb des Sonnensystems in beliebiger Richtung $\vec{n}$ betrachtet, die gepulste Strahlung der Periode P in Form von elektromagnetischen Kugelwellen aussendet. Wegen der als groß angenommenen Entfernung können diese im Bereich des gesamten Sonnensystems durch ebene Wellen beschrieben werden. Die Flächen gleicher Phase - bzw. bei einer Folge von Signalpulsen die Flächen der jeweiligen Pulsmaxima - durchstreifen das Sonnensystem in der Ausbreitungsrichtung entlang ihrer Flächennormale; dieser Sachverhalt ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

Die eigentliche Zeitkorrektur besteht darin, die Laufzeit zu berechnen, die ein zum Zeitpunkt $t_a^{(utc)}$ am Observatorium gemessenes Signal - bzw. ein Signal aus der gleichen Phasenfläche - zum Erreichen des Baryzentrums des Sonnensystems benötigt. Wie aus Abbildung 4.2 zu erkennen ist, hängt diese neben der Quellposition $\vec{n}$ auch von der Position des Beobachtungsortes $\vec{r}_{ba}$ relativ zum SSBC - und somit dem Zeitpunkt der Messung - ab. Die Korrektur von der auf der Erde gemessenen Zeit $t_a^{(utc)}$ auf die Zeit im Baryzentrum $t_b^{(tdb)}$ ergibt sich zu:

$$t_b^{(tdb)} = t_a^{(utc)} + \Delta T(t_a^{(utc)}) + \frac{1}{c} \vec{n} \cdot \vec{r}_{ba}(t_a^{(tdb)}) \quad (4.7)$$

⁷Ein Julianischer Tag ist nicht zu verwechseln mit dem Julianischen Kalender.

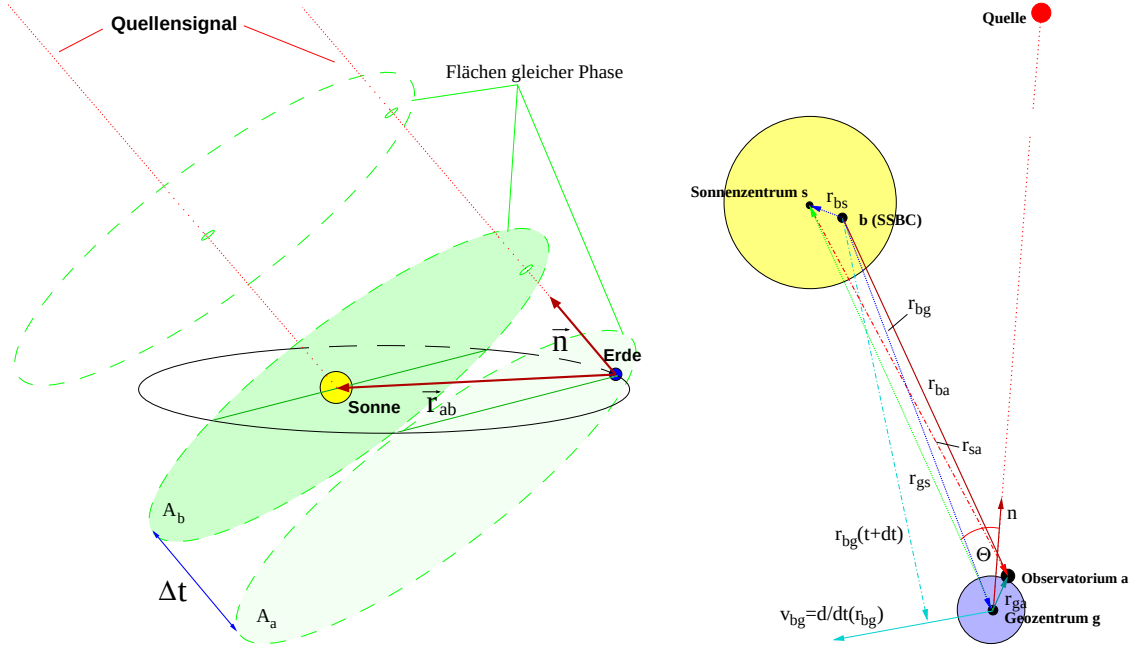


Abbildung 4.2: Baryzentrische Korrektur. *Links:* Die Korrektur eines von der Quelle kommenden, auf der Erde gemessenen Signals auf das Baryzentrum der Sonne entspricht der zeitlichen Differenz Δt der Flächen gleicher Phase A_b des Baryzentrums und A_a des Beobachtungsortes auf der Erde. *Rechts:* Die in den weiteren Rechnungen verwendeten Vektoren. Die gepunkteten Vektoren werden aus der Ephemeridentabelle entnommen, die durchgezogenen Vektoren sind die hieraus errechneten, in die Korrektur (4.7) eingehenden Vektoren.

Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit, $\vec{n}$ der Einheitsvektor in Richtung der Quellposition und $\vec{r}_{ba}^{(tdb)}$ der Vektor vom Beobachtungsort zum Baryzentrum der Erde, der sich aus dem Vektor $\vec{r}_{ga}^{(tdb)}$ vom Geozentrum zum Observatorium und dem Vektor $\vec{r}_{bg}^{(tdt)}$ vom Baryzentrum zum Geozentrum zusammensetzt (siehe Abbildung 4.2, rechts):

$$\vec{r}_{ba}^{(tdb)} = \vec{r}_{bg}^{(tdb)} + \vec{r}_{ga}^{(tdb)} \quad (4.8)$$

Die Zeitabhängigkeit von $\vec{r}_{ga}^{(tdb)}$ ist in erster Linie durch die Erdrotation und die von $\vec{r}_{bg}^{(tdb)}$ durch die elliptische Bahn der Erde um das Baryzentrum bedingt. Die zusätzliche Zeitdifferenz $\Delta T^{(utc)}$ beinhaltet die Korrektur von der Zeitskala UTC auf TDB und wird mit (4.2), (4.3) und (4.4) durchgeführt.

Bestimmung der Vektoren

Baryzentrum — Geozentrum: Die Bestimmung des Vektors $\vec{r}_{bg}^{(tdb)}$ vom Baryzentrum zum Geozentrum ist nicht analytisch möglich, da dieser von den Positionen der Sonne, aller neun Planeten, des Mondes und zahlreicher Kleinplaneten abhängt. Aus diesem Grunde werden am Jet Propulsion Laboratory (JPL) in Pasadena, USA, die Bahnen dieser Himmelskörper durch numerische Integrationen extrapoliert⁸ und in Form von Tschebyscheff-Polynomen in sogenannten Ephemeridentabellen zusammengestellt. Die in dieser Arbeit verwendeten Ephemeriden haben die Bezeichnung DE200, deren Positionen sich auf die Epoche J2000.0 beziehen. Da die Information über die Positionen der einzelnen Himmelskörper nicht in kontinuierlicher Form vorliegt, muss die Position $\vec{r}(t)$ eines Planeten zu einem bestimmten Zeitpunkt t durch eine Taylorreihe bestimmt werden:

$$\vec{r}(t) = \vec{r}(t_0) + \dot{\vec{r}}(t_0) \cdot \Delta t + \frac{1}{2} \ddot{\vec{r}}(t_0) \cdot (\Delta t)^2 + \frac{1}{6} \dddot{\vec{r}}(t_0) \cdot (\Delta t)^3 + \dots \quad (4.9)$$

⁸Die extrapolierten Bahnen werden mit späteren Beobachtungen abgeglichen, so dass Abweichungen durch Korrekturterme berücksichtigt werden können.

t_0 ist der dem gewünschten Zeitpunkt t am nächsten gelegene, für den ein Ephemeridensatz vorhanden ist und $\Delta t = t - t_0$ ist der zeitliche Abstand zwischen gewünschter Zeit t und t_0 . In der Praxis wird der Vektor $\vec{r}_{bg}(t_a^{(tdt)})$ vom Baryzentrum zum Geozentrum durch Auslesen eines entsprechenden Ephemeridensatzes, in dessen Zeitintervall die gewünschte Zeit $t_a^{(tdt)}$ liegt, und (4.9) ermittelt. Hierbei ist die Angabe der Zeit im TDB-Zeitsystem (vgl. Unterkapitel 4.1) von entscheidender Bedeutung, da sich die Tschebyscheff-Koeffizienten der Ephemeridentabelle auf dieses Zeitsystem beziehen.

Geozentrum — Observatorium: Zur Berechnung des Vektors $\vec{r}_{ga}(t_a^{(tdb)})$ vom Geozentrum zum Observatorium ist es sinnvoll, einige Vorüberlegungen anzustellen: Die Richtung dieses Vektors hängt von der Phase der Erdrotation, der Phase der Bewegung der Erde um die Sonne sowie der geographischen Lage (Länge, Breite und Höhe über NN) des Beobachtungsortes ab. Da sich die Erde wegen ihrer Eigenrotation näherungsweise durch einen Rotationsellipsoiden beschreiben lässt, schneidet die negative Flächennormale an einem Ort mit bestimmter geodätischer Breite die Äquatorialebene nicht im Geozentrum, sondern etwas außerhalb (siehe Abbildung 4.1 rechts). Negative Flächennormale und Äquatorialebene schließen den Winkel Φ ein. Der Radius der Erde für eine bestimmte geodätische Breite Φ ist gegeben durch [Merck (1993)]:

$$R_\Phi = R_{\text{Äq}} \cdot (0,998327073 + 0.001676438 \cos(2\Phi) - 3.519 \cdot 10^{-5} \cos(4\Phi) + 8 \cdot 10^{-9} \cos(6\Phi)) \quad (4.10)$$

Wobei $R_{\text{Äq}} = 6378.160 \text{ km}$ der äquatoriale Radius der Erde ist. Für den Vektor $\vec{r}_{ga}(t_a^{(tdb)})$ wird jedoch die geozentrische Breite benötigt, die sich aus der Verbindungslinie zwischen Beobachtungsort und Geozentrum ergibt. Den Winkel Φ' , der von der Äquatorialebene und der Flächennormale der geozentrischen Breite eingeschlossen wird, erhält man aus der folgenden Beziehung:

$$\Phi' = \Phi - 0.174238 \sin(2\Phi) + 0.000032 \sin(4\Phi) \quad (4.11)$$

Der auf das aktuelle Äquinoktium⁹ bezogene Vektor $\vec{r}_{ga}^*(t_a^{(tdb)})$ zwischen Geozentrum und Observatorium ist somit gegeben durch [Merck (1993)]:

$$\vec{r}_{ga}^*(t_a^{(tdb)}) = \begin{pmatrix} (R_\Phi + h) \cdot \cos(\Phi') \cdot \cos(\lambda_{\text{GHA}} - \lambda) \\ (R_\Phi + h) \cdot \cos(\Phi') \cdot \sin(\lambda_{\text{GHA}} - \lambda) \\ (R_\Phi + h) \cdot \sin(\Phi') \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

Hierbei sind R_Φ und Φ' aus (4.10) und (4.11) berechenbar, λ die geodätische Länge, h die Höhe des Beobachtungsortes über NN und λ_{GHA} der Stundenwinkel für den nullten Längengrad (GHA = *Greenwich Hour Angle*), der für die Zeitabhängigkeit von $\vec{r}_{ga}^*(t_a^{(tdb)})$ verantwortlich ist:

$$\lambda_{\text{GHA}} = 24110^\circ.54841 + 8640148^\circ.812866 \cdot T_U + 0^\circ.093104 \cdot T_U^2 + 6^\circ.2 \cdot 10^{-6} \cdot T_U^3 + 1.0027379093 \cdot t \quad (4.13)$$

Hierbei ist T_U die Anzahl der Julianischen Jahrhunderte (36525 Tage) seit dem 1. Januar 2000, 12^h UT und t die Anzahl der Sekunden seit 0^h des aktuellen Tages. Um den Vektor $\vec{r}_{ga}^*(t_a^{(tdb)})$ auf das Äquinoktium J2000.0 zu beziehen, muss dieser mit der inversen Präzessionsmatrix multipliziert werden, so dass man erhält:

$$\vec{r}_{ga}(t_a^{(tdb)}) = \begin{pmatrix} 1 & -0.02236172 \cdot T_U & -0.009717173 \cdot T_U \\ 0.02236172 \cdot T_U & 1 & 0 \\ 0 & 0.009717173 \cdot T_U & 1 \end{pmatrix} \cdot \vec{r}_{ga}^*(t_a^{(tdb)}) \quad (4.14)$$

Effekte der Nutation haben einen maximalen zeitlichen Effekt von $1.9 \mu\text{s}$ und werden in dieser Analyse nicht berücksichtigt.

Shapiro-Effekt

Zusätzlich zu den rein „vektoriellen“ Laufzeiten kann noch ein relativistischer Effekt, die sogenannte Shapiro-Dilatation [Shapiro (1964)] berücksichtigt werden: Läuft das auf der Erde gemessene Signal

⁹Beim Äquinoktium schneidet die scheinbare Bahn der Sonne auf der Ekliptik den Himmelsäquator.

sehr nah an der Sonne vorbei, so kommt es wegen der dortigen Raumkrümmung zu einer geringfügig längeren Lichtlaufzeit. Die Zeitkorrektur des Shapiro-Effekts ist gegeben durch:

$$\Delta t_S = -\frac{2GM_\odot}{c^3} \log(1 + \cos \Theta) \quad (4.15)$$

Hierbei ist G die Gravitationskonstante, $M_\odot$ die Sonnenmasse und Θ der Winkel zwischen dem Verbindungsvektor Erde-Sonne $\vec{r}_{gs}$ und der Quellrichtung $\vec{n}$. Die hierdurch bewirkten Zeitkorrekturen sind in der Größenordnung von wenigen μs und spielen bei der Analyse der HEGRA-CT-Daten keine Rolle, da wegen der nur nächtlichen Beobachtungen ein Passieren der gemessenen Signale nahe der Sonne vollständig ausgeschlossen ist.

4.2.2 Überprüfungen der Korrekturroutine

In der Praxis wurden die obigen Zeitkorrekturen mit einer entsprechenden Routine [Prahl (1999)], die im Original auf [Merck (1993)] zurückgeht, durchgeführt. Diese wurde zuvor an das HEGRA-CT-Auswertungsprogramm angepasst und in einem entscheidenden Punkt abgeändert: Mit der Routine aus [Prahl (1999)] waren die Zeitkorrekturen der HEGRA-Daten nur teilweise möglich, da die entsprechende Ephemeridentabelle „DE200.dat“ nur Einträge bis zum Ende des Jahres 2000 enthielt. Das Besorgen einer aktualisierten Ephemeridentabelle diesen Formats verlief trotz großer Bemühungen ohne Erfolg, da sie nach dem aktuellen Kenntnisstand nicht weiter fortgeführt wird. Daher wurde die Original-Ephemeridentabelle des Jet Propulsion Laboratory (JPL, *navigator.jpl.nasa.gov*) verwendet, was wegen des anderen Dateiformates u.a. eine Abänderung der Einlese-Routinen zur Folge hatte, die zum Teil durch Implementation einer entsprechenden Routine von David Hoffman (*david.a.hoffman1@jsc.nasa.gov*) durchgeführt wurde.

Die Implementation und die Änderungen erforderten einige Tests der Funktionsfähigkeit der „neuen“ HEGRA-Zeitkorrektur, da ein einwandfreies Funktionieren für die spätere Datenanalyse von entscheidender Bedeutung ist. Hierzu werden im Folgenden einige Korrekturen für gegebene Anfangsbedingungen (gemessene Ankunftszeit aus einer bestimmten Himmelsrichtung an einem bestimmten geographischen Ort der Erde) durchgeführt und die Ergebnisse mit denen anderer, entsprechender Routinen verglichen.

Vergleich mit der NASA-*ftools*-Routine: Das NASA-Programm-Paket *ftools*, bestehend aus etwa 200 Einzelprogrammen zur Analyse und Weiterverarbeitung von Satelliten-Daten, wurde mit der Unterstützung des *High Energy Astrophysics Science Archive Research Center* (HEASARC) entwickelt (siehe hierzu <http://heasarc.gsfc.nasa.gov>). Teil dieses Paketes ist eine baryzentrische Zeitkorrekturroutine *earth2sun*, die gemessene Ereigniszeiten vom Erdmittelpunkt auf das Baryzentrum des Sonnensystems (SSBC) korrigiert. Hierzu müssen zunächst die auf dem jeweiligen Satelliten gemessenen Zeiten auf den Erdmittelpunkt korrigiert werden; diese Korrektur ist abhängig von der Position des Satelliten im Orbit zum Zeitpunkt der Messung und wird zuvor mit dem Programm *fbary* durchgeführt. Desweiteren werden von der *earth2sun*-Routine keine Umrechnungen in andere Zeitsysteme UTC→TAI (4.2), TAI→TDT (4.3) und TDT→TDB (4.4) durchgeführt¹⁰, noch der (recht geringe) Shapiro-Effekt (4.15) berücksichtigt.

Aus diesem Grund wurde im Folgenden nur die Zeitkorrektur, die aus der reinen Laufzeit vom Geozentrum zum SSBC resultiert ($\Delta t = \frac{1}{c} \vec{n} \cdot \vec{r}_{ga}$, siehe (4.7)), zwischen der *ftools*- und der HEGRA-Routine verglichen. Hierzu wurde eine Serie von im Erdmittelpunkt gemessenen Zeiten angesetzt und mit beiden Routinen entsprechend korrigiert. Die Korrekturen wurden jeweils für ein ganzes Jahr mit jeweils 10 Zeiten pro Tag durchgeführt, wobei als Signalquelle der Stern Sirius gewählt wurde (Rektaszension $06^{\text{h}} 45^{\text{m}} 08^{\text{s}}.9173$, Deklination $-16^\circ 42' 58''.017$).

Die so erhaltenen, zeitabhängigen Korrekturen beider Routinen, sowie deren Differenz, sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Eine gute Übereinstimmung ist zu erkennen, abgesehen von einer systematischen, mit der Periode eines Jahres modulierenden Abweichung von maximal $3 \cdot 10^{-5} \text{ s} = 30 \mu\text{s}$, die ihrerseits mit einer wesentlich kleineren Periode mit einer Amplitude von etwa $2 \cdot 10^{-5} \text{ s} = 20 \mu\text{s}$ variiert. Die Ursache dieses Unterschiedes ist nicht direkt nachvollziehbar, da die entsprechende

¹⁰Da die Zeitmessungen von Satellitenexperimenten in der Regel durch UTC-unabhängige, kontinuierlich laufende Uhren geschieht, sind die Korrekturen (4.2) und (4.3), die lediglich der Addition einer konstanten Zeitdifferenz entsprechen, nicht unmittelbar notwendig. Nicht so jedoch die jahreszeitenabhängige Korrektur auf die baryzentrischen dynamischen Zeit TDB (4.4), die beispielsweise bei Periodizitätsanalysen von Messungen aus einer Zeitspanne von einigen Monaten oder mehr einen Einfluss hat.

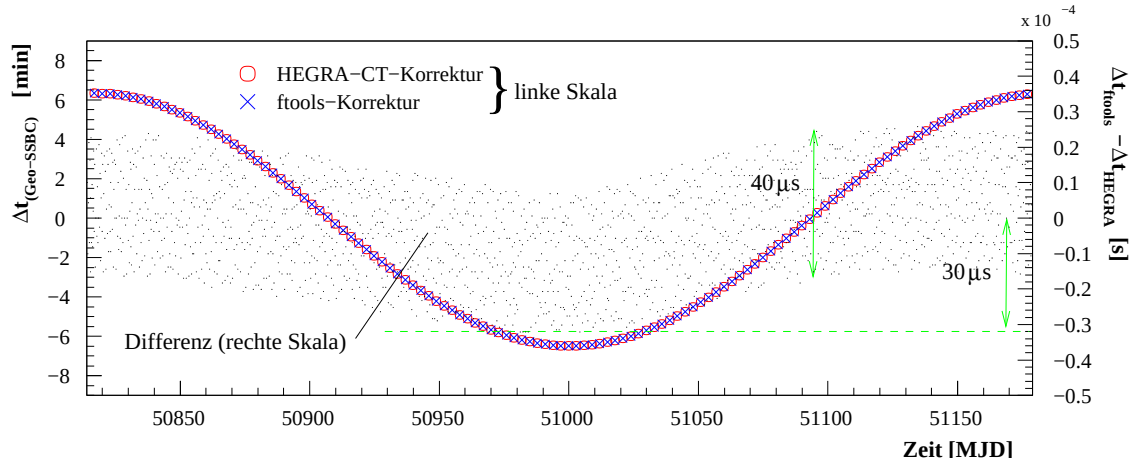


Abbildung 4.3: Überprüfung der Ergebnisse der baryzentrischen HEGRA-CT-Korrekturroutine (Kreise) mit der entsprechenden Routine des NASA-*f-tools*-Paketes (Kreuze) anhand des Sternes Sirius. Dargestellt ist die baryzentrische Zeitkorrektur für die reine Laufzeit vom Geozentrum zum SSBC in Minuten (linke Skala) über der Zeit für das gesamte Jahr 1998 sowie die Differenz der beiden Korrekturen in Sekunden (rechte Skala). Ein geringer systematischer Unterschied zwischen den beiden Routinen ist zu erkennen, der mit einer Amplitude von etwa $2 \cdot 10^{-5} \text{ s} = 20 \mu\text{s}$ schwingt und dessen Einhüllende eine maximale Abweichung beider Ergebnisse von $3 \cdot 10^{-5} \text{ s} = 30 \mu\text{s}$ zur Folge hat (die Schwingung ist in dieser Abbildung nicht zu erkennen). Die Ursache der Abweichung war nicht ergründbar, ist aber für die in dieser Arbeit analysierten Daten von keiner Bedeutung.

Programmquelle der *earth2sun*-Routine nicht zur Verfügung stand und eine genau Dokumentation ebenfalls nicht vorhanden war. Die Abweichungen sind aber - unabhängig von der hierfür verantwortlichen Routine - im Rahmen der in dieser Arbeit geforderten Genauigkeit von einigen ms als unbedenklich einzustufen (die Pulsarperiode von Her X-1 beträgt in etwa 1.24 s).

Reproduktion der Ergebnisse aus [Merck (1993)]: Die Möglichkeit einer quantitativen Überprüfung ist durch die Arbeit von [Merck (1993)] gegeben, in der für zwei vorgegebene Zeiten aus der Richtung des Crab-Pulsars die aufgeschlüsselten Korrekturergebnisse der Merck-Routine und einer entsprechenden Veröffentlichung des JPL aufgeführt sind (siehe Tabelle 4.1). Die in der HEGRA-CT-Routine verwendeten Koordinaten des Crab-Pulsars sind gegeben im FK5-J2000-System durch Rektaszension $05^{\text{h}} 34^{\text{m}} 31^{\text{s}}.97$ (83.63320831°) und Deklination $22^\circ 00^{\text{m}} 52^{\text{s}}.1$ (22.0144722°) und entstammen aus der SIMBAD-Datenbank (<http://simbad.u-strasbg.fr/>).

In Tabelle 4.1 werden zwei Unterschiede zu den in [Merck (1993)] veröffentlichten Ergebnissen deutlich: Die vom Gravitationspotential der Sonne hervorgerufene Korrektur von TDT nach TDB (4.4) unterscheidet sich um einen Betrag im Bereich von etwa $20 \mu\text{s}$ und die errechnete Laufzeit vom Geozentrum zum SSBC weicht um etwa $100 \mu\text{s}$ von den veröffentlichten Werten ab.

Der Unterschied in der Zeitkorrektur TDT nach TDB ist durch unterschiedliche Berechnungen zu erklären: In [Merck (1993)] wurde die entsprechende Information aus einem Zusatzeintrag der Ephemeridentabelle „DE200.dat“ entnommen. Diese Information ist jedoch in der von der HEGRA-CT-Korrektur benutzten, neuen Ephemeridentabelle nicht mehr vorhanden, so dass für die TDT-nach-TDB-Korrektur die Näherungsformel (4.5) verwendet wurde.

Die Ursache des Unterschiedes in der Laufzeit vom Geozentrum zum SSBC ist weniger offensichtlich. Neben einer möglichen Ungenauigkeit der HEGRA-CT-Routine kommen hierfür eventuell auch geringfügig andere Koordinaten des Crab-Pulsars im Vergleich zu [Merck (1993)] in Frage, deren Werte dort nicht explizit angegeben werden und die bei einer Abweichung von nur einer Bogensekunde einen Fehler in der Korrekturroutine von etwa 2 ms zur Folge haben. Diese Vermutung ist durch die folgenden Tatsachen motiviert:

- Die Ergebnisse in Tabelle 4.1 konnten auch mit der (fast identischen) Originalversion der Merck-Routine genau für die Korrektur vom Geozentrum auf das SSBC nicht reproduziert werden, stehen aber mit der neuen HEGRA-CT-Korrektur in perfekter Übereinstimmung.
- Ein systematischer Fehler der Korrektur Geozentrum $\rightarrow$ SSBC in der HEGRA-CT-Routine

	Jodrell Bank	[Merck (1993)]	HEGRA-CT-Korrektur
gem. Ankunftszeit	15. Januar 1989, 16 ^h 08 ^m 49 ^s .060034		
UTC nach TAI	+24 ^s .000000	+24 ^s .000000	+24 ^s .000000
TAI nach TDT	+32 ^s .184000	+32 ^s .184000	+32 ^s .184000
TDT nach TDB	+0 ^s .000348	+0 ^s .000350	+0 ^s .000362
Obs. → Geozentrum	+0 ^s .006671	+0 ^s .006671	+0 ^s .006671
Geozentrum → SSBC	+418 ^s .424915	+418 ^s .424915	+418 ^s .424850
Shapiro-Verzögerung	−0 ^s .000001	−0 ^s .000003	−0 ^s .000003
SSBC-Ankunftszeit	16^h 16^m 43^s.675967	16^h 16^m 43^s.675967	16^h 16^m 43^s.675914
gem. Ankunftszeit	12. Februar 1989, 14 ^h 08 ^m 36 ^s .094064		
UTC nach TAI	+24 ^s .000000	+24 ^s .000000	+24 ^s .000000
TAI nach TDT	+32 ^s .184000	+32 ^s .184000	+32 ^s .184000
TDT nach TDB	+0 ^s .001062	+0 ^s .001063	+0 ^s .001077
Obs. → Geozentrum	+0 ^s .006146	+0 ^s .006146	+0 ^s .006146
Geozentrum → SSBC	+247 ^s .211028	+247 ^s .211025	+247 ^s .210915
Shapiro-Verzögerung	−0 ^s .000003	−0 ^s .000002	−0 ^s .000002
SSBC-Ankunftszeit	14^h 13^m 39^s.496297	14^h 13^m 39^s.496296	14^h 13^m 39^s.496197

Tabelle 4.1: Die Ergebnisse der neuen HEGRA-CT-Korrekturroutine (rechts) im Vergleich zu den in [Merck (1993)] veröffentlichten (links und Mitte) für zwei vorgegebene Ankunftszeiten eines Signals aus der Richtung des Crab-Pulsars. Die Unterschiede in der Korrektur TDT nach TDB und der Laufzeit vom Geozentrum zum SSBC pflanzen sich selbstverständlich in die SSBC-Ankunftszeit fort.

im Bereich von 100 μ s müsste auch beim Vergleich mit der *ftools*-Routine auffallen (vergleiche Abbildung 4.3).

- Ein letztes Indiz für die These der leicht unterschiedlichen Koordinaten ist der letzte Vergleich zwischen HEGRA-CT-Korrektur und einer weiteren, unabhängigen Routine.

Abgesehen von den beiden Abweichungen, die im Rahmen der Periodizitätsanalyse der Her-X-1-Daten als bedenkenlos einzustufen sind, stehen die Ergebnisse der HEGRA-CT-Korrektur in sehr guter Übereinstimmung mit den in [Merck (1993)] angegebenen.

Vergleich mit einer weiteren, unabhängigen Korrektur: Ein letzter Test bestand im Vergleich der Laufzeit-Korrektur vom Geozentrum auf das SSBC mit einer von S.Gillessen (private Kommunikation) unabhängig entwickelten Routine. Es wurde die Laufzeit für ein Signal von Sirius (Rektaszension 06^h 45^m 08^s.9173 (101.2872°) und Deklination −16° 42^m 58^s.017 (−16.7161°) berechnet, das am Samstag, 7. Juli 2001 um 23:58:56.000000 UTC (JD 2452098.49926) im Erdmittelpunkt gemessen wurde. Das Ergebnis der Routine von S.Gillessen betrug −392.440074 s, was in genauer Übereinstimmung mit der Laufzeit der HEGRA-CT-Routine von −392.4400743 s steht.

4.3 Korrektur auf das Baryzentrum eines Doppelsternsystems

Analog zur Korrektur der gemessenen Ankunftszeiten auf das SSBC ist es bei Signalen von einem Teilnehmer eines Doppelsternsystems zusätzlich notwendig, die Bewegung dieses Sternes um den gemeinsamen Schwerpunkt mit dessen Begleiter zu korrigieren. Da es sich hierbei - im Gegensatz zum Sonnensystem - um ein Zweikörperproblem handelt, ist ein analytischer Ansatz möglich, der jedoch die Kenntnis einiger physikalischer Größen des entsprechenden Doppelsternsystems voraussetzt, da Effekte, wie die Neigung i der Normale der Bahnebene zur Sichtlinie des Beobachters, das Massenverhältnis M_p/M_b der beiden Sternpartner und deren räumlicher Abstand a etc., in die Berechnung eingehen. Die Korrektur ist gegeben durch [Blandford & Teukolsky (1976)]:

$$t_a - t_0 = T + \left[\frac{a \cdot \sin i}{c} \sin \omega (\cos E - e) + \left(\frac{a \cdot \sin i}{c} \cos \omega \sqrt{1 - e^2} + \gamma \right) \sin E \right] \cdot \left[1 - \frac{2\pi}{P_b} \left(\frac{a \cdot \sin i}{c} \cos \omega \sqrt{1 - e^2} \cos E - \frac{a \cdot \sin i}{c} \sin \omega \sin E \right) \cdot \frac{1}{1 - e \cos E} \right] \quad (4.16)$$

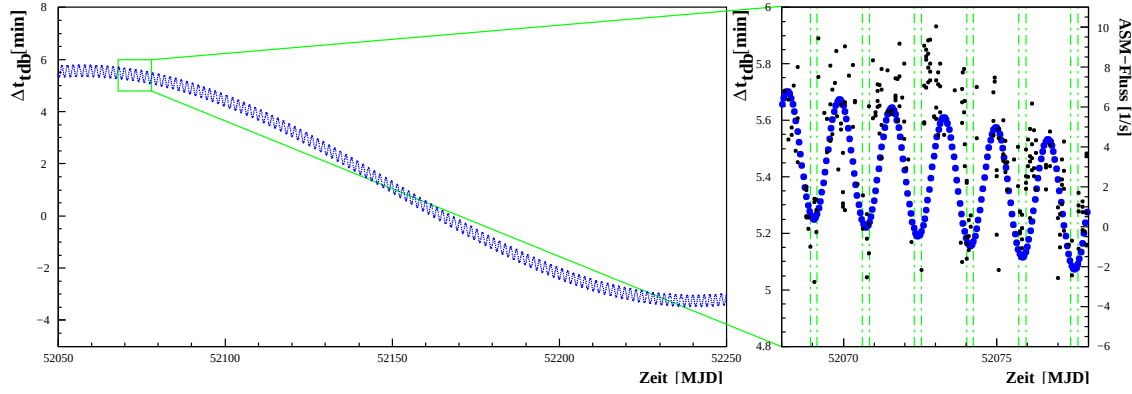


Abbildung 4.4: Qualitative Überprüfung der Orbitalkorrektur. *Links:* Dargestellt ist die Zeitkorrektur sowohl auf das SSBC (langsame Modulation) als auch auf das Schwerpunktsystem des „Hz Her/Her X-1“-Doppelsternsystems (schnelle Modulation) für etwa ein halbes Jahr von Mai bis Dezember 2001. Die Verschiebung von Δt_{tdb} relativ zur Nulllage liegt an der in die SSBC-Korrektur (4.7) eingehenden Transformation vom UTC- in das TDB-Zeitsystem (4.4). *Rechts:* Ein vergrößerter Ausschnitt ist dargestellt, in dem die entsprechende ASM-Lichtkurve (kleinere Punkte, rechte Skala) mit den nach [Deeter et al. (1991)] vorhergesagten Orbitalbedeckungen (vertikale Linien) eingezeichnet ist. In den Bedeckungen durch den Begleitstern befindet sich der Pulsar auf der Sichtlinie in seiner größten Entfernung zum Beobachter, so dass die Orbital-Zeitkorrektur hier jeweils ihren kleinsten Wert liefern muss, was auch der Fall ist.

Hierbei ist T der Aussendezeitpunkt in der Eigenzeit des Pulsars, t_a die gemessene Ankunftszeit im SSBC, t_0 die Epoche, auf die die Orbitalperiode bezogen wird, $\frac{a \cdot \sin i}{c}$ die projizierte große Halbachse der Umlaufellipse des Pulsars in Lichtsekunden, e die Exzentrizität der Umlaufbahn, γ die gemessene Einsteindilatation für das Doppelsystem, P_b die Orbitalperiode, ω die Periastronlänge¹¹ und E die exzentrische Anomalie, die über die Keplersche Gleichung bestimmt wird:

$$E - e \sin E = \frac{2\pi}{P_b} (t_b - T_0)$$

Hierbei ist T_0 die Referenzepoche für den Periastrondurchgang. Da in die Korrektur (4.16) die gemessene Zeit im SSBC $t_a^{(tdt)}$ eingeht, ist für ein möglichst exaktes Ergebnis ein voriges Durchführen einer Korrektur auf das SSBC nach (4.7) unverzichtbar.

Auch für die Korrektur (4.16) auf ein Doppelsternsystem wurde für den Fall des Pulsars Her X-1 eine qualitative Überprüfung durchgeführt. Für etwa ein halbes Jahr von Mai bis Dezember 2001 wurden die Zeitkorrekturen auf das SSBC und das Baryzentrum des Doppelsternsystems berechnet; diese sind in Abbildung 4.4 links dargestellt. Die Überprüfung fand anhand des Abgleichs mit der tatsächlichen ASM-Röntgenlichtkurve statt (siehe Abbildung 4.4 rechts): Die Verdeckungen des Pulsars Her X-1 durch den Begleitstern sind hier durch tiefe Einbrüche des gemessenen Röntgenflusses erkennbar, deren zeitliche Vorhersagen aus den Orbitalparametern von [Deeter et al. (1991)] als vertikale Linien angedeutet sind. Zum Zeitpunkt einer solchen Verdeckung befindet sich der Pulsar auf der Sichtlinie zum Beobachter in seiner größten Entfernung. Ein entsprechend ausgesandter Puls erreicht den Beobachter also später, als wenn er im Schwerpunkt des Doppelsternsystems emittiert worden wäre. Die Korrektur muss hier also ihren Minimalwert erreichen. Die genau umgekehrte Situation ergibt sich, wenn sich der Pulsar auf der Sichtlinie genau vor dem Begleitstern befindet, was in qualitativer Übereinstimmung mit den berechneten Korrekturen steht.

Als Fazit der vorangegangenen Tests der Korrekturroutinen auf das Baryzentrum des Sonnen- und Doppelsternsystem kann deren Funktionsweise im Rahmen der Testmöglichkeiten und der Anforderungen an die spätere Analyse als zuverlässig bewertet werden.

¹¹Die Punkte auf der elliptischen Bahn zweier Himmelskörper umeinander, bei denen ihr gegenseitiger Abstand voneinander am größten bzw. am kleinsten ist.

Kapitel 5

Periodizitätsanalyse

Bei einer Periodizitätsanalyse wird in einer Serie einer zeitabhängigen Messgröße $A(t_i)$, $i = 1, \dots, N$ nach einer Periode P gesucht. Dies geschieht in der Regel nicht im Zeitraum, in dem die Messung stattgefunden hat, sondern im Frequenzraum. Der Übergang vom Zeit- in den Frequenzraum wird durch die Fouriertransformation FTR beschrieben. Die Eigenschaften der Fouriertransformation, sowie deren Wirkungsweise auf verschiedene realistische Messcharakteristika (endliche Messdauer, Rauschen, Datenlücken, diskrete Ereignismessungen etc.) werden in Unterkapitel 5.1 behandelt. Die Fouriertransformation selbst eignet sich jedoch nicht für das Auffinden von Periodizitäten in Datensätzen mit wenigen Ereigniszeiten, wie dies bei den in dieser Arbeit auszuwertenden HEGRA-Datensätzen der Fall ist. Für geringe Anzahlen von Ereigniszeiten und schwache Signale wurden u.a. für die γ -Astronomie eine Reihe spezieller Frequenztests entwickelt, die in Unterkapitel 5.2 vorgestellt werden. In Unterkapitel 5.3 werden diese Tests auf korrekte Funktionsweise hin untersucht und anschließend untereinander - bezogen auf ihre Effizienz - verglichen.

5.1 Zeit- und Frequenzraum

5.1.1 Die Fouriertransformation

Die Suche nach einer Periodizität in einer Messreihe wird im Allgemeinen im Frequenzraum durchgeführt, wohingegen die Messung selbst im Zeitraum stattfindet. Die Fouriertransformation zerlegt eine im Zeitraum definierte Funktion $f(t)$ in ihr Frequenzspektrum $F(\omega) \equiv (\text{FTR}(f))(\omega)$ und ist definiert als:

$$F(\omega) \equiv (\text{FTR}(f))(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (5.1)$$

$$f(t) = (\text{FTR}^{-1}(f))(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (5.2)$$

Hierbei ist $\omega = 2\pi\nu$ die Kreisfrequenz der Frequenz ν . Die Fouriertransformation ist linear, d.h.

$$\text{FTR}(c_1 f_1 + c_2 f_2)(\omega) = c_1 F_1(\omega) + c_2 F_2(\omega) \quad (5.3)$$

Es kann weiterhin gezeigt werden, dass eine Multiplikation zweier Funktionen $f(t)$ und $g(t)$ im Zeitraum einer Faltung der entsprechenden Fouriertransformierten $F(\omega)$ und $G(\omega)$ im Frequenzraum entspricht:

$$\text{FTR}(f \cdot g) = \frac{1}{2\pi} F(\omega) * G(\omega) \quad \text{mit} \quad F(\omega) * G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\tau) \cdot G(\omega - \tau) d\tau \quad (5.4)$$

Wird eine Funktion $f(t)$ im Zeitraum um die Zeit t_0 verschoben, so erhält die entsprechende Fouriertransformierte einen komplexen Phasenfaktor $e^{-i\omega t_0}$ (Verschiebungssatz):

$$f(t) \rightarrow f(t - t_0) \quad \Leftrightarrow \quad F(\omega) \rightarrow F(\omega) e^{-i\omega t_0} \quad (5.5)$$

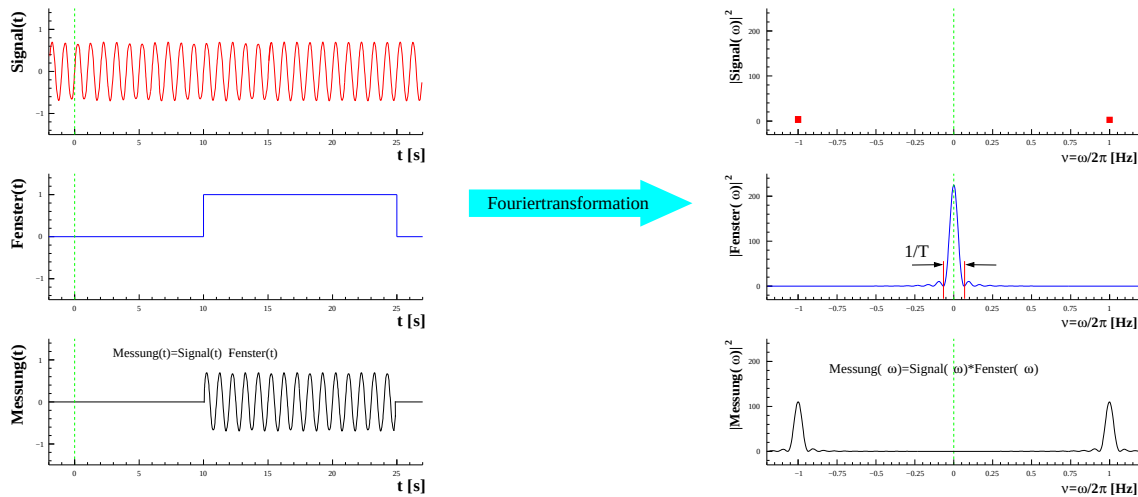


Abbildung 5.1: *Links:* Die gemessene Funktion $\text{Messung}(t)$ ergibt sich im Zeitraum aus der Multiplikation der die Messzeit beschreibenden Fensterfunktion $\text{Fenster}(t)$ mit der als unendlich ausgedehnt angenommenen Signalfunktion $\text{Signal}(t)$ der Frequenz $\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ (in diesem Beispiel ist $\nu_0 = 1$ Hz). *Rechts:* Im Frequenzraum ergibt sich die entsprechende Fouriertransformierte $\text{Messung}(\omega)$ aus der Faltung von $\text{Fenster}(\omega)$ mit $\text{Signal}(\omega)$. Die Breite der Frequenzausschmierung ist umgekehrt proportional zur Messdauer T .

Mit Gleichung (5.1) lassen sich von einer Vielfalt elementarer Funktionen analytisch die Fouriertransformierten berechnen. Mit (5.3), (5.4) und (5.5) können bei entsprechender Zerlegung auch kompliziertere Funktionen transformiert werden. Das Frequenzspektrum einer Funktion $f(t)$ erhält man durch Betragsquadrieren der entsprechenden (komplexen) Fouriertransformierten: $F(\omega) \rightarrow |F(\omega)|^2$.

5.1.2 Die Messung

Für die folgende Betrachtung wird das experimentell gemessene Signal als $\text{Signal}(t) \equiv A \sin(\omega_0 t)$ angenommen, wobei A die Amplitude und $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ die Kreisfrequenz des Signals ist. Die Fouriertransformierte ist in diesem Fall gegeben durch:

$$\text{Signal}(t) \equiv f(t) = A \sin(\omega_0 t) \quad \Rightarrow \quad F(\omega) = A \frac{\pi}{i} (\delta(\omega - \omega_0) - \delta(\omega + \omega_0)) \quad (5.6)$$

Hierbei wurde (5.3) verwendet. $\delta(\omega)$ ist die Diracsche δ -Distribution, die strenggenommen nur unter dem Integral definiert ist:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(\omega) f(\omega) d\omega = f(0) \quad (5.7)$$

$f(\omega)$ ist hierbei eine sogenannte Testfunktion. Das Frequenzspektrum $|F(\omega)|^2$ eines sinusförmigen Signals weist also nur bei den Werten $\omega = \omega_0$ und $\omega = -\omega_0$ einen von 0 verschiedenen Wert auf. Dies ist jedoch eine idealisierte Annahme, da in (5.6) eine zeitlich unendlich ausgedehnte Messung vorausgesetzt wird (Integration bei der Fouriertransformation von $t = -\infty$ bis $t = \infty$). In der Realität kann eine Messung nur für eine endliche Dauer T durchgeführt werden. Der bei $t_b = -T/2$ beginnende und bei $t_e = T/2$ endende Messvorgang wird beschrieben durch eine sogenannte Fensterfunktion $\text{Fenster}(t)$, die in der Regel einer Rechteckfunktion entspricht:

$$\text{Fenster}(t) \equiv \square(t) = \begin{cases} 1 & : -\frac{T}{2} < t < \frac{T}{2} \\ 0 & : \text{sonst} \end{cases} \quad \text{mit} \quad \square(\omega) \equiv (\text{FTR}(\square))(\omega) = T \frac{\sin(\frac{1}{2}\omega T)}{\frac{1}{2}\omega T} \quad (5.8)$$

Mit Hilfe von (5.5) lässt sich das Messfenster beliebig im Zeitraum verschieben: $\square(t) \rightarrow \square(t - t_0)$. Die tatsächliche Messung im Zeitraum ergibt sich aus der Multiplikation der Fensterfunktion mit der Signalfunktion:

$$\text{Messung}(t) = \text{Fenster}(t) \cdot \text{Signal}(t) \quad (5.9)$$

Die Auswirkung der endlichen Messdauer T im Frequenzbereich, die man nach (5.4) durch Faltung der beiden Fouriertransformierten Fenster(ω) und Signal(ω) erhält, lassen sich durch eine Ausschmierung der anfangs δ -förmigen Funktionswerte an den Stellen $\omega = \omega_0$ und $\omega = -\omega_0$ beschreiben. Die Breite der Ausschmierung ist umgekehrt proportional zur Messdauer T . Dieser Effekt der Ausbildung sogenannter *Sidelobes* ist in Abbildung 5.1 veranschaulicht.

Rauschen und Datenlücken

Bislang wurde ein reines Signal betrachtet. In der Regel ist dem Signal ein Rauschen $R(t)$ überlagert:

$$\text{Messung}(t) = \text{Fenster}(t) \cdot [R(t) + \text{Signal}(t)] \quad (5.10)$$

Wegen der Linearität der Fouriertransformation (5.3) kann die Fouriertransformierte des Rauschens „Fenster(t) · $R(t)$ “ separat ermittelt werden. Im Folgenden wird das Rauschen durch eine konstante Funktion beschrieben: $R(t) = C$. Die Fouriertransformierte einer konstanten Funktion C ist (FTR(C))(ω) = $2\pi C\delta(\omega)$. Durch Faltung mit der Fouriertransformierten der Fensterfunktion $\square(\omega)$ (5.8) erhält man auch hier - analog zum Signal - ein ausgeschmiertes Maximum im Frequenzspektrum, das im Falle des konstanten Rauschens C um $\omega = 0$ zentriert ist. Auch hier ist die Breite umgekehrt proportional zur Messdauer T .

Die resultierende Fouriertransformierte Messung(ω) ergibt sich nun mit (5.3) und (5.5) zu:

$$\begin{aligned} \text{Messung}(\omega) = & C T \frac{\sin(\frac{1}{2}\omega T)}{\frac{1}{2}\omega T} e^{-i\omega t_0} \\ & + \frac{A}{i} \frac{(\omega + \omega_0) \sin(\frac{1}{2}(\omega - \omega_0)T) e^{-i(t_0\omega + (t' - t_0)\omega_0)}}{\omega^2 - \omega_0^2} \\ & - \frac{A}{i} \frac{(\omega - \omega_0) \sin(\frac{1}{2}(\omega + \omega_0)T) e^{-i(t_0\omega - (t' - t_0)\omega_0)}}{\omega^2 - \omega_0^2} \end{aligned} \quad (5.11)$$

Hierbei sind t_0 und t' Verschiebungen des Messfensters bzw. des Signals im Zeitraum: Fenster(t) → Fenster($t - t_0$) und Signal(t) → Signal($t - t'$). Der erste Summand in (5.11) beschreibt das Rauschen im Frequenzraum, wobei der zweite und dritte das Signal beinhalten. Kommt $2\pi\omega_0^{-1}$ in den Bereich der Messdauer T (was prinzipiell ungünstig ist), so spielt die Differenz $t_0 - t'$ eine entscheidende Rolle für das Aussehen des Frequenzspektrums $|\text{Messung}(\omega)|^2$.

Wie stark der Einfluss des Rauschens auf das Frequenzspektrum des Signals ist, hängt stark vom Signal-zu-Rausch-Verhältnis A/C , sowie dem Betrag der Signalfrequenz ω_0 ab: Je schwächer im Zeitraum das Signal relativ zum Rauschen ist und je kleiner die Signalfrequenz ω_0 , desto stärker wird das entsprechende Frequenzspektrum im Bereich der Signalfrequenz vom Rauschen beeinflusst.

Der Rausch-Einfluss soll im Folgenden durch ein übertrieben schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis verdeutlicht werden. Das Frequenzspektrum für ein sinusförmiges Signal der Frequenz $\nu_0 = 0.808$ Hz (Pulsarfrequenz von Her X-1) und der Amplitude $A = 0.0833$ mit einem überlagerten Rauschen der Amplitude $C = 4$ ist in Abbildung 5.2 (durchgezogene Linie) für den Fall einer 20-minütigen Messung dargestellt. Obwohl das Rauschen die Signalamplitude um das fast 50-fache überschreitet, ragt die Signalfrequenz von $\nu_0 = 0.808$ Hz im Frequenzspektrum klar heraus. Dies ist darin begründet, dass die Einhüllende des Rauschens mit größer werdenden Frequenzen monoton abnimmt und bei $\nu = 0.808$ Hz einen sehr geringen Wert erreicht hat.

Lückenhafte Daten im Zeitraum lassen sich im Frequenzraum durch Kombination mehrerer Fouriertransformierter der Art (5.11) beschreiben. Die gepunktete Linie in Abbildung 5.2 entspricht dem gleichen 20-minütigen Datensatz, mit dem Unterschied, dass die Fensterfunktion nun drei Lücken mit je einer Dauer im Bereich von 30 – 40 s aufweist. Das starke Rauschen bei kleinen Frequenzen pflanzt sich nun in nicht mehr vorhersagbarer Weise in den Bereich der Signalfrequenz fort, so dass diese wegen neu entstehender „falscher“ Rauschmaxima ihre Aussagekraft verliert. Leichte Variation der Dauer einer Datenlücke und dem Zeitpunkt des Einsetzens verändern das Frequenzspektrum im Signalbereich grundlegend.

Wie schon erwähnt, wurde zur Veranschaulichung ein sehr schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis angenommen, welches in vielen physikalischen Messungen jedoch keinesfalls unrealistisch ist. Wie aus Abbildung 5.2 hervorgeht, ist auch bei schlechtem Signal-zu-Rausch-Verhältnis eine Identifizierung der Signalfrequenz $\nu_0 = 0.808$ Hz möglich, solange die Daten keine Lücken aufweisen.

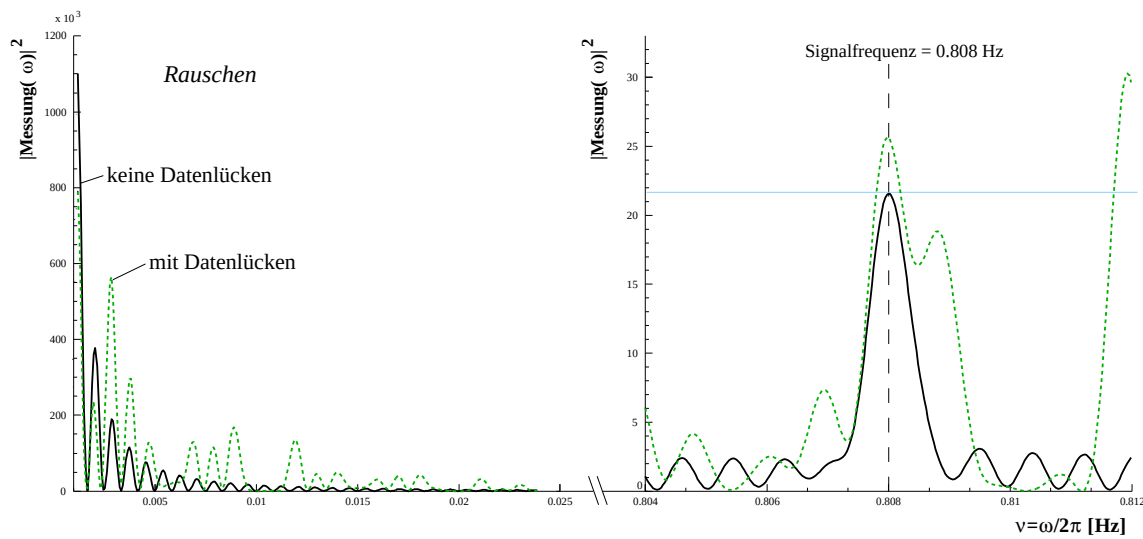


Abbildung 5.2: Der Einfluß von Rauschen und Lücken in der Fensterfunktion auf das Frequenzspektrum eines gemessenen, sinusförmigen Signals (hier $\nu_0 = 0.808$ Hz). Die durchgezogene Linie entspricht dem Resultat der nicht unterbrochenen Fensterfunktion der Messdauer von $T = 1200$ s. Die gestrichelte Linie entspricht einer Messung gleicher Länge, die jedoch durch drei Lücken der Dauer im Bereich von 30 – 40 s unterbrochen ist. Das Verhältnis von Signal- zu Rauschamplitude entspricht $A/C \approx 0.083/4 = 0.0208$. *Links:* Die Einhüllende des Rauschens der lückenlosen Datennahme fällt zu größeren Frequenzen hin monoton ab, wohingegen die Einhüllende des Rauschens der lückenhaften Datennahme immer wieder lokale Maxima aufweist. Wegen des starken Anstiegs bei $\nu \rightarrow 0$ beginnt die Darstellung des Spektrums erst bei $\nu_{\min} = 0.001$ Hz. *Rechts:* Der Einfluss auf das gemessene Signal ist deutlich zu erkennen: Das Rauschen der lückenhaften Datennahme dominiert das Erscheinungsbild der Signalfrequenz, wohingegen diese bei der lückenlosen Datennahme noch klar aus dem Rauschen heraustritt.

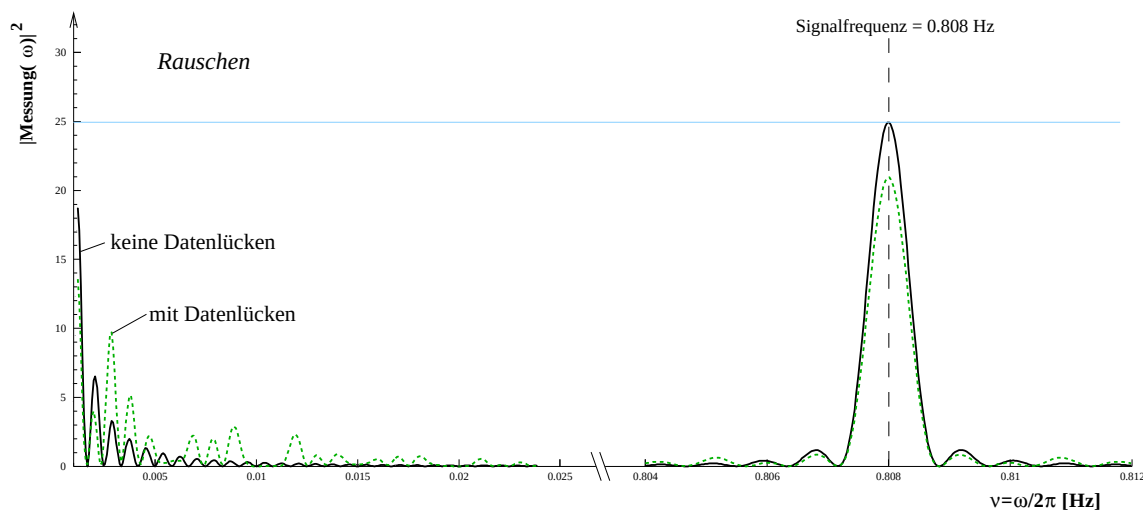


Abbildung 5.3: Wie Abbildung 5.2, nur für den Fall eines Signal-zu-Rausch-Verhältnisses von $A/C \approx 1/2 = 0.5$. Der Einfluss des Rauschens auf das Signal ist sehr gering. Die Datenlücken haben hier ebenfalls keine großen Auswirkungen auf das Frequenzspektrum im Signalbereich mehr. Die schwächere Ausprägung des Maximums der lückenhaften Datennahme ist dadurch zu erklären, dass während der Lücken natürlich keine Zeiten aufgezeichnet werden.

Bei guter Rauschunterdrückung ist auch bei lückenhafter Datennahme das Signal klar im Frequenzspektrum auszumachen. Dies ist in Abbildung 5.3 für ein Signal-zu-Rausch-Verhältnisses von $A/C \approx 1/2 = 0.5$ dargestellt.

Diskrete Messungen

Die bisherigen Betrachtungen sind nur teilweise auf die Messungen mit dem HEGRA-Experiment übertragbar: Bislang wurde eine endliche, kontinuierliche Messung betrachtet. Jeder Detektor - so auch das HEGRA-Teleskop-System - sammelt eine Messgröße $m(t)$ über ein bestimmtes Zeitintervall Δt auf und zeichnet dann die Anzahl $N(\Delta t)$ entsprechender Ereignisse aus dem entsprechenden Zeitintervall auf. Die Quantelung der Messdigitalisierung wird durch eine entsprechende Schar von δ -Funktionen $\text{Fenster}(t) = \delta(t - t_n)$ beschrieben, wobei t_n die diskreten Digitalisierungszeitpunkte sind. Berücksichtigt man die Quantelung der Messung, so verkomplizieren sich die vorigen Betrachtungen noch etwas, da die Quantelung selbst auch einen Einfluss auf das Frequenzspektrum hat. Beim HEGRA-Experiment wird jedes Ereignis mit einem Zeitstempel versehen und abgespeichert. Die feinste Zeitinformation beträgt $t_n - t_{n+1} = 200$ ns (Genauigkeit der GPS-Uhr). Es findet jedoch nicht bei jedem Zeitpunkt t_n ein Ereignis statt, sondern nur etwa 16 mal in der Sekunde (Systemtriggerrate), so dass die Amplitude der entsprechenden „Null“-Messungen $A = 0$ beträgt und nur im Fall der „wenigen“ Ereignisse den Wert $A = 1$ annimmt. Die Signalform einer diskreten Messung wird durch die Wahrscheinlichkeitsdichte der einzelnen Zeiten bestimmt. Die Fouriertransformierte der δ -Funktion ist: $\text{FTR}(A \cdot \delta)(\omega) = A$. Mit (5.5) und (5.3) ergibt sich dann für die Fensterfunktion:

$$\text{Fenster}(t) = \sum_{n=1}^N A(t_n) \cdot \delta(t - t_n) \quad \Rightarrow \quad (\text{FTR}(\text{Fenster}))(\omega) = \sum_{n=1}^N A(t_n) \cdot e^{i\omega t_n} \quad (5.12)$$

Im obigen Fall beinhaltet die Fensterfunktion schon die Signalfunktion $A(t_n) \in \{0, 1\}$; dies ist natürlich nur dann zulässig, wenn gewährleistet ist, dass maximal ein Ereignis pro 200 ns-Messintervall stattfindet. Auch das Rauschen ist schon enthalten, da sich dieses durch entsprechende Messung von Ereignissen äußert, die nicht in der Periodizität des Signals auftreten. Beinhaltet eine Messreihe nur noch etwa 20 – 30 Ereignisse, wie dies beispielsweise in einem 20-minütigen Datensatz (nach Schnitten, vgl. Unterkapitel 6.3) des HEGRA-Experimentes der Fall ist, so wäre zudem eine Beschreibung des Rauschens durch eine konstante Funktion C , wie dies in (5.11) der Fall war, nicht mehr zulässig. Bei den hier betrachteten geringen Ereigniszahlen weist auch das Rauschen zufällige Periodizitäten auf, die im Frequenzspektrum in allen Bereichen auftreten.

Um die Wirkung des Rauschens zu untersuchen, wurden im Folgenden jeweils 30 Ereigniszeiten t_n generiert, die zu einem Teil aus Rauschen und zu einem Teil aus Signal bestehen. Mit Hilfe von (5.12) wurde anschließend das entsprechende Frequenzspektrum ermittelt. Auch die Signalform hat einen Einfluss auf das Frequenzspektrum bzw. die Stärke der entsprechenden Frequenz ν_0 im Frequenzspektrum. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5.4 (Signalform: $\sin^2$) und 5.5 (Signalform: schmaler Gauß) dargestellt. Das Verhältnis r , dass die Anzahl der Signalereignisse zur Gesamtanzahl an Ereignissen angibt, wurde jeweils zu $r = 0.5$ (durchgezogene Linie) und $r = 1.0$ (reines Signal, gepunktete Linie) gewählt.

Im Gegensatz zu den im vorigen Abschnitt betrachteten kontinuierlichen Messungen mit vielen Ereignissen, spielt das Rauschen bei geringen Ereigniszahlen eine erheblich größere Rolle. Es ist auch ohne lückenhafte Daten kein kontinuierliches Abfallen des Rauschens für größer werdende Frequenzen zu beobachten. Ein Signal in einer Messung, die zur Hälfte aus Rausch-Ereignissen besteht ist im Prinzip im Frequenzspektrum nicht mehr auszumachen. Erst bei noch besserem Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist dies der Fall, wobei es wegen der diskreten Ereigniszeiten zu deutlichen Asymmetrien im Frequenzspektrum kommt.

In Unterkapitel 5.2 werden verschiedene Tests auf Periodizität vorgestellt, die größtenteils sensibler auf entsprechend schwache Signale in kleinen Datensätzen sind als die Fouriertransformation. Jedoch wird sich auch dort herausstellen, dass sich bei kleiner werdenden Datensätzen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis entsprechend verbessern muss, um das Signal mit gleicher Stärke nachzuweisen. Diese Tatsache wird bei der in Unterkapitel 6.3 durchgeführten Schnittoptimierung für die Periodizitätsanalyse in den HEGRA-Daten noch eine entscheidende Rolle spielen.

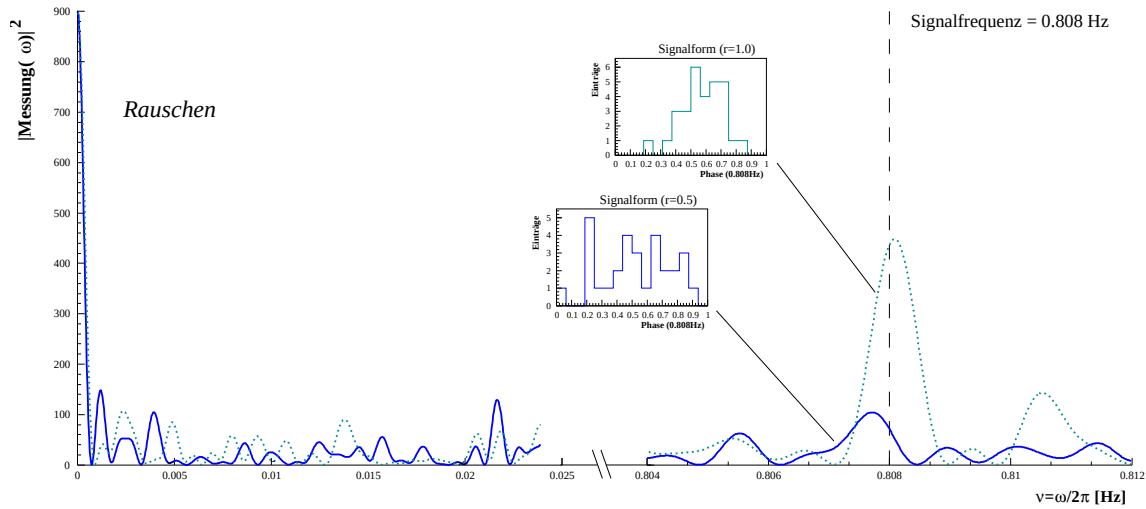


Abbildung 5.4: Das Frequenzspektrum eines $\sin^2$ -förmigen Signals für einen 50 %-igen Rauschanteil (durchgezogene Linie) und für ein rauschfreies Signal (gepunktete Linie). Erzeugt wurden jeweils 30 Ereigniszeiten, wobei die Frequenz des Signals wiederum $\nu_0 = 0.808$ Hz betrug. Die entsprechende Darstellung der 30 Zeiten ist in den kleinen Kästen als Phasogramm dargestellt (Rückfaltung der Zeiten mit der Erzeugungsfrequenz von $\nu_0 = 0.808$ Hz). Die Abweichungen von der idealen Signalform sind durch (gewollte) Schwankungen bei der statistischen Signalgenerierung zu erklären. Deutlich zu erkennen ist, dass sich das Rauschen, welches sich - abgesehen von einem starken Anteil bei $\nu \rightarrow 0$ (links) - durch zufällige Fluktuationen ergibt, mit konstanter Stärke in den Signalbereich fortsetzt (rechts).

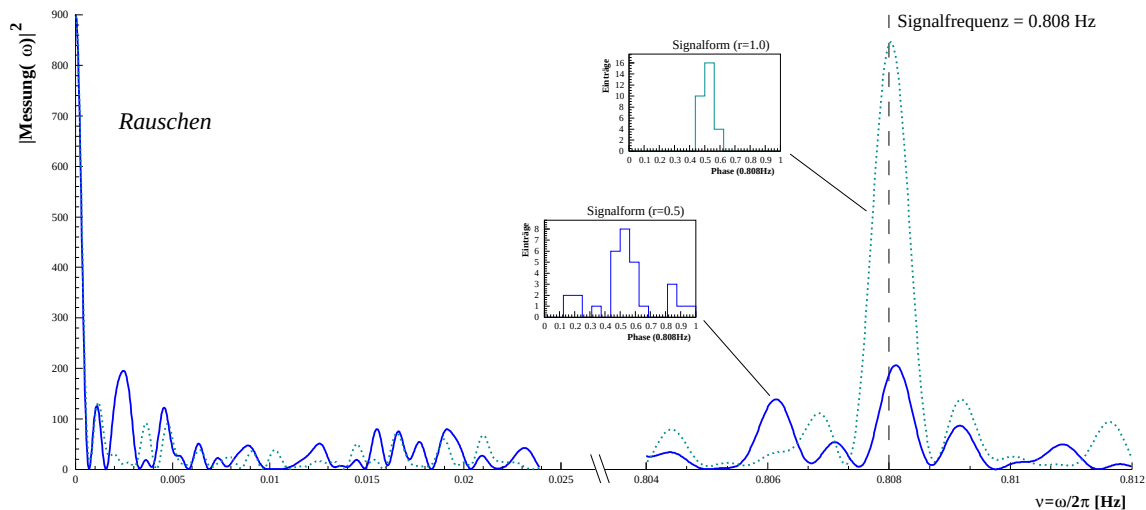


Abbildung 5.5: Das Frequenzspektrum eines gaußförmigen Signals für einen 50 %-igen Rauschanteil (durchgezogene Linie) und für ein rauschfreies Signal (gepunktete Linie), wiederum erzeugt aus jeweils 30 Ereigniszeiten. Das gaußförmige Signal tritt im Vergleich zum $\sin^2$ -förmigen Signal stärker aus dem Frequenzspektrum hervor.

5.2 Die Frequenztests

Funktionsweise eines Frequenztests: Im Folgenden werden die Begriffe „Frequenztest“, „Periodizitätstest“, „Frequenzanalyse“ und „Periodizitätsanalyse“ als Synonym verwendet. Ein Periodizitätstest dient dem Auffinden einer Frequenz ν in einer gegebenen Serie von Ereigniszeiten $t_{\{i\}} = t_1, t_2, \dots, t_N$ bzw. gibt deren relative „Stärke“ im Frequenzspektrum an. Unabhängig von der genauen Form des Frequenztests werden hierzu zunächst die Phasen $\Phi_i(\nu)$ der Zeiten t_i ($i = 1, 2, \dots, N$) bezogen auf die zu testende Frequenz ν berechnet: Die Anzahl der von der Testfrequenz ν abhängigen Zyklen $k_i(\nu)$, die - bezogen auf die Referenzzeit t_0 - zur Zeit t_i durchlaufen worden sind, ist gegeben durch:

$$k_i(\nu) \equiv k(t_i, \nu) = (t_i - t_0) \cdot \nu + \frac{1}{2} (t_i - t_0)^2 \cdot \dot{\nu} + \frac{1}{6} (t_i - t_0)^3 \cdot \ddot{\nu} + \dots \quad (5.13)$$

Sind die erste und zweite Ableitung $\dot{\nu}$ und $\ddot{\nu}$ bekannt, so kann die zum Zeitpunkt t_0 gemessene Frequenz ν_0 entsprechend über einen längeren Zeitraum extrapoliert werden und damit die Phase $\Phi_i(\nu)$ für entsprechende Messungen t_i bestimmt werden. In vielen Fällen sind die Ableitungen der Frequenz jedoch identisch Null oder können vernachlässigt werden, so dass sich (5.13) vereinfacht zu: $k_i(\nu) = (t_i - t_0) \cdot \nu$.

Liefert $[k_i(\nu)]$ den ganzzahligen Anteil von $k_i(\nu)$, so ergibt sich die Phase $\Phi_i(\nu)$ der Zeit t_i zu

$$\Phi_i(\nu) \equiv \Phi(t_i, \nu) = k_i(\nu) - [k_i(\nu)] \quad \text{mit} \quad 0 \leq \Phi_i(\nu) \leq 1 \quad (5.14)$$

Aus der Verteilung der Phasen $\Phi_{\{i\}}(\nu)$ kann nun mittels eines Frequenztests eine in der Zeitserie enthaltene Periode $P = \nu^{-1}$ nachgewiesen werden: Je nach Signalform (sinusförmig, gaußförmig etc.) und Stärke der Periodizität entsteht eine entsprechende Häufung um einen beliebigen Phasenwert, dessen Lage durch die Wahl des Zeitnullpunktes t_0 bestimmt ist. Aufgrund dieser Anhäufung ist ein Frequenztest in der Lage, die entsprechende Periodizität in der Zeitserie zu identifizieren. Die Lage der Phasenhäufung im Phasenraum spielt hierbei keine Rolle.

Die prinzipielle Funktionsweise eines Periodizitätstests lässt sich wie folgt beschreiben: Aus der Verteilung der Phasen $\Phi_{\{i\}}(\nu)$ wird ein Testergebnis $z(\nu)$ errechnet, welches ein Maß für die Periodizität in der Zeitserie ist. Die Berechnung von $z(\nu)$ unterscheidet sich von Test zu Test. In der Regel gilt jedoch: Je größer $z(\nu)$ ist, desto stärker ist eine Periode $P = \nu^{-1}$ in der Zeitserie $t_{\{i\}}$ enthalten.

Die letztendlich entscheidende Aussage bei einem bestimmten Testergebnis von $z_0(\nu)$ ist die Wahrscheinlichkeit $P(z \geq z_0)$, dass der entsprechende Periodizitätstest bei einer gleichverteilten Zeitserie einen Wert von $z \geq z_0$ liefert. Je unwahrscheinlicher dies ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass in der Zeitserie eine Periode der untersuchten Frequenz ν enthalten ist und es sich nicht um eine statistische Fluktuation handelt; man spricht von der Zufallswahrscheinlichkeit. Ein Frequenztest vergleicht also letztendlich den ermittelten Wert z_0 mit der Erwartung einer Zufallszeitserie. Die so erhaltene Wahrscheinlichkeit $P(z \geq z_0)$ kann als Signifikanz der Periodizitätssuche interpretiert werden.

Die entscheidende Schwierigkeit bei der Verwendung eines Periodizitätstests ist die Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung $f(z) dz$, die oftmals nicht analytisch möglich ist. Aus diesem Grunde wurden die Verteilungen $f(z) dz$, die neben dem Test in der Regel auch von der Anzahl N der in die Frequenzanalyse eingehenden Zeiten t_i abhängen, in dieser Arbeit durch umfassende *Monte-Carlo*-Rechnungen ermittelt: Ein hierfür erstelltes Programm *moca* erzeugt hierzu eine Serie mit zufällig verteilten Zeiten $t_{\{i\}}$, übergibt diese an den entsprechenden Frequenztest und empfängt das Testergebnis z (siehe Abbildung 5.15). Dieser Vorgang wurde automatisch 10000 mal pro Test und Anzahl N der Zeiten wiederholt, wobei für jeden der im Folgenden aufgeführten sechs Frequenztests ein Bereich von $N = 2$ bis $N = 50$ abgedeckt wurde; dies entspricht $2.9 \cdot 10^6$ Simulationszyklen. Mit dem Frequenztest wurden pro simulierter Zufallszeitserie jeweils 479 statistisch unabhängige Frequenzen¹ aus dem Intervall von $0.6 \text{ Hz} \leq \nu \leq 1.0 \text{ Hz}$ abgesehen², was der Verteilung der z -Werte wegen der noch besseren Statistik eine höhere Güte verleiht ($10000 \cdot 479$ Frequenzintervalle = $4.79 \cdot 10^6$ z - Werte pro Test und simulierter Ereignisanzahl N). Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung $f(z) dz$, die in Form von Tabellen abgespeichert wurde,

¹ Ein statistisch unabhängiges Frequenzintervall (IFS) ist wegen der auf die endliche Messdauer T zurückzuführenden Ausschmierung eines Maximums im Frequenzspektrum gegeben durch $\Delta\nu_{\text{IFS}} = T^{-1}$ (siehe Unterkapitel 5.1).

² Die Verteilung der z -Werte ist im Falle gleichverteilter Zeitserien unabhängig von der untersuchten Frequenz ν .

ergibt sich aus der normierten Verteilung der in den *Monte-Carlo*-Simulationen angesammelten z -Werte. Ist $f(z) dz$ ermittelt, so erhält man die gesuchte Wahrscheinlichkeit $P(z \geq z_0)$ durch numerische Integration:

$$P(z \geq z_0) = \int_{z_0}^{\infty} f(z) dz \quad (5.15)$$

Als Indiz für die Fehlerfreiheit der Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsverteilungen für Zufallszeitserien mittels *Monte-Carlo*-Methode kann gewertet werden, dass die hieraus erhaltenen integrierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P(z \geq z_0)$ im Falle des Rayleigh-Tests (siehe Abbildung 5.8) in guter Übereinstimmung mit den in diesem Fall analytisch berechenbaren Erwartungen stehen. Die Übereinstimmung der Ergebnisse des Protheroe-Tests (siehe Abbildung 5.12) mit den in [Protheroe (1985)] auszugsweise tabellierten Werten ist ebenfalls gegeben. Auch die Annäherung an die erwartete χ^2 -Verteilung im Falle des Pearson- χ^2 - und des Z_m^2 -Tests mit entsprechender Anzahl an Freiheitsgraden ist in den Abbildungen 5.7 und 5.10 gut zu erkennen.

Anwendung eines Periodizitätstests: Ein Periodizitätstest kann auf unterschiedliche Arten angewandt werden. Erwartet man eine spezielle Frequenz ν_0 im Datensatz, so kann man mit (5.13) und (5.14) aus der Zeitserie die Phasenverteilung $\Phi_{\{i\}}(\nu_0)$ errechnen und diese mit dem Periodizitätstest analysieren. Das Ergebnis ist die Zufallswahrscheinlichkeit $P(z \geq z_0)$ der vermuteten Periodizität $P_0 = \nu_0^{-1}$.

Ist die Periode hingegen nicht genau bekannt (wie beispielsweise im Fall von Her X-1), so muss ein Frequenzbereich abgesucht werden. Dies geschieht durch mehrmaliges Anwenden des entsprechenden Periodizitätstests auf die gegebene Zeitserie, wobei die Frequenz ν in sinnvollen Schritten innerhalb eines zu untersuchenden Intervalls $\nu_1 \dots \nu_2$ variiert wird. Die so erhaltene Schar von Zufallswahrscheinlichkeiten $P(z \geq z_0)(\nu)$ mit $\nu \in [\nu_1; \nu_2]$ kann in einer Art Frequenzspektrum dargestellt werden, aus dem sich die genaue Lage des Frequenzmaximums und dessen Zufallswahrscheinlichkeit ablesen lässt. Der Nachteil dieser Methode ist jedoch das Abschwächen der Signifikanz einer möglichen Periode: Je mehr unabhängige Frequenzen untersucht werden, desto wahrscheinlicher wird auch das Auftreten eines hohen z -Wertes in einer zufällig verteilten Zeitserie. Diese Tatsache muss bei der endgültigen Angabe der Zufallswahrscheinlichkeit berücksichtigt werden. Werden u unabhängige Frequenzintervalle (IFS = *Independent Fourier Spacing*) untersucht, so verringert sich die Zufallswahrscheinlichkeit eines Testergebnisses z_0 wie folgt:

$$P_u(z_0) = 1 - (1 - P(z \geq z_0))^u \quad (5.16)$$

Die Länge eines IFS ist gegeben durch $\Delta\nu_{\text{IFS}} = T^{-1}$. Die Erklärung hierfür ergibt sich aus der folgenden Überlegung: Wegen der auf die endliche Messdauer zurückzuführenden Ausschmierung des Signalmaximums im Frequenzspektrum (siehe Unterkapitel 5.1) besitzt letzteres nur eine endliche Frequenzauflösung. Frequenzen $\nu_0 + \nu'$, die leicht neben einer möglichen Signalfrequenz ν_0 liegen, zeigen ebenfalls signifikante Überhöhungen im Frequenzspektrum, die jedoch der Signalfrequenz ν_0 zuzuschreiben sind. Die Breite der Ausschmierung im Frequenzspektrum - genauer: der Abstand zwischen den ersten beiden Nullstellen - ist im Falle einer sinusförmigen Signalfrequenz gegeben zu $\Delta\nu_{\text{IFS}} \equiv \Delta\nu = T^{-1}$ (vgl. Abbildung 5.1).

Vergrößert man den abgesuchten Frequenzbereich $\nu_1 \dots \nu_2$, so lassen sich in ihm natürlich entsprechend mehr unabhängige Frequenzschritte $\Delta\nu_{\text{IFS}}$ abtasten. Die Anzahl u der IFS in einem abgesuchten Frequenzintervall $\nu_1 \dots \nu_2$ ist somit gegeben durch:

$$u \equiv N_{\text{IFS}} = \frac{(\nu_2 - \nu_1)}{\Delta\nu_{\text{IFS}}} = (\nu_2 - \nu_1) \cdot T \quad (5.17)$$

Oversampling: Um sicherzustellen, dass man keine Frequenzen „übersieht“, sollte die richtige Wahl der Frequenzschrittweite $\Delta\nu$ kleiner (oder zumindest gleich) sein als $\Delta\nu_{\text{IFS}}$. Wählt man die Schrittweite jedoch kleiner, man spricht vom *Oversampling*, so kommt es nach [De Jager (1987)] zu einer Unterschätzung der Zufallswahrscheinlichkeit (5.16), in die nur die Anzahl u der IFS eingeht. Die Unterschätzung hängt vom verwendeten Frequenztest, vom Testergebnis z_0 , von der Frequenzschrittweite $\Delta\nu$ und der Anzahl u der abgesuchten IFS ab und muss durch einen entsprechenden *Oversampling*-Faktor $\Psi = \Psi(\Delta\nu, u, z_0)$ berücksichtigt werden:

$$P_u(z_0) = \Psi [1 - (1 - P(z \geq z_0))^u] \quad (5.18)$$

Die analytische Bestimmung des *Oversampling*-Faktors Ψ ist schwierig. Einige allgemeine Eigenschaften können jedoch aus *Monte-Carlo*-Rechnungen abgeleitet werden [De Jager et al. (1989)]. Bei einer Frequenzschrittweite $\Delta\nu = \Delta\nu_{\text{IFS}} = T^{-1}$ wird Ψ erwartungsgemäß identisch 1 (kein *Oversampling*) und nähert sich für sehr kleine Frequenzschrittweiten einem konstanten Wert an:

$$\Psi(\Delta\nu = \Delta\nu_{\text{IFS}}, u, z_0) = 1 \quad \text{und} \quad \lim_{\Delta\nu \rightarrow 0} \Psi(\Delta\nu, u, z_0) = \text{konst.} > 1 \quad (5.19)$$

Die Abhängigkeit des *Oversampling*-Faktors Ψ von u ist relativ schwach: Je größer u bei festgehaltenem $\Delta\nu$ und z_0 wird, desto kleiner wird Ψ und nähert sich für $u \geq 10$ ebenfalls einem konstanten Wert. Mit größer werdendem z_0 steigt tendenziell auch der Wert von Ψ .

Fehler der ermittelten Frequenz: Bislang wurde noch keine Abschätzung über den Fehler einer gefundenen Frequenz gemacht. Dies setzt eine analytische Beschreibbarkeit der Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(z) dz$ voraus, die jedoch mit Ausnahme des Rayleigh-Tests nicht bei vielen Frequenztests uneingeschränkt möglich ist.

Der Fehler der ermittelten Frequenz ist bei der klassischen Fouriertransformation gegeben durch die Länge eines unabhängigen Fourierintervalls (IFS), die nach (5.17) gegeben ist durch $\Delta\nu_{\text{IFS}} = T^{-1}$, wobei T die Dauer der analysierten Zeitserie ist. Bei den im folgenden Abschnitt vorgestellten Frequenz-Analysen kann die Frequenzauflösung - und damit der Fehler der ermittelten Frequenz - durch den Effekt des *Oversampling*, bei dem mehrere Frequenzen innerhalb eines IFS abgesucht werden ($\Delta\nu < \Delta\nu_{\text{IFS}}$), deutlich verbessert werden. Eine einfache analytische Fehlerabschätzung der gefundenen Frequenz ist jedoch nur im Fall des Rayleigh-Tests (siehe Abschnitt 5.2.2) möglich.

Untersuchung mehrerer Zeitserien: Werden n gleichlange Zeitserien im jeweils gleichen Frequenzintervall $\nu_1 \dots \nu_2$ untersucht, so ergibt sich die Gesamtanzahl der unabhängigen Frequenzen zu $u' = n \cdot u$. Aus der Binomialverteilung folgt die Wahrscheinlichkeit, hierin l Testergebnisse mit $z > z_0$ zu finden [Slane (1988)]:

$$P_{u'}(z_0, l) = \binom{u'}{l} [\Psi \cdot P(z \geq z_0)]^l \cdot [1 - \Psi \cdot P(z \geq z_0)]^{u'-l} \quad (5.20)$$

Werden zwei unabhängige Test-Statistiken verwendet, die die Einzelsignifikanzen von ϵ_1 und ϵ_2 liefern, so ergibt sich die Gesamtsignifikanz ϵ zu [Slane (1988)]:

$$\epsilon = \epsilon_1 \epsilon_2 [1 - \ln(\epsilon_1 \epsilon_2)] \quad (5.21)$$

Verteilung der Test-Werte: Werden in einer Analyse mehrere Zeitserien in einem Frequenzintervall $\nu_1 \dots \nu_2$ auf Periodizität untersucht, so erhält man eine Verteilung der z -Werte. Die Verteilung beinhaltet hierbei für jede abgesuchte Frequenz $\nu \in [\nu_1; \nu_2]$ in jeder Zeitserie einen z -Wert. Schon anhand der Verteilung lässt sich erkennen, ob es in der Menge der Zeitserien einzelne gibt, die eine statistisch signifikante Periodizität enthalten oder ob eventuell in vielen Zeitserien eine leichte Periodizität vorhanden ist.

Die ermittelte Verteilung der z -Werte wird hierzu mit einer Kombination der zuvor aus *Monte-Carlo*-Simulationen ermittelten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung $f(z) dz$ für den Fall einer entsprechenden Anzahl an Zufallszeitserien verglichen. Da die untersuchten Zeitserien in der Regel nicht alle dieselbe Anzahl N an Ereigniszeiten beinhalten, muss die erwartete Zufallsverteilung durch entsprechende Linearkombination der einzelnen, N -abhängigen Wahrscheinlichkeitsverteilungen $f_N(z) dz$ der z -Werte des entsprechenden Periodizitätstest gebildet werden. Die hierfür benötigten Wahrscheinlichkeitsverteilungen für Zufallszeitserien werden im nächsten Abschnitt in integrierter Form in den Abbildungen 5.7 bis 5.12 gezeigt, so dass die folgenden Betrachtungen teilweise einen Vorgriff darstellen. Eine Periodizität in einem Satz von gemessenen Zeitserien kann anhand der Verteilung der z -Werte auf zwei Arten erkannt werden:

- Zeigen eine oder einige wenige Zeitserien eine starke Periodizität, so äußern sich diese durch sehr hohe z -Werte. Die ermittelte und die theoretische Verteilung entsprechen sich dann bis auf eine entsprechende Anzahl an z -Werten der gemessenen Daten, die klar aus der Verteilung

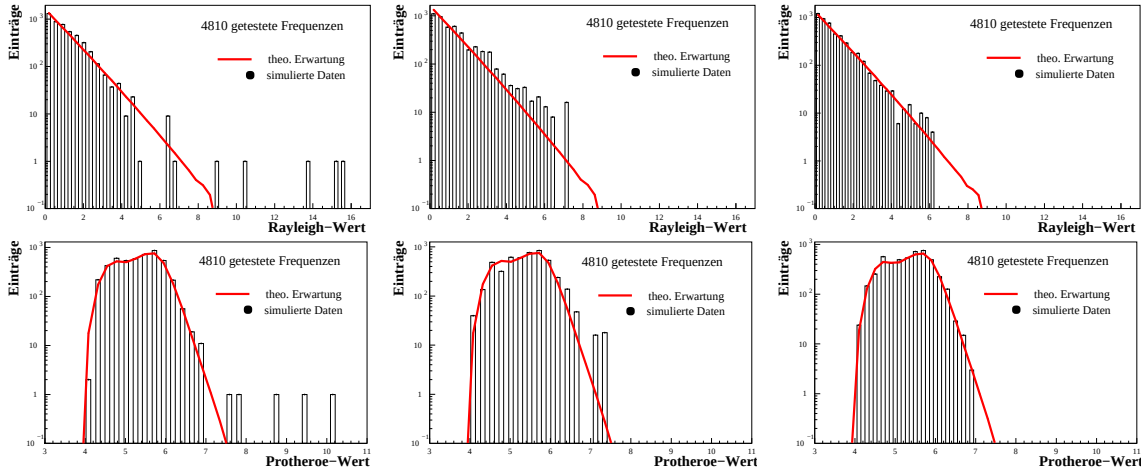


Abbildung 5.6: Die Identifikation von Periodizitäten anhand der aus mehreren Zeitserien erhaltenen Verteilung der z -Werte eines bestimmten Frequenztests. Die durchgezogene Linie entspricht jeweils der Summe der N -abhängigen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen $f_N(z) dz$ für entsprechende Zufallszeitserien, während die Balken die z -Verteilung der simulierten Daten darstellen. Es wurden jeweils 370 Zeitserien mit einem gaußförmigen Signal der Frequenz $\nu_0 = 0.807$ Hz und Ereignisanzahlen zwischen $N = 17 - 38$ simuliert. Mit den in den folgenden Abschnitten eingeführten Frequenztests nach Protheroe (oben) und nach Rayleigh (unten) wurde ein Frequenzintervall von $0.805 \text{ Hz} \leq \nu \leq 0.809 \text{ Hz}$ in 13 Frequenzschritten abgesucht, so dass insgesamt $13 \cdot 370 = 4810$ z -Werte erhalten wurden. *Links:* Nur zwei der 370 simulierten Zeitserien enthielten mit einem Signalanteil von $r = 0.7$ eine Periode. Die entsprechenden Zeitserien treten wegen der dichten Frequenzschrittweite $\Delta\nu < \Delta\nu_{\text{FS}}$ bei der Untersuchung teilweise mehrfach deutlich aus der Verteilung hervor. *Mitte:* Alle 370 Zeitserien enthielten eine Periode mit einem relativ geringen Signalanteil von $r = 0.3$, die in einer individuellen Einzelanalyse der Zeitserien nicht auffallen würde. Die gesamte Verteilung ist zu höheren z -Werten verschoben. *Rechts:* Alle simulierten Zeitserien bestanden nur aus Rauschen ($r = 0.0$).

heraustreten; dies ist in Abbildung 5.6, links dargestellt. Die hierbei signifikanten Zeitserien würden bei einzelner Untersuchung auch anhand von (5.16) durch eine entsprechend geringe Zufallswahrscheinlichkeit auffallen, da diese anhand der erwarteten Verteilung berechnet wird. Eine derartige Untersuchung eignet sich vor allem dann, wenn man von einer Quelle zeitlich begrenzte Ausbrüche gepulster Strahlung erwartet und sich einen Überblick über möglicherweise signifikante Zeitserien verschaffen möchte.

- Ist in jeder Zeitserie ein schwaches Anzeichen gepulster Emission vorhanden, die jedoch einzeln betrachtet nicht signifikant auffallen, so würde sich dies in einem deutlichen Unterschied zwischen gemessener und erwarteter Verteilung äußern: Die Verteilung der gemessenen (in diesem Fall simulierten) Zeitserien ist zu höheren z -Werten hin verschoben; dies ist in Abbildung 5.6, Mitte dargestellt, in der jede untersuchte Zeitserie einen Anteil von 30 % an gepulsten Ereigniszeiten enthält.
- Ist in den Daten keine messbare Periodizität vorhanden, so entsprechen sich gemessene und erwartete Verteilung, was in Abbildung 5.6, rechts dargestellt ist.

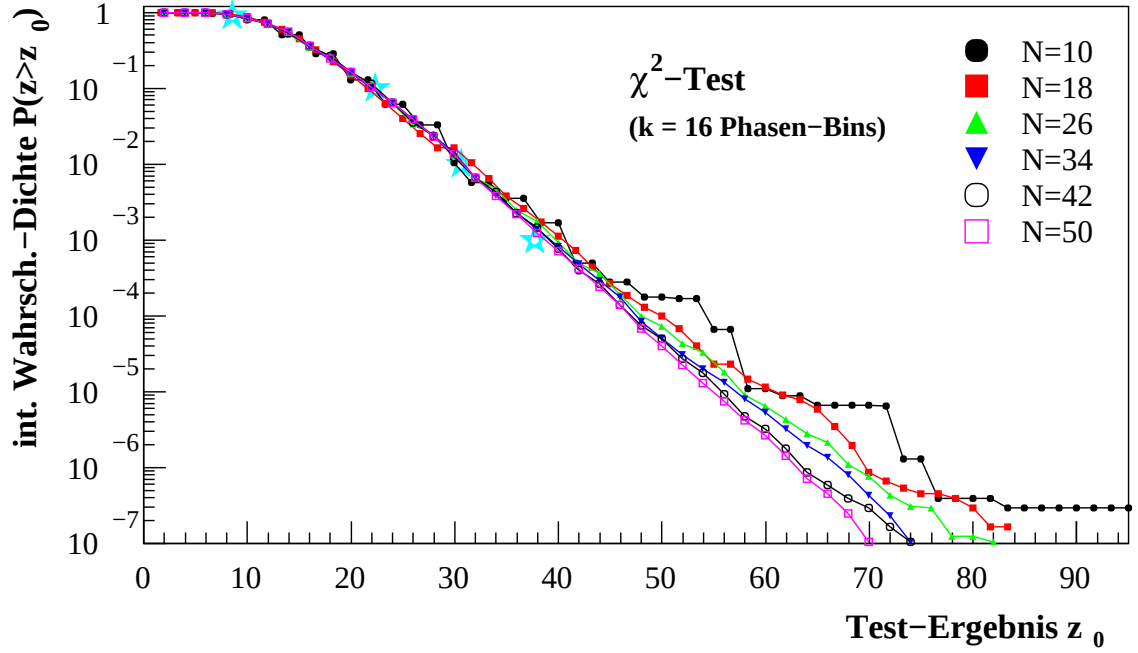


Abbildung 5.7: Die integrierte Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(z \geq z_0)$ des Pearson- χ^2 -Tests für $k = 16$ Phasen-Bins. Die Verteilung ist für $N > 50$ unabhängig von N und nähert sich einer χ^2 -Verteilung mit $f = k - 1 = 15$ Freiheitsgraden an (eingetragene Sterne). Für kleinere N ist dies nicht der Fall und der Test verliert seine Gültigkeit: Der Effekt der Einteilung von $N = 10$ Ereigniszeiten in $k = 16$ Bins äußert sich beispielsweise deutlich durch die Stufenförmigkeit der Verteilung.

5.2.1 Der Pearson- χ^2 -Test

Der Pearson- χ^2 -Test ist ein sehr allgemeiner Test zur Überprüfung einer gemessenen Verteilung gegen eine erwartete. Die Messgröße wird hierzu in ein Histogramm gefüllt, das aus k Kategorien (sogenannte *Bins*) besteht: n_j sei der Inhalt des j -ten Bins. In jedem Bin wird nun die quadratische Abweichung vom erwarteten Inhalt $n_{\text{theo},j}$ gebildet und aufaddiert. Wird die gemessene Verteilung gegen die Null-Hypothese H_0 (Gleichverteilung) verglichen, so ist $n_{\text{theo},j} = \bar{n}$ der Mittelwert der gemessenen Verteilung. Die χ^2 -Teststatistik ist in diesem Fall gegeben durch [Blobel & Lohrmann (1998)]:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^k \frac{(n_j - \bar{n})^2}{\bar{n}} \quad \text{mit} \quad \bar{n} = \frac{1}{k} \sum_{l=1}^k n_l \quad (5.22)$$

Je kleiner χ^2 ist, desto besser ist die Übereinstimmung zwischen gemessener und erwarteter Verteilung. Im Fall der Periodizitätsanalyse ist der Inhalt des j -ten Bins $n_j = n_j(\nu) = n(\Phi_j(\nu))$ die Anzahl der Phasen, die auf das Intervall $\Phi_i(\nu) \in [\frac{j}{k} - \frac{1}{k}, \frac{j}{k}]$ entfallen, mit $0 \leq \frac{j}{k} \leq 1$. Die Wahrscheinlichkeitsdichte der χ^2 -Verteilung für $f = k - 1$ Freiheitsgrade (dof = *degree of freedom*) ist gegeben durch [Blobel & Lohrmann (1998)]:

$$f_f(\chi^2) d\chi^2 = f_f(x) dx = \frac{1}{\Gamma(f/2)} \frac{1}{2} \left(\frac{x}{2}\right)^{\frac{f}{2}-1} e^{-\frac{x}{2}} dx \quad (5.23)$$

Diese Formel ist jedoch erst für $N \gg k$ Ereignisse gültig, ab dann jedoch unabhängig von N . Die Integration von (5.23) ist nur für spezielle Fälle (z.B. $f = 2$) analytisch möglich.

Die mittels *Monte-Carlo*-Simulationen erhaltenen, integrierten Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(z \geq z_0)$ des Pearson- χ^2 -Tests sind in Abbildung 5.7 für den Fall von $k = 16$ Phasenbins dargestellt. Für $N \geq 50$ wird sie unabhängig von N und nähert sich der χ^2 -Verteilung an, deren entsprechenden, tabellierten Werte als Sterne in die Abbildung eingetragen sind. Für $N < 50$ verliert der χ^2 -Test wegen $N \approx k$ - und damit starken Schwankungen in der Wahrscheinlichkeitsverteilung, die von der Binanzahl k abhängen - seine Gültigkeit.

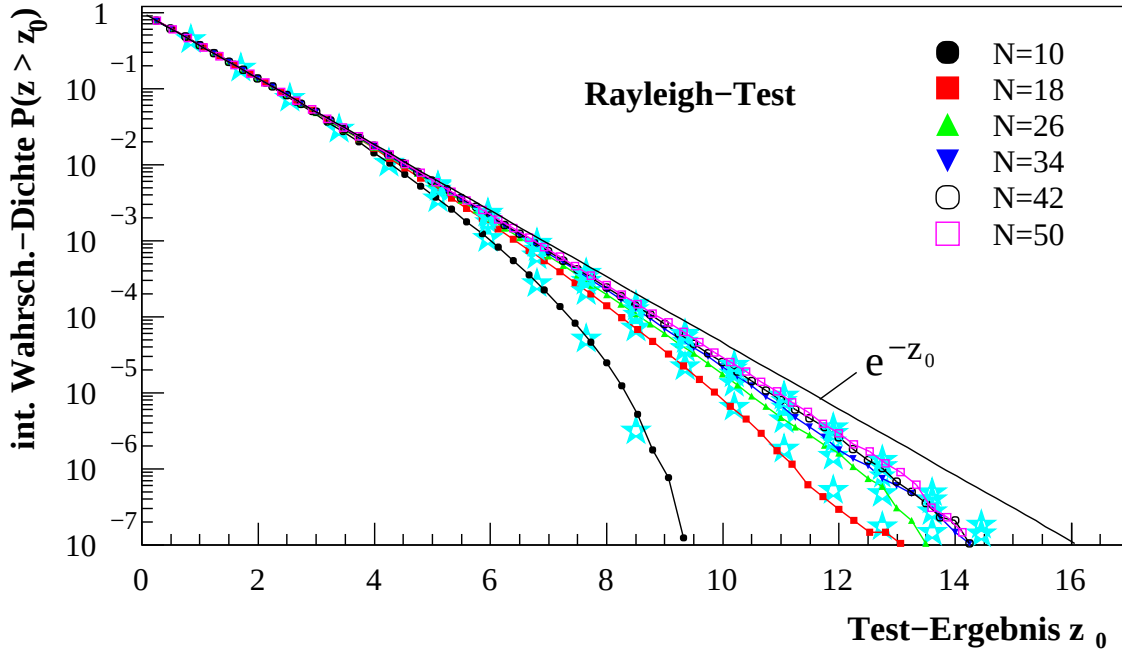


Abbildung 5.8: Die aus *Monte-Carlo*-Simulationen erhaltene, integrierte Wahrscheinlichkeitsverteilung des Rayleigh-Tests für Zufallszeitserien. Gut zu erkennen ist die Annäherung an die Exponentialverteilung e^{-z_0} für $N > 50$ Ereigniszeiten (durchgezogene Linie). Für $N < 50$ ist eine deutliche Abweichung zu erkennen, die sich durch die Polynomkorrektur (5.27) ebenfalls analytisch beschreiben lässt (eingezeichnete Sterne). Die gute Übereinstimmung bestätigt die Korrektheit der aus den Simulationen erhaltenen Ergebnisse - auch für die anderen Periodizitätstests, in denen kein Vergleich mit analytischen Ergebnissen möglich ist.

Da die Periodizitätssuche in den Zeitserien der HEGRA-Daten mit nur $N = 20 - 30$ Ereignissen durchgeführt wird, ist der Test für die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse nicht geeignet, da eine sinnvolle Phasenbin-Anzahl im Bereich von $12 \leq k \leq 30$ liegen sollte und damit die Bedingung $k \ll N$ nicht erfüllbar wäre. Abgesehen hiervon besteht ein weiterer Nachteil des χ^2 -Tests in der Abhängigkeit des Ergebnisses vom frei wählbaren Parameter k der Phasenbin-Anzahl; letzteres allein ist zwar kein Grund, den Test nicht zu verwenden, stellt aber eine unbefriedigende Ausgangssituation dar.

5.2.2 Der Rayleigh-Test

Dem Rayleigh-Test liegt im Gegensatz zum Pearson- χ^2 -Test eine ungebinnte Teststatistik $R(\nu)$ zugrunde, die bei N Ereigniszeiten gegeben ist durch [Mardia (1972)]:

$$R(\nu) = N \bar{R}^2(\nu) \quad \text{mit} \quad \bar{R}(\nu) = \frac{1}{N} \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N \cos(2\pi \Phi_i(\nu)) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \sin(2\pi \Phi_i(\nu)) \right)^2} \quad (5.24)$$

$\Phi_i(\nu)$ ist die mit (5.14) berechnete Phase des i -ten Zeitereignisses. Anschaulich gesprochen addiert der Rayleigh-Test die Phasenvektoren $\Phi_i(\nu)$ in der komplexen Ebene auf, wobei die Länge des resultierenden Vektors als Maß für die in der Zeitserie enthaltene Periodizität $P = \nu^{-1}$ dient. Der große Vorteil des Rayleigh-Tests besteht in der analytischen Lösbarkeit der integrierten Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(z > z_0)$ für Zufallszeitserien (Null-Hypothese). Für $N > 50$ ist die Größe $z' = 2N \bar{R}^2$ wie eine χ^2 Verteilung mit $f = 2$ Freiheitsgraden verteilt. Mit (5.23) ergibt sich also:

$$f_2(z') dz' = \frac{1}{\Gamma(1)} \frac{1}{2} \left(\frac{z'}{2} \right)^0 e^{-\frac{z'}{2}} dz' = \frac{1}{2} e^{-\frac{z'}{2}} dz' \quad (5.25)$$

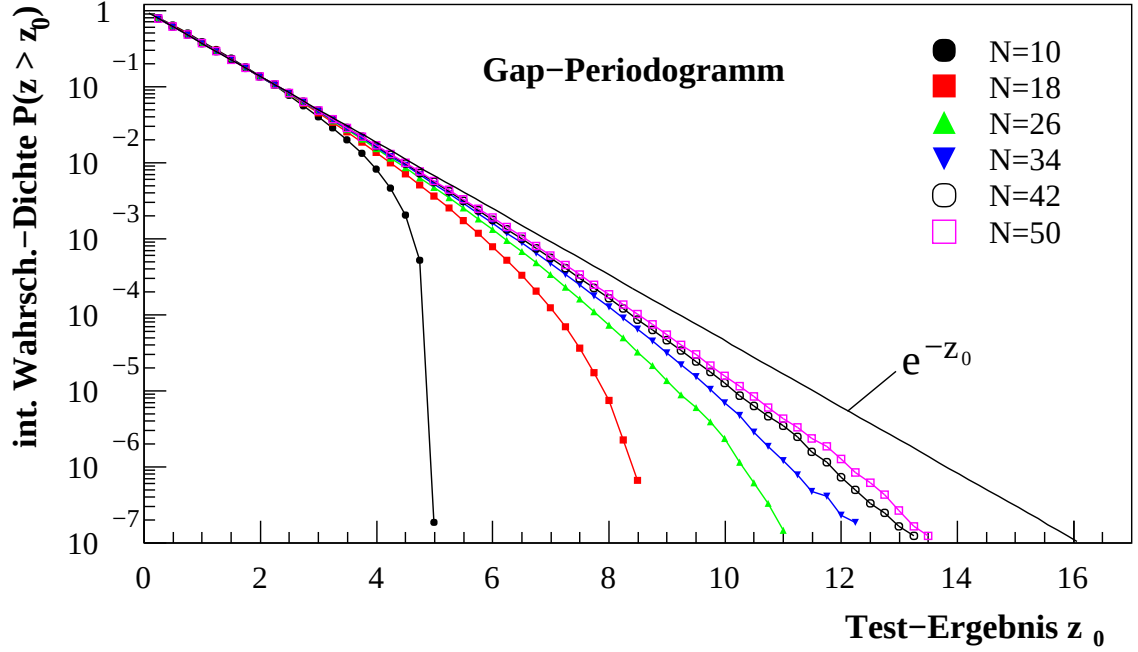


Abbildung 5.9: Die integrierte Wahrscheinlichkeitsverteilung des Gap-Periodogramms. Ähnlich wie beim Rayleigh-Test (vgl. Abbildung 5.8), nähert sich auch diese für große Ereigniszahlen $N \approx 100$ der Exponentialverteilung e^{-z_0} an, unterscheidet sich jedoch für $N < 50$ noch deutlich von der Verteilung des Rayleigh-Tests.

Für die Verteilung des Rayleigh-Wertes $z = N\bar{R}^2 = \frac{1}{2}z'$ ergibt sich dann mit $dz' = 2 dz$:

$$f_2(z) dz = e^{-z} dz \quad \Rightarrow \quad P(z > z_0) = \int_{z_0}^{\infty} e^{-z} dz = e^{-z_0} \quad (5.26)$$

Dies erlaubt eine einfache Handhabung der bei einer gleichverteilten Zeitserie zu erwartenden Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Rayleigh-Werte. Für $N < 50$ ist (5.26) jedoch nicht mehr gültig, so dass eine Polynomkorrektur angewandt werden muss [Mardia (1972)]:

$$P(z > z_0) = e^{-z_0} \left[1 + \frac{2z_0 - z_0^2}{4N} - \frac{24z_0 - 132z_0^2 + 76z_0^3 - 9z_0^4}{288N^2} + \frac{1440z_0 + 1440z_0^2 - 8280z_0^3 + 4890z_0^4 - 870z_0^5 + 45z_0^6}{17280N^2} \right] \quad (5.27)$$

Die gute Übereinstimmung der Ergebnisse dieser Gleichung (eingezeichnete Sterne) mit denen der *Monte-Carlo*-Simulationen ist in Abbildung 5.8 zu erkennen.

Die folgende Abschätzung des Fehlers einer mit dem Rayleigh-Test gefundenen Frequenz gilt streng genommen erst ab einer Ereignisanzahl der Zeitserie von $N = 50$, ab der sich die Wahrscheinlichkeitsdichte mit (5.26) beschreiben lässt. Der Rayleigh-Test liefere in einem abgesuchten Frequenzintervall bei der Frequenz $\nu = \nu_0$ das maximale Test-Ergebnis von $R(\nu_0) = z_{0,\max}$. Der 1σ -Standardfehler ν_{Δ} an der Frequenz ν_0 ergibt sich nach [Slane (1988)] durch:

$$R(\nu_0 \pm \nu_{\Delta}) = z' = z_{0,\max} - 0.5 \quad (5.28)$$

Der Fehler ν_{Δ} ist abhängig vom Testergebnis $z_{0,\max}$ und lässt sich aus dem erhaltenen Wahrscheinlichkeitsspektrum ablesen. Ein Beispiel für diese Fehler-Abschätzung ist in Unterkapitel 6.3 in Abbildung 6.11 dargestellt.

Wegen der analytischen Handhabbarkeit der für die Benutzung eines Periodizitätstests erforderlichen Wahrscheinlichkeitsverteilungen auch bei kleinen Ereigniszeiten N und die im Vergleich zu anderen Tests relativ schnelle Rechenzeit ist der Rayleigh-Test gut für die Analyse der aus den HEGRA-Daten gewonnenen Zeitserien geeignet.

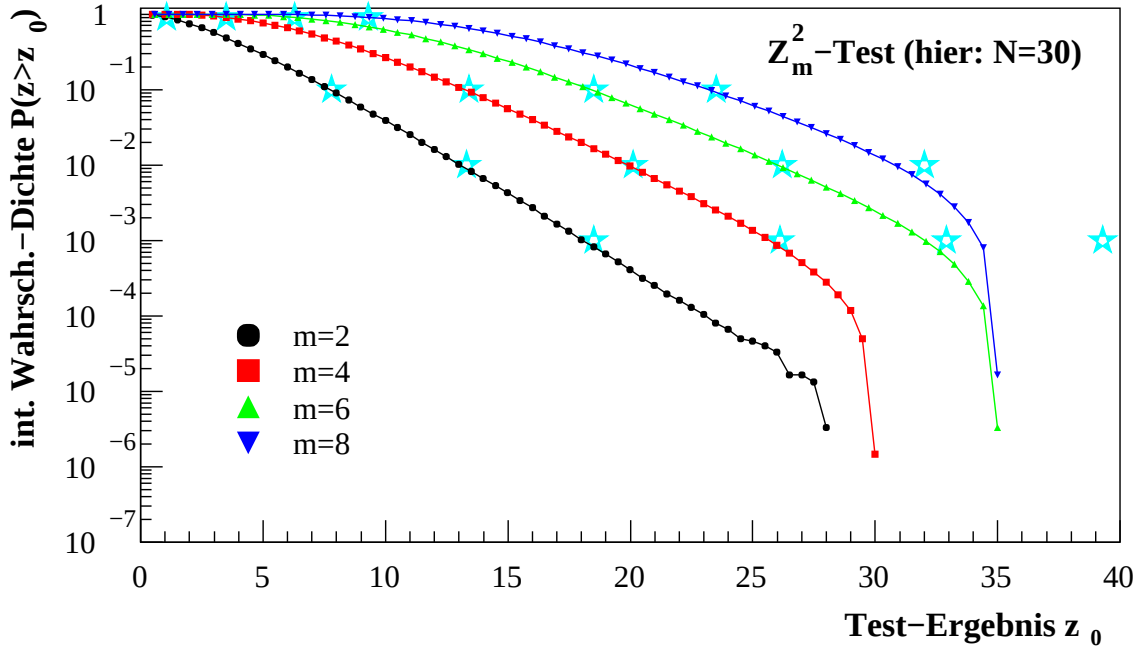


Abbildung 5.10: Die integrierte Wahrscheinlichkeitsverteilung des Z_m^2 -Tests für $N = 30$ Ereigniszeiten. Diese Wahrscheinlichkeitsdichte $f(z) dz$ lässt sich ab $N \approx 100$ näherungsweise durch eine χ^2 -Verteilung mit $2m$ Freiheitsgraden beschreiben (eingezeichnete Sterne), was hier wegen $N = 30$ noch nicht für alle m der Fall ist. Die Abhängigkeit der Verteilung vom frei wählbaren Parameter m wird in dieser Abbildung deutlich.

5.2.3 Das Gap-Periodogramm

Wird eine Periodizität in einem Datensatz gesucht, der über eine längere Zeit - und damit eventuell mit größeren Datenlücken - gemessen wurde, so kann die Zählrate der Messung aus verschiedenen Gründen (Wetterbedingungen bei Beobachtungen in mehreren Nächten, Zenitwinkelabhängigkeit bei langen Beobachtungen innerhalb einer Nacht etc.) nicht mehr als konstant angesehen werden. Eine so auf entsprechend großen Zeitskalen variierende Zählrate kann jedoch eine Periode in den Daten vortäuschen. Desweiteren treten zwangsläufig großen Datenlücken auf, die einen ähnlichen Effekt haben können (siehe Abschnitt 5.1.2). Diese Effekte werden von [Scargle (1982)] in einer erweiterten Form des klassischen Periodogramms $S = \frac{1}{N} |F(\omega)|^2$ beachtet. Der Wert des im Folgenden als Gap-Periodogramm bezeichneten Tests ist gegeben durch:

$$R_{\text{Gap}}(\nu) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\left[\sum_{i=1}^N X_i \cos(2\pi\nu(t_i - \tau)) \right]^2}{\sum_{i=1}^N \cos(2\pi\nu(t_i - \tau))} + \frac{\left[\sum_{i=1}^N X_i \sin(2\pi\nu(t_i - \tau)) \right]^2}{\sum_{i=1}^N \sin(2\pi\nu(t_i - \tau))} \right\} \quad (5.29)$$

Hierbei ist X_i die Amplitude des i -ten Ereignisses und im Falle der γ -Astronomie wegen der geringen Zählraten immer identisch 1, da hier nur einzelne Ereignisse gezählt werden. t_i ist die Zeit des i -ten Ereignisses und N die Gesamtanzahl der Ereignisse. Die Größe τ ist definiert durch:

$$\tan(4\pi\nu\tau) = \frac{\sum_{i=1}^N \sin(4\pi\nu t_i)}{\sum_{i=1}^N \cos(4\pi\nu t_i)}$$

Genau wie im Fall des Rayleigh-Tests ist auch die Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(z) dz$ des Gap-Periodogramms für Zufallszeitserien analytisch handhabbar: Die Wahrscheinlichkeit $P(z \geq z_0)$, mit dem Gap-Periodogramm (5.29) einen Wert $z \geq z_0$ zu erhalten, ist analog zum Rayleigh-Test (5.24) gegeben durch: $P(z \geq z_0) = e^{-z_0}$. Dies ist jedoch erst ab $N \approx 100$ Ereigniszeiten gültig, so dass für kleinere N auf Monte-Carlo-Simulationen zurückgegriffen werden muss. Die so erhaltene, integrierte Wahrscheinlichkeitsverteilung ist in Abbildung 5.9 dargestellt.

Das Gap-Periodogramm ist vor allem für Datensätze mit längerer Beobachtungsdauer und/oder Daten mit vielen Lücken geeignet, in denen die Untergrund-Ereignisrate nicht mehr als konstant

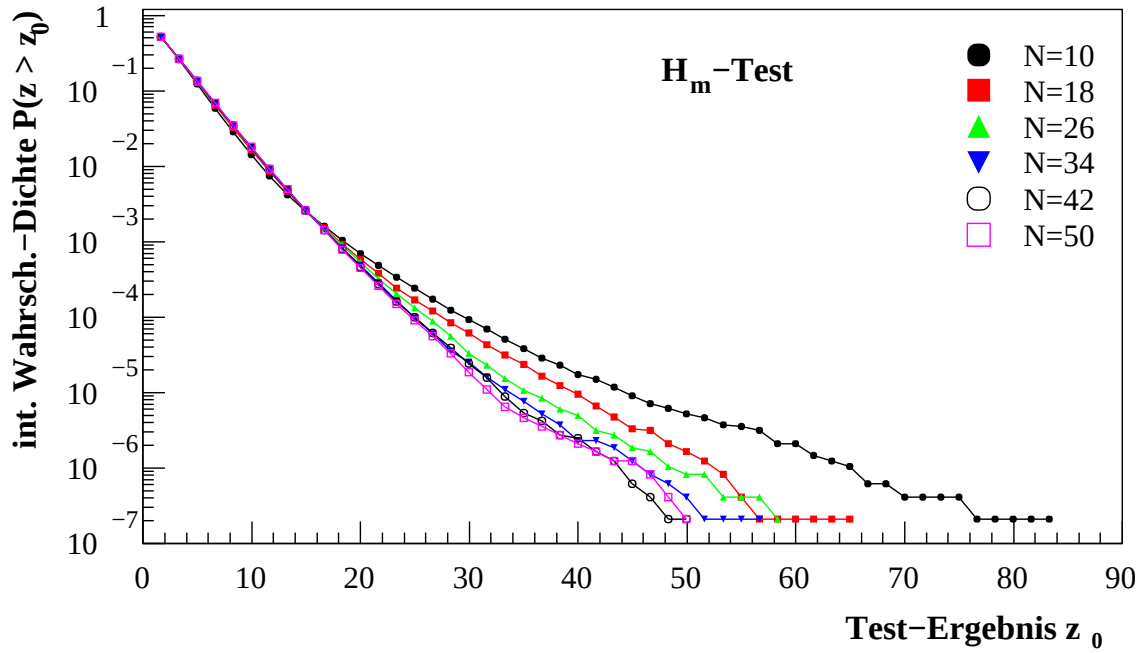


Abbildung 5.11: Die integrierte Wahrscheinlichkeitsverteilung des H_m -Tests, die sich - im Gegensatz zu den vorigen Tests - nicht durch eine einfache Funktionalität beschreiben lässt.

angesehen werden kann. Da die Wahrscheinlichkeitsverteilung für kleine Ereignisanzahlen $N < 100$ nicht unmittelbar analytisch beschreibbar ist, ist eine einfache Handhabung erst ab entsprechend höheren Ereignisanzahlen gegeben.

5.2.4 Der Z_m^2 -Test

Der Z_m^2 -Test [Protheroe (1987)] ist eine Erweiterung des Rayleigh-Tests (5.24): Zusätzlich zur Grundwelle gehen beim Z_m^2 -Test noch die ersten $m - 1$ Oberwellen in die Berechnung des Test-Wertes ein, wobei m ein frei wählbarer Parameter ist:

$$Z_m^2(\nu) = \frac{2}{N} \sum_{k=1}^m \left[\left(\sum_{i=1}^N \cos(2\pi k \Phi_i(\nu)) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \sin(2\pi k \Phi_i(\nu)) \right)^2 \right] \quad (5.30)$$

Die Wahl des Parameters m ist willkürlich, was analog zum χ^2 -Test (5.22) ein Nachteil ist. Für $m = 1$ ist der Z_m^2 -Test äquivalent zum Rayleigh-Test (5.24). Allgemein ist (5.30) bei kleineren m besonders für breite Signalformen sensitiv, wobei sich die maximale Sensitivität mit steigendem m zu schmalen Signalformen hin verschiebt.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(z \geq z_0)$ ist für $N = 30$ und verschiedene m -Werte in Abbildung 5.10 dargestellt. Für große $N \approx 100$ geht Z_m^2 in eine χ^2 -Verteilung mit $2m$ Freiheitsgraden über (eingezeichnete Sterne). Die schlechte Übereinstimmung für $m = 8$ bei hohen z -Werten ist auf die in dieser Darstellung noch zu geringe Ereigniszahl von $N = 30$ zurückzuführen; im Gegensatz zum χ^2 -Test verliert der Z_m^2 -Test hier jedoch nicht seine Gültigkeit.

Um das Problem der Abhängigkeit des Test-Ergebnisses von der Wahl des Parameters m zu umgehen, wurde der Test erneut zum H_m -Test erweitert.

5.2.5 Der H_m -Test

Der H_m -Test [De Jager et al. (1988), De Jager et al. (1989)] ermöglicht eine „objektive“ Bestimmung des Parameters m des Z_m^2 -Tests (5.30) in der Art, dass der Ausdruck $Z_m^2 - 4m + 4$ maximiert wird. Um die Rechenzeit für diesen Test noch in einem angemessenen Rahmen zu halten, wird die

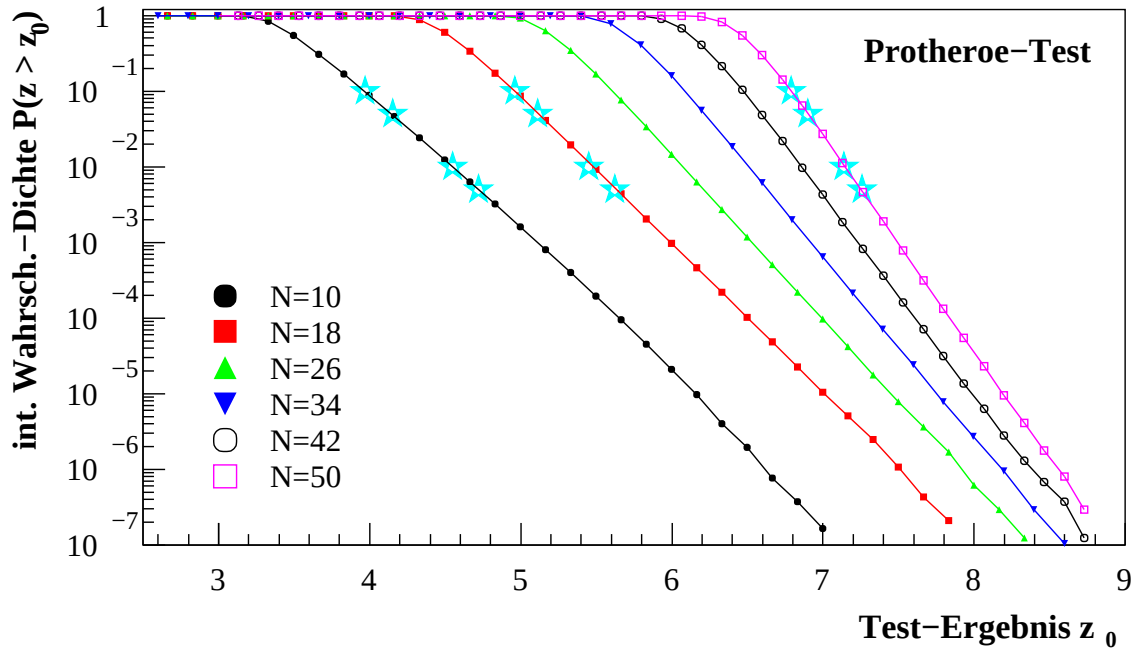


Abbildung 5.12: Die integrierte Wahrscheinlichkeitsverteilung des Protheroe-Tests, erhalten aus *Monte-Carlo*-Berechnungen. Die erhaltenen Verteilungen stehen in guter Übereinstimmung mit den in [Protheroe (1985)] tabellierten Werten, wobei letztere nur für einige Werte für N in Form von eingezeichneten Sternen aufgeführt sind und auch nur bis zu einer Zufallswahrscheinlichkeit von 0.005 vorhanden sind.

Suche des Maximum nur im Bereich $1 \leq m \leq 20$ durchgeführt, so dass die Test-Statistik durch folgenden Ausdruck darstellbar ist:

$$H_m(\nu) = Z_M^2(\nu) - 4M + 4 \equiv \max_{1 \leq m \leq 20} (Z_m^2(\nu) - 4m + 4) \quad (5.31)$$

Die integrierte Wahrscheinlichkeitsverteilung ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Der Nachteil dieses Tests ist die hohe Rechendauer für große N .

5.2.6 Der Protheroe-Test

Der Protheroe-Test eignet sich für die Suche nach Periodizitäten in Datensätzen mit wenigen Ereignissen und schlechtem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und spricht besonders auf schmale Pulsformen an. Die Test-Statistik T_N für eine Zeitserie bestehend aus N Ereigniszeiten ist gegeben durch [Protheroe (1985)]:

$$T_N(\nu) = \frac{2}{N(N-1)} \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \left(\Delta_{ij}(\nu) + \frac{1}{N} \right)^{-1} \quad (5.32)$$

Hierbei sind $\Phi_i(\nu)$ und $\Phi_j(\nu)$ die Phasen der Zeiten der Ereignisse i und j . Die Größe $\Delta_{ij}(\nu)$ ist definiert als:

$$\Delta_{ij}(\nu) = \frac{1}{2} - \left| \left(|\Phi_i(\nu) - \Phi_j(\nu)| - \frac{1}{2} \right) \right|$$

Wie leicht aus (5.32) zu erkennen ist, wird in diesem Test jedes Ereignis mit jeweils allen anderen verglichen, was eine Berechnungszeit $\propto N^2$ zur Folge hat, so dass sich dieser Test nicht mehr für große Ereigniszahlen ($N \geq 300$) eignet.

Die Berechnung der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Protheroe-Statistik ist nicht analytisch möglich, es existiert lediglich eine Näherungsformel für einen gewissen Ereigniszahlenbereich, die in [Protheroe (1985)] zu finden ist. Die stark von N abhängende, integrierte Wahrscheinlichkeitsverteilung wurde daher ebenfalls aus *Monte-Carlo*-Simulationen erhalten. Wie aus Abbildung 5.12 ersichtlich ist, stehen die Ergebnisse in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den teilweise in [Protheroe (1985)] tabellierten Werten, die als Sterne in die Abbildung eingezeichnet wurden.

5.3 Überprüfung und Vergleich der Periodizitätstests

Für den Einsatz eines oder mehrerer der zuvor vorgestellten Frequenztests auf gemessene Daten ist es notwendig, die Tests auf korrekte Funktionsweise und Effizienz hin zu überprüfen. Ein direkter Effizienzvergleich zwischen den Tests für einen gegebenen Datensatz (im Folgenden simulierte Zeitserien mit enthaltenem Signal) erleichtert zudem die Auswahl des oder der Tests, die in der letztendlichen Analyse verwendet werden sollen.

5.3.1 Test auf korrekte Funktionsweise

Die Überprüfung der korrekten Funktionsweise der Frequenztests kann unterteilt werden in qualitative Plausibilitätsbetrachtungen und quantitative Vergleiche mit schon bestehenden, wissenschaftlichen Ergebnissen bzw. deren Reproduktion. Der Vorteil der Reproduktion schon vorhandener Ergebnisse besteht in der direkten Überprüfung des wissenschaftlichen Endresultates und zwar der Wahrscheinlichkeit, dass es sich bei der gefundenen Periode einer beliebigen Zeitserie um Zufall handelt (Zufallswahrscheinlichkeit). Der Nachteil besteht darin, dass sich das Auffinden entsprechender Veröffentlichungen, die sowohl die vollständige Zeitserie als auch die Ergebnisse der Frequenzanalyse beinhalten, als relativ schwierig herausstellte. Dies kann jedoch durch qualitative Untersuchungen des Ansprechverhaltens der Periodizitätstests anhand von simulierten Zeitserien ergänzt werden. Hierdurch können u.a. die Ergebnisse der einzelnen Tests untereinander auf Konsistenz, sowie einige tendenziell zu erwartende Entwicklungen mit der Veränderung bestimmter Zeitserien-Parameter untersucht werden. Die wichtigsten Parameter einer Zeitserie sind die Signalform, die Gesamtzahl an Ereignissen N und das Verhältnis r von gepulsten Signalereignissen N_p zur Gesamtereignisanzahl N .

Quantitative Überprüfungen

SN 1987A: Eine physikalisch sehr interessante Veröffentlichung aus dem Gebiet der Neutrino-Physik ist die Suche nach einer Periodizität in den Daten des KAMIOKANE-II-Detektors, die von der Supernova-Explosion SN1987a aufgezeichnet wurden [Ögelman & Buccheri (1987)]. Es wurden innerhalb von etwa 12 Minuten 12 Neutrino-Ereignisse aus der Richtung von SN1987a gemessen, die einer Frequenzanalyse unterzogen wurden: Zunächst wurde mit dem Z_1^2 -Test (5.30) ein Frequenzbereich von 2 – 22 Hz untersucht. Das Ergebnis aus der Originalveröffentlichung ist in Abbildung 5.13 links zu sehen. Das Ergebnis der eigenen Reproduktion (700 Frequenzschritte im abgesuchten Intervall) ist in der gleichen Abbildung in der Mitte dargestellt. Das graphische Ergebnis steht in guter Übereinstimmung mit dem von [Ögelman & Buccheri (1987)]. Einzelne Maxima unterscheiden sich leicht in Original und Reproduktion, da eine genaue Übereinstimmung nur durch identische Wahl der Frequenzschrittweite zu erzielen ist, diese jedoch aus der Veröffentlichung nicht zu entnehmen war.

Wegen des starken harmonischen Auftretens der Frequenz bei $\nu \approx 5$ Hz wurde mit dem Z_2^2 -Test (5.30) ein Frequenzbereich von 4 – 6 Hz mit einer Schrittweite von 0.01 Hz genauer untersucht³. Es wurde eine Periode von $P' = 0.2024$ s ($\nu' = 4.94$ Hz) gefunden, der entsprechende Wert von $Z_2^2(\nu') = 27.7$ der Teststatistik entsprach nach *Monte-Carlo*-Abschätzungen einer Zufallswahrscheinlichkeit von $\sim 5 \cdot 10^{-4}$. Das Ergebnis der reproduzierten Untersuchung ist in Abbildung 5.13 rechts dargestellt und liefert eine Periode von $P' = 0.2023$ s ($\nu' = 4.944$ Hz) bei einem Wert der Teststatistik von $Z_2^2(\nu') = 26.3$, dessen Zufallswahrscheinlichkeit mit $6.5 \cdot 10^{-4}$ vergleichbar mit dem Ergebnis von [Ögelman & Buccheri (1987)] ist.

Her-X-1-Ausbruch: Die Möglichkeit einer quantitativen Überprüfung des Protheroe-Tests bietet die im Anhang A.1 erwähnte Messung eines Ausbruchs von Her X-1 mit dem CYGNUS-Experiment [Dingus et al. (1988)]. Auch hier wurden die Ereigniszeiten mit aufgeführt, so dass eine Reproduktion der Ergebnisse der Frequenzanalyse möglich war. Das mit dem Protheroe-Test

³In der Auswertung von [Ögelman & Buccheri (1987)] ging die anfängliche Periodizitätsanalyse über einen größeren Frequenzbereich von 2 – 22 Hz nicht in die Berechnung der Zufallswahrscheinlichkeit des Endergebnisses ein, wie dies richtigerweise geschehen müsste. Desweiteren könnte einem kritischen Leser auffallen, dass der hier verwendete Test Z_2^2 derjenige ist, der - bezogen auf alle in Unterkapitel 5.2 vorgestellten - das signifikanteste Ergebnis liefert.

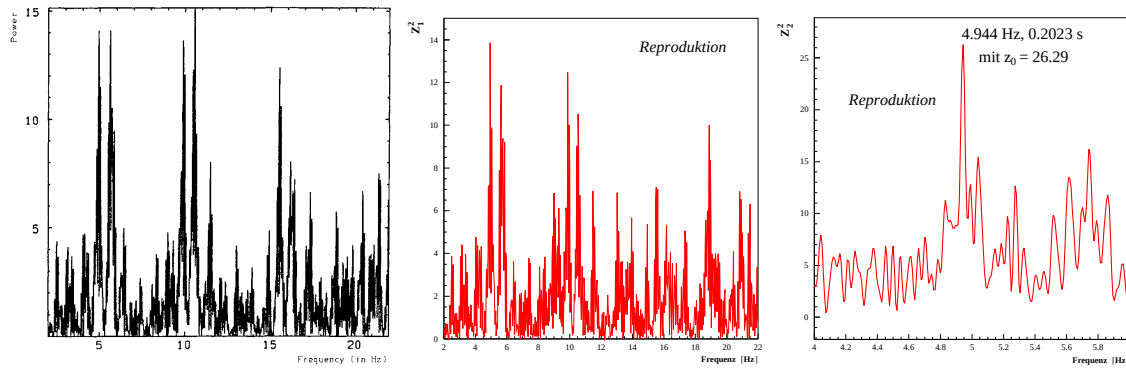


Abbildung 5.13: Die Ergebnisse der Frequenzanalyse des vom KAMIOKANDE-II-Detektor aufgezeichneten Neutrino-Ausbruchs der Supernova SN1987a. *Links*: Das mit dem Z_1^2 -Test erhaltene Frequenzspektrum aus [Ögelman & Buccheri (1987)]. *Mitte*: Das aus den in der Originalveröffentlichung gegebenen Zeiten reproduzierte Ergebnis. *Rechts*: Die detailliertere Untersuchung des Frequenzbereichs von 4 – 6 Hz mit dem Z_2^2 -Test (ebenfalls reproduziert).

ermittelte Frequenzspektrum der Zufallswahrscheinlichkeiten aus [Dingus et al. (1988)] ist in Abbildung 5.14 links dargestellt, die entsprechende Reproduktion mit 360 Frequenzschritten ist auf der rechten Seite dieser Abbildung zu sehen. Da auch hier in der Originalveröffentlichung keine Angaben über die Frequenzschrittweite gemacht wurden, ist eine absolut identische Reproduktion des Spektrums - und damit auch des Maximums - nicht möglich. Die Übereinstimmung der in [Dingus et al. (1988)] angegebenen Periode von 1.23568 s mit der reproduzierten von 1.2362 s ist im Rahmen der recht rauen Form des Frequenzspektrums als gut zu bewerten. Die im Allgemeinen sehr sprunghafte Form des Spektrums ist dadurch zu erklären, dass die Zeiten nur auf die dritte Dezimalstelle genau angegeben werden, was das theoretisch mögliche, genaue Auftreten jeder beliebigen Periode verbietet.

Qualitative Überprüfungen

Die als stichprobenartig anzusehende Überprüfung der beiden vorigen Ergebnisse zeigt, dass die untersuchten Tests Z_m^2 und Protheroe keine groben systematischen Fehler in ihrer Umsetzung beinhalten.

Ein weiteres, starkes Indiz für die Richtigkeit der Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Frequenztests ist die gute Übereinstimmung der jeweiligen integrierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P(z > z_0)$ des Rayleigh- und Protheroe-Tests mit Literaturwerten (siehe hierzu die Abbildungen 5.8 und 5.12), sowie die im Falle des χ^2 - und des Z_m^2 -Test (siehe Abbildung 5.7 und 5.10). Deren Zustandekommen wäre durch falsch funktionierende Frequenztests nahezu ausgeschlossen.

Durch Vergleiche der Tests untereinander anhand simulierter Zeitserien können nun auch Rückschlüsse auf die korrekte Funktionsweise der anderen Tests und der überprüften Tests in anderen z -Bereichen gezogen werden.

In einer intensiven Untersuchung wurde das Ansprechverhalten der verschiedenen Tests auf generierte Zeitserien unter Variation der folgenden Parameter untersucht:

- Gesamtanzahl N der generierten Ereigniszeiten. Untersucht wurden Zeitserien mit $N = 10, 20, 30, 40, 50$ Ereignissen.
- Der Anteil r von gepulsten Ereignissen N_p zur Gesamtanzahl N der Ereignisse wurde von $r = 0.0$ (nur Rauschen) bis $r = 1.0$ (reines Signal) variiert. Wegen der diskreten Ereignisanzahlen wurden für $N = 10$ eine r -Schrittweite von 10, für $N = 20$ eine von 20, für $N = 30$ eine von 15, für $N = 40$ eine von 20 und für $N = 50$ eine von 25 gewählt.
- Die Signalform einer Periode ist bei derartig niedrigen Ereignisanzahlen N im Zeitraum nicht mehr erkennbar, spielt aber für das Ansprechverhalten eines Frequenztests eine entscheidende Rolle. Es wurden die Signalformen $|\sin|$, $\sin^2$ und ein schmaler Gauß ($e^{-x^2/2\sigma^2}$ mit kleiner Breite σ) untersucht.

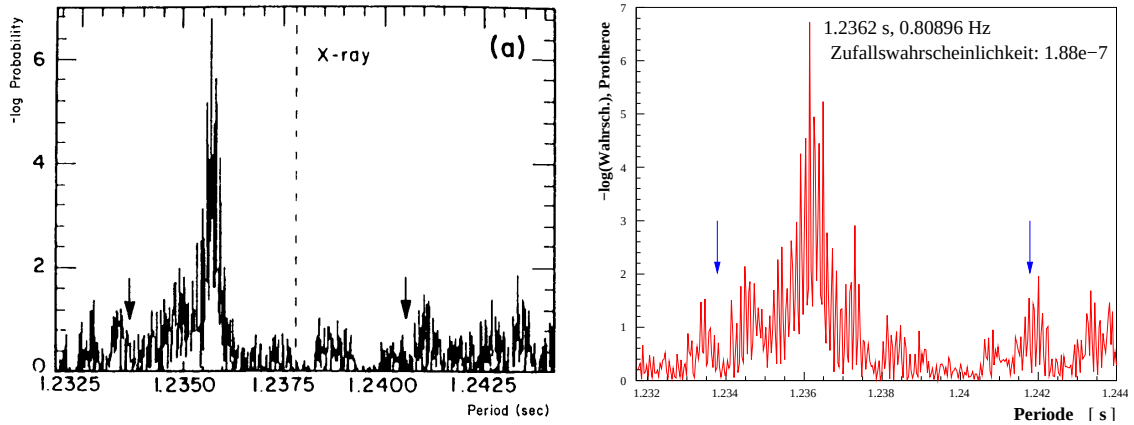


Abbildung 5.14: Der am 24. Juli 1986 mit dem CYGNUS-Experiment gemessene Ausbruch von Her X-1 {40} aus [Dingus et al. (1988)]. *Links*: Das mit Hilfe der Protheroe-Statistik erhaltene Zufallswahrscheinlichkeitsspektrum aus der Originalveröffentlichung. Die Pfeile markieren das in die Auswertung eingehende Periodenintervall von 1.23378 s bis 1.24178 s (der rechte Pfeil scheint demnach falsch eingezeichnet zu sein). *Rechts*: Das reproduzierte Ergebnis (hier mit korrekter Pfeilposition). Leichte Abweichungen sind auch hier durch die nicht bekannte Frequenzschrittweite bei der Originaluntersuchung zu erklären.

Die durchgeführten Untersuchungen erfolgten mit einer Ansammlung hierfür erstellter Programme, deren Zusammenspiel in Abbildung 5.15 unten dargestellt ist: Das Programm *simulate* überwacht und iteriert die Simulationsprozedur. In jedem Iterationszyklus wird zunächst mit dem Programm *create_times* eine Zeitserie erzeugt, wobei die Dauer T , die Anzahl N der Gesamtanzahl an Ereignissen, das Verhältnis r , die Signalfrequenz ν_0 , sowie die Signalform wählbar sind.

Die generierte Zeitserie wird anschließend dem untersuchten Frequenztest übergeben, der diese nach genau einer Frequenz - der Signalfrequenz ν_0 der zuvor erstellten Zeitserie - auf Periodizität untersucht. Der Frequenztest greift hierbei automatisch auf die dem Test eigene *Monte-Carlo*-Datenbank zu, in der die mit dem Programm *moca* erzeugten, integrierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen der einzelnen Tests in tabellierter Form vorliegen (siehe Abbildung 5.15 oben). Aus diesen kann die Zufallswahrscheinlichkeit des gefundenen Test-Wertes ermittelt werden⁴, die an das Programm *simulate* zurückgegeben wird. Nach Beendigung aller Iterations-Zyklen werden die einzelnen Zufallswahrscheinlichkeiten des jeweiligen Parametersatzes (N , r und Signalform) gemittelt und als darstellbare Verteilung abgespeichert.

Für jeden Periodizitätstest (χ^2 mit $k = 16$ Phasen-Bins, Rayleigh, Gap-Periodogramm, Z_2^2 , Z_4^2 , Z_8^2 , H_m und Protheroe) wurden für jeweils drei Signalformen ($|\sin|$, $\sin^2$ und gaußförmig) pro diskretem Signalanteil r (Schrittweite je nach N zwischen 10 und 25) 10000 Zeitserien der Dauer von je 20-Minuten mit einer Signalfrequenz von $\nu_0 = 0.807$ Hz erzeugt und analysiert. Dies entspricht einer Gesamtanzahl von $2.52 \cdot 10^7$ (25.2 Millionen) simulierten Zeitserien.

Als Ergebnis dieser umfangreichen Simulationen erhält man eine Reihe von Verteilungen, aus denen man die Zufallswahrscheinlichkeit ablesen kann, mit der ein bestimmter Test bei gegebenem N , r und Signalform im Mittel eine Frequenz erkennt. Ein Auszug dieser Ergebnisse ist in den Abbildungen 5.16 (χ^2 , Rayleigh und Gap-Periodogramm) und 5.17 (Z_m^2 , H_m und Protheroe) gegeben. Dargestellt sind jeweils die Ergebnisse für eine $\sin^2$ -Signalform (links), sowie für ein schmales, gaußförmiges Signal (rechts).

Bei allen Tests ist der zu erwartende Trend der Abnahme der Zufallswahrscheinlichkeit - und damit der Zunahme der Signifikanz - mit steigendem Signalanteil r zu erkennen. Auch erhöht ein insgesamt größerer Datensatz mit gleichbleibendem r die Signifikanz der enthaltenen Periode. Der Einfluss der Signalform wird in der Betrachtung der absoluten Werte der Zufallswahrscheinlichkeiten deutlich: Ein schmales, gaußförmiges Signal führt bei gleichem N , r und selbem Test zu deutlich

⁴Wegen der endlichen Anzahl der Iterationen bei der Erstellung der *Monte-Carlo*-Tabellen brechen die Wahrscheinlichkeitsverteilungen ab einem bestimmten, sehr hohen z_* -Wert ab, so dass nach den *Monte-Carlo*-Tabellen falscherweise $P(z > z_*) = 0$ gilt. Dieser Effekt kann für sehr signifikante Testergebnisse bei $r \rightarrow 1.0$ auftreten und eine geringe, systematische Unterschätzung der entsprechenden, gemittelten Zufallswahrscheinlichkeiten zur Folge haben. Dies hat jedoch keinen Einfluss auf die folgenden, qualitativen Untersuchungen, bei denen es in erster Linie auf qualitative Vergleiche der Tests untereinander ankommt.

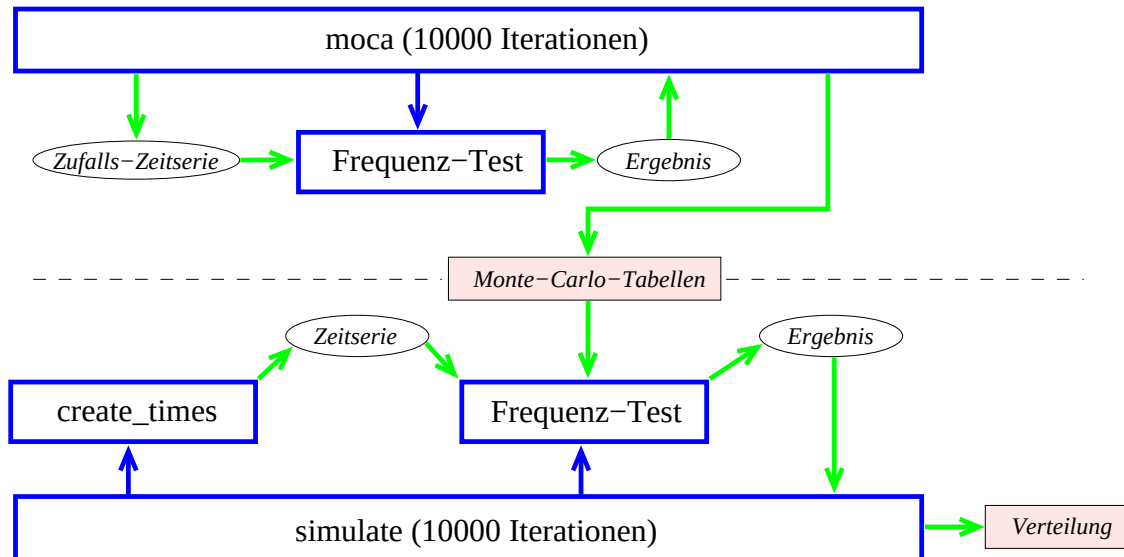


Abbildung 5.15: *Oben:* Schematische Darstellung der Erzeugung der *Monte-Carlo*-Tabellen, die die tabellierte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $f(z) dz$ enthalten (Programm *moca*). Dunkle Pfeile symbolisieren die Steuerung und helle den Informationsfluss des Vorgangs. *Unten:* Zur Untersuchung der Frequenztests wurden mit dem Programm *simulate* Zeitserien mit verschiedenen Parametern (Signalform, Ereignisanzahl N , Signalanteil r) erzeugt und die vom Frequenztest aus den *Monte-Carlo*-Tabellen ermittelten Zufallswahrscheinlichkeiten akkumuliert und in Form einer entsprechenden Verteilung abgespeichert.

signifikanter Identifikation der enthaltenen Periode, als dies beispielsweise bei der breiten $\sin^2$ -Signalform der Fall ist. Bei einem Signal der Form $|\sin|$ ist die Nachweiseffizienz erwartungsgemäß noch geringer (nicht in den Abbildungen 5.16 und 5.17 dargestellt).

Die Tatsache, dass die Zufallswahrscheinlichkeit bei allen Tests für $r = 0.0$ (nur Rauschen) nicht - wie man dies erwarten würde - identisch 1 ist, hat ihre Ursache darin, dass ein „perfektes“ Rauschen nur durch unendlich viele, zufällig verteilte Ereigniszeiten darstellbar ist. Bei den hier betrachteten, recht geringen Anzahlen N dominieren jedoch statistische Fluktuationen, die Periodizitäten vortäuschen (siehe hierzu auch Unterkapitel 5.1). Das Auftreten dieser Fluktuationen bei der Erzeugung der Wahrscheinlichkeitsverteilungen (vgl. Abbildung 5.15) führt aber gerade dazu, dass der Einfluss zufälliger Fluktuationen in gemessenen Zeitserien bei der Frequenzanalyse nicht überbewertet wird.

Eine weitere wichtige, aus den Abbildungen 5.16 und 5.17 ablesbare Information, ist die Abschätzung einer Nachweisschwelle für gepulste Emission in einem gegebenen Datensatz: Besteht der Datensatz aus k Zeitserien, so kann man mit (5.20) und der Festlegung einer zum Nachweis erforderlichen Minimalsignifikanz abschätzen, wieviele Zeitserien l bei gegebener Ereignisanzahl N einen gepulsten Signalanteil mit $r > r_0$ enthalten müssen, um noch signifikant nachweisbar zu sein. Eine vom Prinzip her ähnliche Abschätzung der Nachweisschwelle für periodische Emission im untersuchten HEGRA-Datensatz wird in Unterkapitel 6.3 durchgeführt.

5.3.2 Vergleich der einzelnen Tests untereinander

Trägt man die in den Abbildungen 5.16 und 5.17 dargestellten Ergebnisse der Simulationen nach Ereignisanzahl N geordnet auf, ist ein besserer Vergleich zwischen den einzelnen Test-Effizienzen möglich. Dies ist in Abbildung 5.18 für den Fall $N = 10$ (oben), $N = 30$ (Mitte) und $N = 50$ (unten) dargestellt. Die Ergebnisse der $\sin^2$ -Signalform befinden sich wiederum auf der linken und die Ergebnisse des gaußförmigen Signals auf der rechten Seite der Abbildung.

Zunächst erkennt man, dass bei steigendem r auch die Unterschiede der Testeffizienzen größer werden, weil sich diese natürlich erst bei einem wirklichen Signal bemerkbar machen. Eine starke Abhängigkeit von der Signalform wird ebenfalls besonders deutlich: Im Falle eines $\sin^2$ -förmigen Signals ist der Rayleigh-Test zusammen mit dem ihm ähnlichen Gap-Periodogramm unabhängig

von der Ereignisanzahl N am effektivsten in der Identifikation der Periodizität. Die drei anderen Tests Z_m^2 , H_m und Protheroe liegen in der Zufallswahrscheinlichkeit jedoch nur maximal eine halbe Größenordnung höher. Weitaus schlechter schneidet letztendlich der χ^2 -Test ab, dessen Verlauf im Fall von $N = 10 < 16 = k$ Phasenbins wegen der Ungültigkeit der Anwendung für die Test-Beurteilung nicht mehr ernsthaft in Betracht gezogen werden kann.

Für ein schmales, gaußförmiges Signal ändert sich die Situation: Hier gehören die Tests Z_m^2 , H_m und Protheroe - ebenfalls nahezu unabhängig von der Ereignisanzahl N - zu den effektiveren, wobei der H_m -Test für $r \rightarrow 1.0$ gegenüber den anderen beiden zunehmend an Effektivität verliert. Der Rayleigh-Test steht nur noch an vierter Stelle und wird für $N = 50$ sogar vom χ^2 -Test übertroffen. Das Gap-Periodogramm, das bis zu 5(!) Größenordnungen schlechtere Zufallswahrscheinlichkeiten liefert, besitzt bei schmalen Signalformen mit Abstand die schlechteste Effizienz. Es sollte an dieser Stelle jedoch nochmals erwähnt werden, dass bei der Entwicklung des Gap-Periodogramms der Schwerpunkt auf die Bewältigung von Datenlücken und nicht auf die Effizienzmaximierung für geringe Ereigniszahlen gelegt wurde.

Fazit: Ist - wie im Fall von Her X-1 - die zu erwartende Signalform nicht genau bekannt, bietet sich die Verwendung von zwei Periodizitätstest an, von denen einer für schmale, gaußförmige und der andere entsprechend für breitere, sinusförmige Signale am sensitivsten ist. Für die breite Signalform kommen der Rayleigh-Test und das Gap-Periodogramm in Frage und für die schmalen Pulsformen der Protheroe- und der Z_m^2 -Test. Das Problem des Z_m^2 -Tests ist die schon erwähnte Abhängigkeit vom frei wählbaren Parameter m , der nebenbei auch einen Einfluss auf die Effizienzverteilung hat: Mit steigendem m verschiebt sich die maximale Effizienz des Z_m^2 -Tests hin zu schmalen Signalformen; dies ist in den Abbildungen 5.16, 5.17 und 5.18 jedoch nicht zu erkennen, da hier nur der Fall $m = 2$ dargestellt ist. Das Gap-Periodogramm hat gegenüber dem Rayleigh-Test den Nachteil, dass die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(z > z_0)$ nicht analytisch berechenbar ist und dieses für schmale Pulsformen mit Abstand die schlechteste Effizienz aufweist. Aus diesem Grund werden für die im Unterkapitel 6.3 beschriebene Suche nach der Pulsarperiode von Her X-1 in den HEGRA-Daten der Rayleigh- und der Protheroe-Test verwendet.

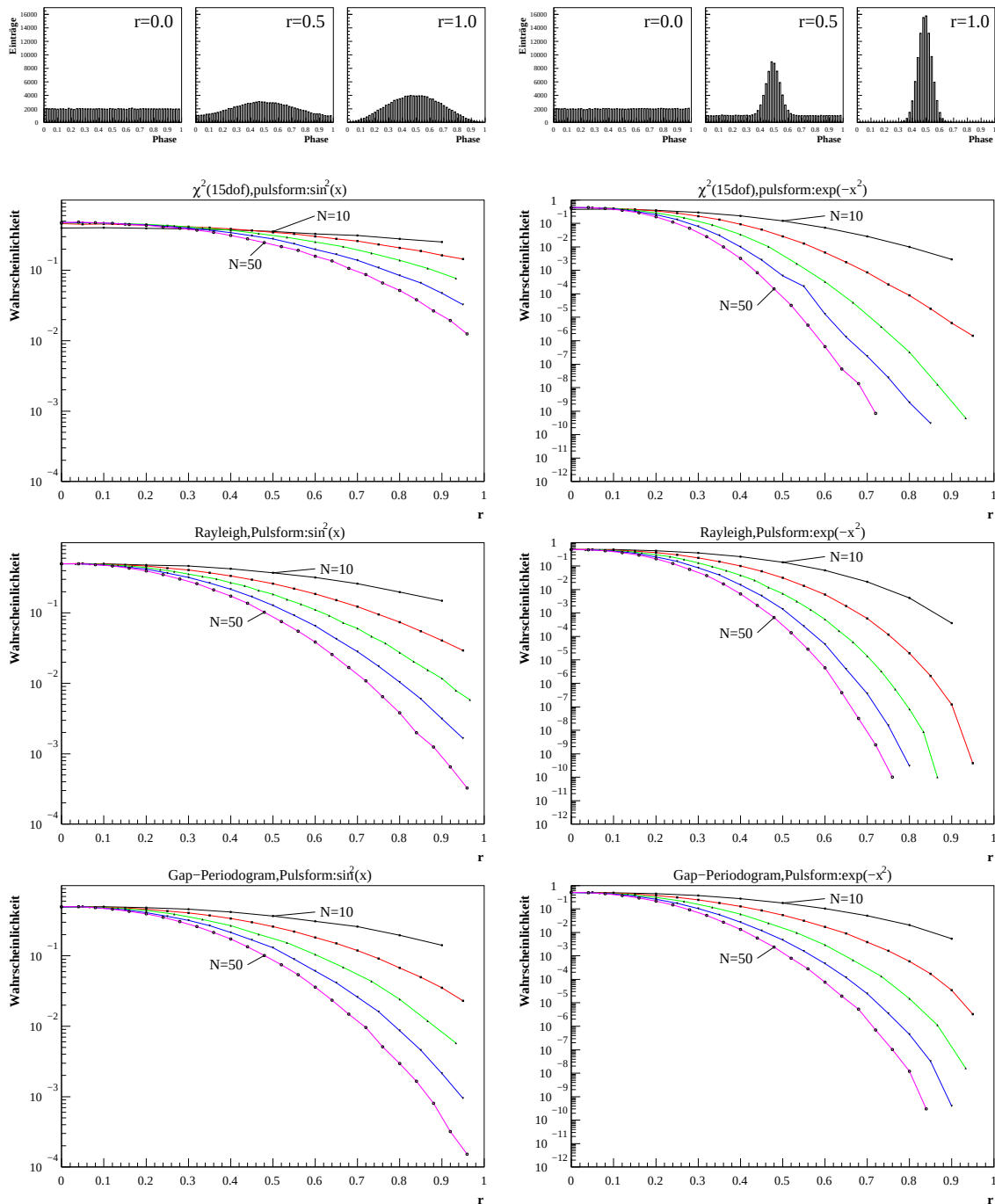


Abbildung 5.16: Die Effizienz-Verteilungen des Pearson- χ^2 -Tests für $f = k - 1 = 15$ Freiheitsgrade (*oben*), des Rayleigh-Tests (*Mitte*) und des Gap-Periodogramms (*unten*). Links sind jeweils die Verteilungen für ein $\sin^2$ -förmiges und rechts für ein gaußförmiges Signal dargestellt. Die Signalformen sind ganz oben zur Veranschaulichung für 100000 Ereigniszeiten und drei verschiedene Signalanteile ($r = 0.0$, $r = 0.5$ und $r = 1.0$) aufgeführt. Deutlich zu erkennen ist der generelle Trend zu geringeren Zufallswahrscheinlichkeiten mit steigender Ereignisanzahl N und steigendem Signalanteil r , was auch zu erwarten ist. Der Einfluss der Signalform wird durch den Vergleich der absoluten Achseneinteilungen deutlich.

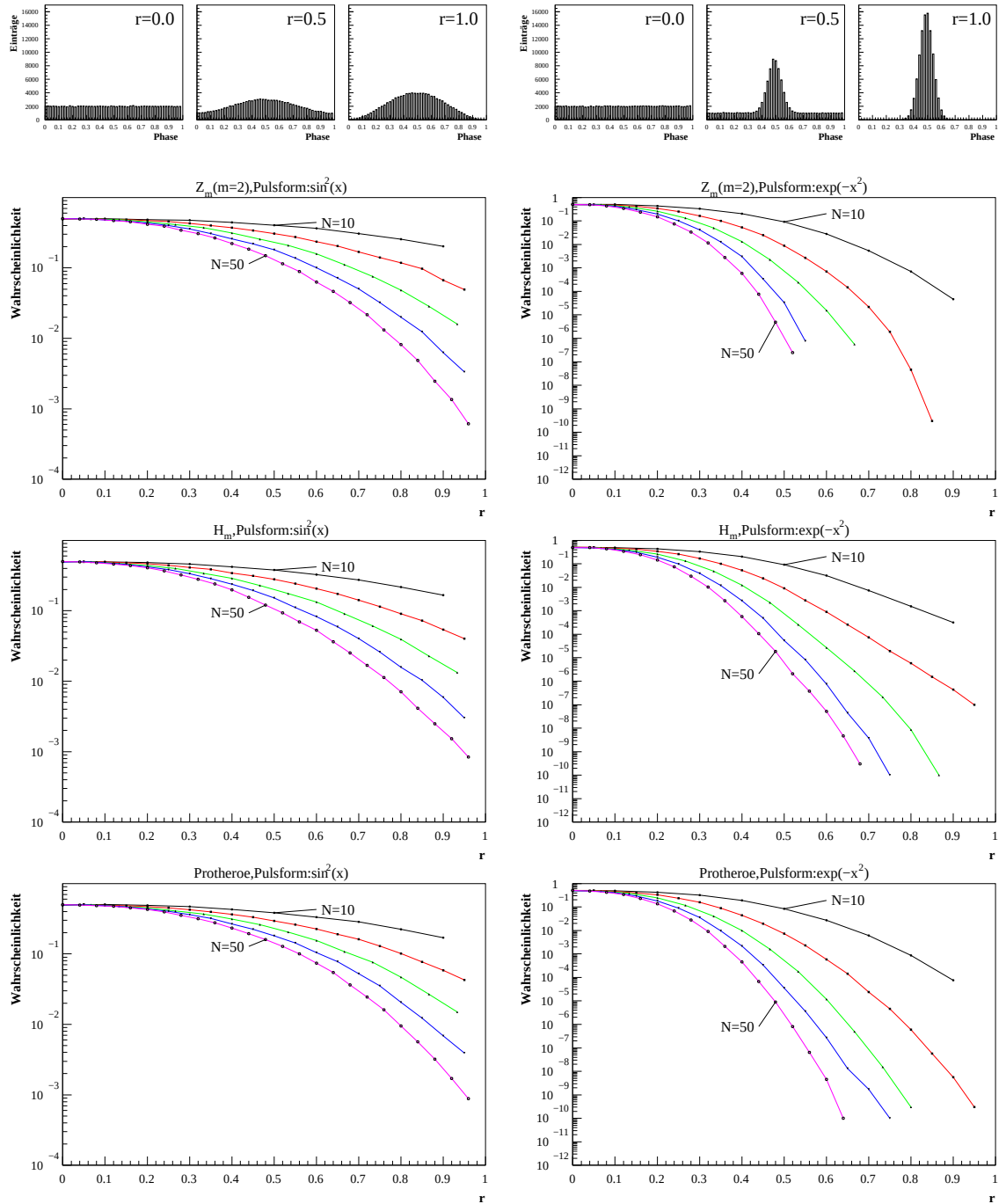


Abbildung 5.17: Die Effizienz-Verteilungen des Pearson- Z_m^2 -Tests für $m = 2$ harmonische Frequenzen (*oben*), des H_m -Tests (Mitte) und des Protheroe-Tests (*unten*). Links sind jeweils die Verteilungen für ein $\sin^2$ -förmiges und rechts für ein gaußförmiges Signal dargestellt. Die Signalformen sind wiederum ganz oben zur Veranschaulichung für 100000 Ereigniszeiten und drei verschiedene Signalanteile ($r = 0.0$, $r = 0.5$ und $r = 1.0$) aufgeführt. Zur besseren Vergleichsmöglichkeit der Tests untereinander sind die Achseneinteilungen pro untersuchter Pulsform jeweils gleich gewählt. Die Verteilungen hören bei $r \rightarrow 1.0$ nicht auf, sondern wurden wegen des starken Abfalls lediglich nicht weitergezeichnet.

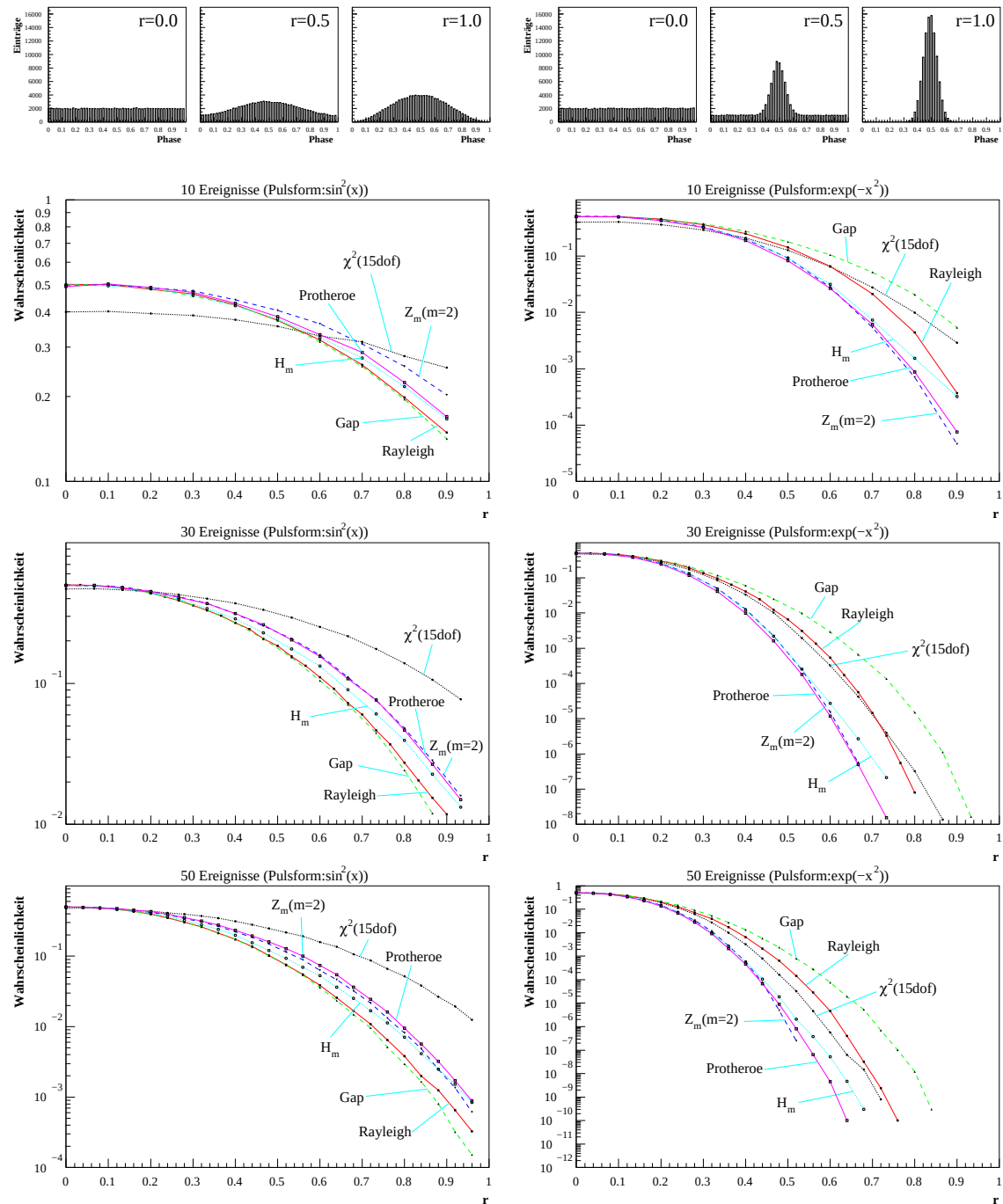


Abbildung 5.18: Vergleich des Ansprechverhaltens (Zufallswahrscheinlichkeit) der verschiedenen Periodizitätstests in Abhängigkeit von r für verschiedene Ereigniszahlen (*oben*: $N = 10$, *Mitte*: $N = 30$ und *unten*: $N = 50$) und zwei verschiedene Signalformen: In der linken Spalte wurde jeweils ein $\sin^2$ -förmiges Signal simuliert und in der rechten ein gaußförmiges. Die Dauer und die Signalfrequenz der simulierten Zeitserien betrugen jeweils 20 Minuten bzw. $\nu_0 = 0.807$ Hz. Gut zu erkennen ist, dass sich das Gap-Periodogramm und der Rayleigh-Test besonders für breite Signalformen eignen, während für schmale Pulsformen die Tests Z_m^2 ($m = 2$), H_m und Protheroe besonders effizient sind.

Kapitel 6

Analyse der Hercules-X-1-Daten

Die Beobachtungen mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System finden nur in mondlosen Nächten bzw. Teilnächten statt. Der Zeitraum, in dem dies möglich ist, liegt zwischen zwei Vollmonden und dauert jeweils etwa drei Wochen an; hierdurch sind die HEGRA-Beobachtungsperioden definiert, die fortlaufend durchnummeriert werden.

Die Beobachtungen der in dieser Arbeit ausgewerteten Her-X-1-Daten wurden in den Jahren 1999 (2.3 Stunden: Beobachtungsperiode 88), 2000 (12.3 Stunden: Perioden 96, 97, 98 und 100) und 2001 (63.1 Stunden: Perioden 107, 108, 110, 111 und 112) durchgeführt. Eine entsprechende Zusammenstellung findet sich in Tabelle 6.1. Die Sonderbeobachtung der Periode 110 wurde hierbei kurzfristig aufgrund eines Anzeichens eines gemessenen Ereignisüberschusses aus der Richtung von Her X-1 in der *Online*-Analyse des als Einzelteleskop betriebenen CT1 initiiert. Die Anzeichen stellten sich jedoch in der nachträglich durchgeführten Datenanalyse als nicht signifikant heraus. Es sei an dieser Stelle erneut erwähnt, dass die mit dem Einzelteleskop CT1 gemessenen Daten nicht Teil der in dieser Arbeit durchgeführten Analyse sind.

Die Beobachtungszeiträume aller in dieser Arbeit ausgewerteten HEGRA-Daten sind in Abbildung 6.1 als vertikale Balken in die entsprechende RXTE-ASM-Röntgenlichtkurve eingetragen. Deutlich zu erkennen ist, dass die Beobachtungen der Jahre 1999/2000 während des ALS 1999/00 stattgefunden haben, bei dem es sich um einen anormalen Ruhezustand im Röntgenbereich handelt (siehe hierzu Abschnitt 3.1.6). Dieser war im Oktober 2000 zu Ende, so dass die Beobachtungen des Jahres 2001 während des „normalen“ 35-Tage-Zyklus von Her X-1 stattgefunden haben (vgl. Abschnitt 3.1.4).

Da es sich bei einem anormalen Röntgenruhezustand (ALS) um einen physikalisch anderen Zustand des Doppelsternsystems Hz Her/Her X-1 handelt, wurde die Analyse der HEGRA-Daten entsprechend unterteilt. Die Daten aus den Jahren 1999/2000, die während des ALS 1999/00 genommen wurden, werden fortan mit *Epoche 1* bezeichnet und getrennt von den Daten des Jahres 2001, die mit *Epoche 2* bezeichnet werden, ausgewertet.

Die Beobachtungen der *Epoche 2* wurden auf die *Main-On*-Zustände der 35-Tage-Periode konzentriert, da hier - zusammen mit dem *Short-On*-Zustand - alle signifikanten, ausbruchartigen Beobachtungen der vergangenen VHE/UHE-Messungen gemacht wurden (siehe hierzu Abbildung 3.9 in Unterkapitel 3.2). Da sich die 35-Tage-Periode nach dem Ende des ALS 1999/00 nicht phasentreu fortgesetzt hat (siehe Abbildung 3.6), wurde eine Neuanpassung des Nullpunktes von Φ_{35} in der RXTE-ASM-Röntgenlichtkurve vorgenommen. Zum Zeitpunkt dieser Neuanpassung befand sich das Doppelsternsystem Hz Her/Her X-1 im vierten *Main-On*-Zustand seit dem Ende des ALS 1999/00, so dass diese Anpassung nicht sehr genau ist, für die Planung der zeitlichen HEGRA-Beobachtungsfenster jedoch ausreichte. Die so vorhergesagten *Main-On*-Zustände sind in Abbildung 6.1 durch gestrichelte Kästen gekennzeichnet.

Ein Datennahmezyklus (englisch: *run*) mit dem HEGRA-Teleskop-System dauert in der Regel 20 Minuten und wird mit einer fortlaufenden Nummer versehen. Für einen Teil der Daten aus der *Epoche 2* wurde die Dauer der Datennahmezyklen auf bis zu 60 Minuten ausgeweitet, was in Unterkapitel 6.3 näher ausgeführt wird. Alle Daten wurden im sogenannten *Wobble*-Modus genommen, bei dem die optischen Achsen der Teleskope um 0.5° in Deklination neben die Quellposition ausgerichtet werden. Dies erlaubt eine simultane Untergrundbeobachtung in einer zur Quellregion geometrisch gleichberechtigten Kameraregion.

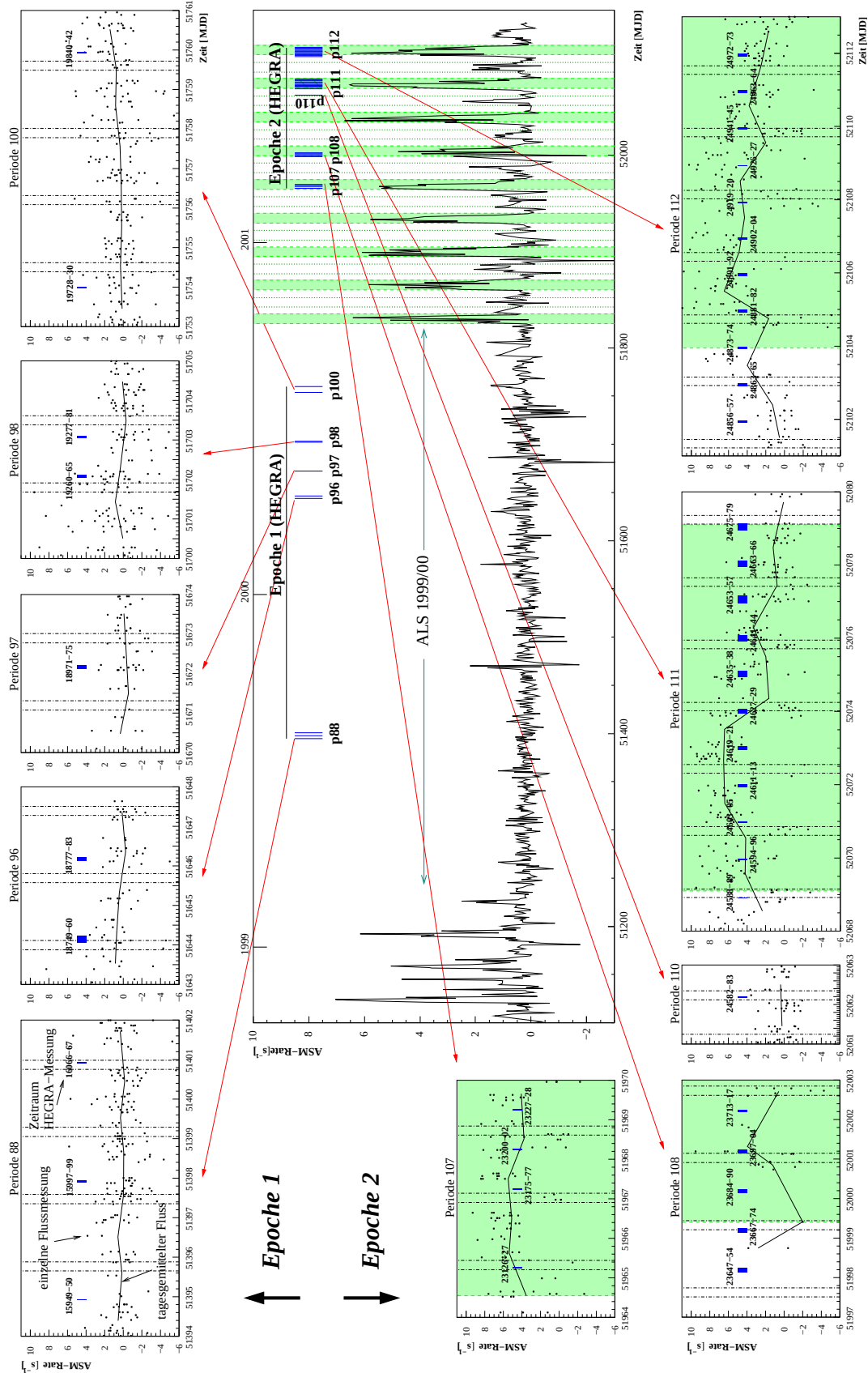


Abbildung 6.1: Die Zeiträume aller HEGRA-Beobachtungen von Her X-1 aus *Epoche 1* und *Epoche 2* (vertikale Balken mit den Nummern der entsprechenden Serie von Datenahmezyklen), eingetragen in die RXTE-ASM-Röntgenlichtkurve (2 – 10 keV). Die gestrichelten Linien markieren die Orbitalbedeckung des Pulsars [Deeter et al. (1991)] und die gestreiften Bereiche der *Epoche 2* sind die vorhergesagten Zeiträume des *Main-On*-Zustandes der 35-Tage-Periode. Die Daten der *Epoche 1* wurden während des ALS 1999/00 genommen.

Periode	Monat.Jahr	Epoche	Beobachtungsdauer	Bemerkung
88	08.1999	<i>Epoche 1</i>	2.3 / 2.3 h	
96	04.2000	<i>Epoche 1</i>	6.3 / 6.3 h	
97	05.2000	<i>Epoche 1</i>	0.7 / 1.5 h	teilweise schlechtes Wetter
98	06.2000	<i>Epoche 1</i>	2.4 / 2.4 h	
100	07/08.2000	<i>Epoche 1</i>	0.0 / 2.0 h	Calima
107	02/03.2001	<i>Epoche 2</i>	2.3 / 3.3 h	teilweise schlechtes Wetter
108	03/04.2001	<i>Epoche 2</i>	11.3 / 11.3 h	
110	06.2001	<i>Epoche 2</i>	0.6 / 0.6 h	Sonderbeobachtung (siehe Text)
111	06.2001	<i>Epoche 2</i>	28.7 / 30.9 h	60-minütige Datensätze, Datenlücken
112	07.2001	<i>Epoche 2</i>	15.7 / 17.0 h	60-minütige Datensätze, Wetter
gesamt:			$\Sigma = 70.3 / 77.6$ h	

Tabelle 6.1: Zusammenstellung der HEGRA-Beobachtungen. Die Angabe der Beobachtungsdauer bezieht sich auf die Anwendung nach/vor den Wetter- und Qualitäts-Schnitten. Aus den Perioden 97 und 100 musste ein Großteil der Daten wegen schlechten Wetters bzw. wegen des Wüstensturmes Calima verworfen werden. In Periode 111 wurde ein Teil der Daten aufgrund sehr vieler Lücken im Datenstrom von der Analyse ausgeschlossen. Die Zeiträume der Beobachtung der einzelnen Perioden sind in Abbildung 6.1 dargestellt.

Die Daten-Analyse besteht aus den folgenden Teiluntersuchungen:

- **Suche nach einem konstanten Fluss (Unterkapitel 6.1):** Die Suche nach einem konstanten Fluss von hochenergetischen γ -Photonen aus der Richtung von Her X-1 wurde jeweils für den gesamten Datensatz der *Epoche 1* und *Epoche 2*, sowie für Teildatensätze, die jeweils nur Daten einer einzelnen Beobachtungsperiode beinhalten, durchgeführt.
- **Suche nach der Orbitalperiode (Unterkapitel 6.2):** Die Untersuchung der HEGRA-Daten in Bezug auf die Orbitalperiode des Doppelsternsystems Hz Her/Her X-1 von $P_{\text{orb}} \approx 1.7$ Tagen wurde für die Beobachtungsperioden mit ausreichender Beobachtungsdauer durchgeführt. Hierfür kamen die zeitlich nahe beieinander liegenden Beobachtungsperioden 108, 111 und 112 der *Epoche 2* in Frage (vgl. Tabelle 6.1).
- **Suche nach der Pulsarperiode (Unterkapitel 6.3):** Die Suche nach der Pulsar- oder hierzu leicht verschobenen Perioden im Bereich von $P_p \approx 1.24$ s mittels der in Kapitel 5 vorgestellten Frequenzanalyse wird in 20-minütigen Zeitserien der Datensegmente aller Beobachtungsperioden durchgeführt, sofern diese die hierfür geforderten Qualitätsanforderungen erfüllen. Auch zusammenhängende, längere Zeitserien mit entsprechend höherer Frequenzauflösung werden untersucht.

Die verschiedenen Untersuchungen erfordern die Anwendungen gegebenenfalls verschiedener Schnitte auf die mittlere skalierte Bildbreite $mscw$ und den quadratischen Winkelabstand $\Delta\theta^2$ der rekonstruierten Schauerrichtung zur Quellposition, sowie verschiedene Schnitte auf die Datenqualität. Diese werden in den folgenden Unterkapiteln jeweils für die entsprechenden Untersuchungen getrennt optimiert.

6.1 Suche nach konstantem Fluss

6.1.1 Datenauswahl und Schnittoptimierung

Störungen der Transmissions-Eigenschaften der Atmosphäre - beispielsweise bedingt durch Feuerrauch, Wolken oder den Wüstenwind Calima, der feinen Sand in die Atmosphäre treibt - beeinflussen die Messungen mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen auf La Palma. Je nach atmosphärischer Höhe der Störungen betrifft diese Beeinflussung bevorzugt Schauer von Teilchen aus einem bestimmten Energiebereich. Auch können bestimmte Wolkenkonstellationen Teile von Luftschauern regelrecht abschneiden. Diese systematischen Verfälschungen der Messungen sollten weitestgehend

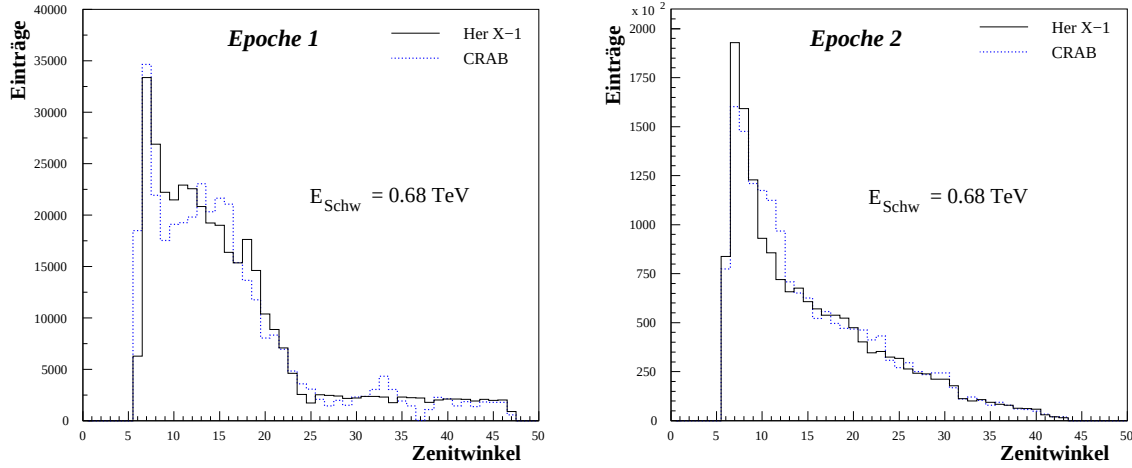


Abbildung 6.2: Die Zenitwinkelverteilung der Her-X-1-Daten (durchgezogene Linie) und des entsprechenden Crab-Vergleichs-Datensatzes (gepunktete Linie) für die *Epoche 1* (links) und die *Epoche 2* (rechts).

vermieden werden, da deren genaue Auswirkungen zu wenig verstanden sind, um korrigiert zu werden.

Die eben beschriebenen Störungen äußern sich meist durch stark variierende oder konstant niedrige System-Triggerraten. Es wurde daher auf den gesamten Datensatz ein Schnitt auf die Systemtriggerrate > 9.0 Hz durchgeführt, wobei der Normalfall (gute Atmosphärenbedingungen) im Bereich von 12–16 Hz liegt. Dieser Schnitt auf die Datenqualität gilt gleichermaßen für alle folgenden Analysen, wird jedoch für die Periodizitätsanalyse in Unterkapitel 6.3 noch etwas verschärft werden.

Im weiteren Vorgehen werden Ereignisse von γ -induzierten Luftschauern aus der Quellregion von Schauern des nahezu isotrop einfallenden, hadronischen Untergrundes getrennt. Dies geschieht durch den $\Delta\theta^2$ -Richtungs- und den $mscw$ -Bildparameter-Schnitt (vgl. Unterkapitel 2.4). Der $\Delta\theta^2$ -Schnitt verwirft hierbei alle Ereignisse, deren rekonstruierte Herkunfts-Richtung einen größeren quadratischen Winkelabstand von der Quellposition haben, als vom Schnittparameter zugelassen. Der $mscw$ -Schnitt nimmt eine statistische Trennung zwischen γ - und hadroninduzierten Luftschauern anhand der mittleren skalierten Bildbreite $mscw$ vor (siehe Unterkapitel 2.4).

Die $mscw$ -Verteilung von Photonen und Hadronen (siehe zum Beispiel Abbildung 6.7), aufgrund derer eine effektive γ -Hadron-Separation durchführbar ist, hängt neben dem Energiespektrum der Primärteilchen trotz einer entsprechenden Korrektur anhand von *Monte-Carlo*-Tabellen auch leicht vom Zenitwinkel ab, unter dem die aufgezeichneten Schauer die Erdatmosphäre durchqueren. Will man den $mscw$ -Schnitt für einen gegebenen Datensatz optimieren, so ist hierfür dessen Zenitwinkelverteilung zu beachten.

Bei der Suche nach einer Punktquelle (hier Her X-1) werden der $mscw$ - und der $\Delta\theta^2$ -Schnitt an einem Vergleichsdatensatz des Crab-Nebels mit ähnlicher Zenitwinkelverteilung optimiert. Der Crab-Nebel dient wegen seines konstanten Flusses und wegen seines bekannten Energiespektrums als „Standard-Kerze“ in der TeV-Astronomie der Nordhemisphäre; er ist für das HEGRA-Cherenkov-Teleskopsystem ebenfalls eine Punktquelle. Bei ausreichender Statistik ist auch eine Optimierung für getrennte Zenitwinkelbereiche möglich, was sich im Fall der Her-X-1-Datensätze der *Epoche 1* und *Epoche 2* anbietet, da die entsprechenden Beobachtungen einen großen Zenitwinkelbereich abdecken (siehe Abbildung 6.2). Die Energieschwelle E_{Schw} eines Datensatzes hängt hierbei vom Schwerpunkt des Zenitwinkels der entsprechenden Beobachtung ab.

Ziel der Optimierung ist das Auffinden des Schnitt-Parametersatzes $mscw$ und $\Delta\theta^2$, der die Signifikanz $S(mscw, \Delta\theta^2)$ des entsprechenden Vergleichsdatensatzes des Crab-Nebels maximiert. Die Signifikanz ist ein Maß für die Abweichung des gemessenen Signals von der Null-Hypothese, die von einer reinen Untergrundmessung ausgeht; sie ist nach [Li & Ma (1983)] gegeben durch:

$$S(mscw, \Delta\theta^2) = \sqrt{2} \cdot \sqrt{N_{on} \log \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha} \cdot \frac{N_{on}}{N_{on} + N_{off}} \right] + N_{off} \log \left[(1 + \alpha) \cdot \frac{N_{off}}{N_{on} + N_{off}} \right]} \quad (6.1)$$

Hierbei sind $N_{on} = N_{on}(mscw, \Delta\theta^2)$ und $N_{off} = N_{off}(mscw, \Delta\theta^2)$ die gemessenen, schnittabhängi-

gen Anzahlen von Ereignissen aus der Quell- bzw. Untergrundregion und α eine Größe, die das zeitliche bzw. flächenmäßige Verhältnis zwischen diesen beiden Regionen angibt. Die Anzahl $N'_\gamma \equiv N_{\text{ex}} = N_{\text{on}} - \alpha \cdot N_{\text{off}}$ wird hierbei als Überschuss photonischer Ereignisse aus der Quellregion und $N'_{\text{had}} \equiv \alpha \cdot N_{\text{off}}$ als gemittelter hadronischer Untergrund aus einer im Vergleich zur Quellregion gleichgroßen Untergrundregion interpretiert.

Der Qualitätsfaktor Q berechnet sich aus den schnittabhängigen Effizienzen $\epsilon_\gamma(mscw, \Delta\theta^2)$ und $\epsilon_{\text{had}}(mscw, \Delta\theta^2)$, die jeweils aus den Verhältnissen der Ereignisanzahlen $N_\gamma(\Delta\theta^2)$ und $N_{\text{had}}(\Delta\theta^2)$ vor und $N'_\gamma(mscw, \Delta\theta^2)$ und $N'_{\text{had}}(mscw, \Delta\theta^2)$ nach einem bestimmten $mscw$ -Schnitt erhalten werden. Er kann als Maß für die „Reinheit“ des Signals nach den Schnitten interpretiert werden:

$$Q(mscw, \Delta\theta^2) = \frac{\epsilon_\gamma(mscw, \Delta\theta^2)}{\sqrt{\epsilon_{\text{had}}(mscw, \Delta\theta^2)}} = \frac{N'_\gamma(mscw, \Delta\theta^2)}{N_\gamma(\Delta\theta^2)} \cdot \sqrt{\frac{N_{\text{had}}(\Delta\theta^2)}{N'_{\text{had}}(mscw, \Delta\theta^2)}} \quad (6.2)$$

In der Praxis wird ein Datensatz des Crab-Nebels zusammengestellt, dessen Zenitwinkelverteilung möglichst gut mit der des zu untersuchenden Datensatzes übereinstimmt. Auch sollten die Crab-Daten nicht aus einer zeitlich zu weit entfernten Messperiode stammen, um systematische Fehler aufgrund leicht unterschiedlicher Detektoreigenschaften (Alterung der Photomultiplier, Abschwächung der Spiegelreflexivitäten etc.) zu vermeiden. An dem so zusammengestellten Crab-Datensatz werden nun die Schnitte auf $\Delta\theta^2$ und $mscw$ in Bezug auf die Signifikanzmaximierung variiert.

Die Optimierung der Schnitte wurde für die beiden Datensätze der *Epoche 1* und *Epoche 2* getrennt durchgeführt, da diese auch unabhängig voneinander ausgewertet werden. Da die Messungen einen großen Zenitwinkelbereich abdeckten (vgl. Abbildung 6.2), bietet es sich an, die Optimierung für Daten mit Zenitwinkeln aus dem Intervall $0^\circ - 20^\circ$ sowie $20^\circ - 50^\circ$ ebenfalls getrennt durchzuführen; hierdurch kann die Sensitivität der Punktquellensuche noch etwas gesteigert werden. Eine Optimierung der Schnitte für die nicht in Zenitwinkelbereiche aufgeteilten Gesamtdatensätze der *Epoche 1* und *Epoche 2* wurde ebenfalls durchgeführt, da hierdurch bei späteren Teilanalysen, in denen die maximale Sensitivität nur zweitrangig ist, noch die Möglichkeit der die Analyse vereinfachenden Wahl eines einheitlichen Schnittparametersatzes gegeben ist.

Der $\Delta\theta^2$ -Schnitt wurde nur zwischen den beiden HEGRA-Standardschnitten $\Delta\theta^2 < 0.05 \text{ Grad}^2$ (lockerer Richtungsschnitt) und $\Delta\theta^2 < 0.02 \text{ Grad}^2$ (harter Richtungsschnitt) optimiert. Der lockere (harte) Richtungsschnitt entspricht hierbei einem erlaubten Winkelabstand der rekonstruierten Schauerrichtung von bis zu 0.22° (0.14°) zur Quellposition. Auch beim harten Richtungsschnitt liegt noch ein Großteil der Quellereignisse in der Signalregion (die Winkelauflösung des HEGRA-Cherenkov-Teleskop-Systems beträgt - abhängig von der ein Ereignis aufzeichnenden Anzahl an Teleskopen - etwa 0.1° pro Ereignis).

Die Ergebnisse der Optimierungen sind in den Tabellen 6.2 bis 6.4 zusammengestellt. In allen vier Optimierungen (*Epoche 1* und *Epoche 2* mit jeweils den Zenitwinkelbereichen von $0^\circ - 20^\circ$ und von $20^\circ - 50^\circ$) lieferte der Richtungsschnitt $\Delta\theta^2 < 0.02 \text{ Grad}^2$ deutlich höhere Signifikanzen in den Daten des Crab-Nebels, so dass auf die Darstellung der entsprechenden Ergebnisse des $\Delta\theta^2 < 0.05 \text{ Grad}^2$ -Schnittes - abgesehen von Tabelle 6.2 - verzichtet wurde. Hervorgehoben sind jeweils die $mscw$ -Schnitte, die die höchste Signifikanz des Crab-Nebel-Signals zur Folge haben; diese sind:

	<i>Epoche 1</i>	<i>Epoche 2</i>	
$0^\circ - 20^\circ :$	$mscw < 1.13, \Delta\theta^2 < 0.02 \text{ Grad}^2$	$mscw < 1.10, \Delta\theta^2 < 0.02 \text{ Grad}^2$	(6.3)
$20^\circ - 50^\circ :$	$mscw < 1.10, \Delta\theta^2 < 0.02 \text{ Grad}^2$	$mscw < 1.11, \Delta\theta^2 < 0.02 \text{ Grad}^2$	
$0^\circ - 50^\circ :$	$mscw < 1.11, \Delta\theta^2 < 0.02 \text{ Grad}^2$	$mscw < 1.11, \Delta\theta^2 < 0.02 \text{ Grad}^2$	

Da der Datensatz der *Epoche 1* nach Wetterschnitten noch eine Dauer von etwa 11 Stunden besitzt, ist eine Unterteilung der tatsächlichen Analyse in Zenitwinkelbereiche nicht mehr angemessen. Bei den Daten der *Epoche 2* mit deutlich mehr als 50 Stunden ist dies jedoch der Fall. Hier sind die Schnitte für die verschiedenen Zenitwinkelbereiche jedoch annähernd identisch, so dass in der folgenden Suche nach einem konstanten Fluss einheitlich die Schnitte $mscw < 1.11$ und $\Delta\theta^2 < 0.02 \text{ Grad}^2$ auf alle Daten angewandt werden. Eine nachträgliche, nach Zenitwinkelbereichen unterteilte - und damit etwas sensitivere - Analyse der Daten der *Epoche 2* ist bei Anzeichen auf ein Signal in Erwägung zu ziehen.

$\Delta\theta^2$ [Grad ²]	<i>mscw</i>	Signifikanz [σ]	ON	Überschuss	ϵ_γ	ϵ_{had}	Q
0.02	ohne	14.56	2486	719	1.000	1.000	1.00
0.02	1.20	29.16	960	704	0.979	0.145	2.57
0.02	1.13	31.84	814	662	0.920	0.086	3.14
0.02	1.12	31.83	787	646	0.898	0.080	3.18
0.02	1.11	31.89	766	634	0.881	0.075	3.23
0.02	1.10	31.73	737	614	0.854	0.070	3.24
0.02	1.09	31.21	697	585	0.814	0.063	3.23
0.02	1.08	31.28	674	571	0.795	0.058	3.29
0.02	1.00	25.89	398	350	0.487	0.027	2.95
0.05	ohne	10.82	5336	919	1.000	1.000	1.00
0.05	1.20	22.73	1517	879	0.956	0.144	2.52
0.05	1.13	25.23	1201	821	0.893	0.086	3.05
0.05	1.12	25.29	1154	801	0.872	0.080	3.08
0.05	1.11	25.22	1110	780	0.849	0.075	3.11
0.05	1.10	25.23	1065	759	0.826	0.069	3.14
0.05	1.00	20.60	543	423	0.460	0.027	2.79

Tabelle 6.2: Schnittoptimierung für die Daten der *Epoche 1* an einem Vergleichsdatensatz des Crab-Nebels für den gesamten Zenitwinkelbereich. Der *mscw*-Schnitt, der die Signifikanz maximiert, ist jeweils hervorgehoben, wobei in der jeweils ersten Zeile kein *mscw*-Schnitt angewandt wurde. Wegen des relativ kleinen Datensatzes sind einige Fluktuationen der Signifikanz erkennbar. Eine nach Zenitwinkelbereichen getrennte Optimierung liefert ein Schnittoptimum bei *mscw* < 1.13 für $0^\circ - 20^\circ$ und *mscw* < 1.10 für $20^\circ - 50^\circ$, beide jeweils bei $\Delta\theta^2 < 0.02$ Grad².

$\Delta\theta^2$ [Grad ²]	<i>mscw</i>	Signifikanz [σ]	ON	Überschuss	ϵ_γ	ϵ_{had}	Q
0.02	ohne	33.91	9250	3163	1.000	1.000	1.00
0.02	1.20	60.56	3662	2793	0.883	0.143	2.34
0.02	1.13	64.02	3093	2558	0.809	0.088	2.73
0.02	1.12	63.95	2998	2499	0.790	0.082	2.76
0.02	1.11	64.06	2902	2443	0.772	0.075	2.81
0.02	1.10	64.07	2805	2382	0.753	0.069	2.86
0.02	1.09	63.91	2707	2317	0.733	0.064	2.89
0.02	1.08	63.50	2599	2241	0.709	0.059	2.92
0.02	1.07	62.64	2479	2148	0.679	0.054	2.91
0.02	1.00	54.73	1615	1453	0.459	0.027	2.82

Tabelle 6.3: Schnittoptimierung für die Daten der *Epoche 2* für einen Zenitwinkelbereich von $0^\circ - 20^\circ$. Da die Ergebnisse der $\Delta\theta^2 < 0.05$ Grad²-Schnitte stets schlechtere Ergebnisse lieferten als $\Delta\theta^2 < 0.02$ Grad², wurde fortan auf die Darstellung der entsprechenden Resultate verzichtet. Die Optimierung für den gesamten, nicht nach Zenitwinkeln unterteilten Datensatz der *Epoche 2* ergibt das Schnittparameter-Paar von *mscw* < 1.11 und $\Delta\theta^2 < 0.02$ Grad².

$\Delta\theta^2$ [Grad ²]	<i>mscw</i>	Signifikanz [σ]	ON	Überschuss	ϵ_γ	ϵ_{had}	Q
0.02	ohne	17.24	3237	968	1.000	1.000	1.00
0.02	1.20	32.10	1179	861	0.889	0.140	2.38
0.02	1.13	33.46	953	762	0.787	0.084	2.71
0.02	1.12	33.49	922	744	0.769	0.078	2.74
0.02	1.11	33.51	889	725	0.749	0.072	2.79
0.02	1.10	33.37	855	704	0.727	0.067	2.82
0.02	1.09	33.14	821	681	0.704	0.062	2.83
0.02	1.08	32.97	786	657	0.679	0.057	2.85
0.02	1.07	32.37	737	621	0.642	0.051	2.84
0.02	1.00	28.01	461	406	0.419	0.024	2.70

Tabelle 6.4: Schnittoptimierung für die Daten der *Epoche 2* für den Zenitwinkelbereich von $20^\circ - 50^\circ$.

6.1.2 Analyse-Ergebnisse

Da es sich bei Her X-1 um eine eventuell sehr variable Quelle hochenergetischer γ -Photonen auf Zeitskalen von Tagen oder auch Stunden handelt, wurde neben den Gesamt-Datensätzen der *Epoche 1* und *Epoche 2* auch in den einzelnen Beobachtungsperioden (vgl. Tabelle 6.1 bzw. Abbildung 6.1) nach einem konstanten Fluss gesucht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.5 zusammengetragen. Die Ereignisverteilung der Quell- und Untergrundregion sowie die zugehörige Signifikanzverteilung in Abhängigkeit des quadratischen Winkelabstandes $\Delta\theta^2$ der rekonstruierten Schauerrichtung zur Quellposition sind für die Daten der *Epoche 1* und *Epoche 2* in Abbildung 6.3 bzw. Abbildung 6.4 dargestellt.

Weder für die Gesamt-Beobachtungen während des ALS 1999/00 (*Epoche 1*), noch für die auf die *Main-On*-Zustände der 35-Tage-Periode konzentrierten Beobachtungen des Jahres 2001 (*Epoche 2*) konnte ein signifikanter Ereignisüberschuss gemessen werden. Auch die Analyse der einzelnen Beobachtungsperioden ist verträglich mit der Untergrunderwartung.

Wurde - wie im Fall der Her-X-1-Beobachtungen - kein signifikanter Ereignisüberschuss gemessen, so ist die Angabe einer oberen Flußgrenze, mit der die Messung noch verträglich ist, von Interesse. Um systematische Fehler (absolute Detektoreichung) in der Flussgrenzenabschätzung zu vermeiden, ist es in der TeV- γ -Astronomie üblich, die berechnete obere Flussgrenze $F_{90\%}(E \geq E_{\text{Schw}})$ in Einheiten des konstanten, ebenfalls mit dem HEGRA-Experiment bestimmten Crab-Flusses F_{Crab} anzugeben. E_{Schw} ist hierbei die vom mittleren Zenitwinkel der Beobachtung abhängige Energieschwelle der Beobachtung. In die obere Flussgrenzenabschätzung gehen die mit den Messungen des Quell- und Crab-Vergleichsdatensatzes verträglichen Ereignisüberschüsse $\text{MAX}_{90\%, \text{Her X-1}}$ und $\text{MIN}_{90\%, \text{Crab}}$ im 90 %-Vertrauensintervall sowie die zugehörigen Messdauern $T_{\text{Her X-1}}$ und T_{Crab} ein [Helene (1983)]:

$$F_{90\%}(E \geq E_{\text{Schw}}) = \frac{\text{MAX}_{90\%, \text{Her X-1}}}{\text{MIN}_{90\%, \text{Crab}}} \cdot \frac{T_{\text{Crab}}}{T_{\text{Her X-1}}} \quad (6.4)$$

Die so berechneten, oberen Flussgrenzen $F_{90\%}(E \geq E_{\text{Schw}})$ im 90 %-Vertrauensintervall in Einheiten des Crab-Flusses F_{Crab} sind ebenfalls in Tabelle 6.5 mit aufgeführt.

Wie schon bei der Schnittoptimierung motiviert, wurde der Gesamtdatensatz der *Epoche 2* zusätzlich in Form von zwei disjunkten, nach Zenitwinkelbereichen aufgeteilten Datensätzen analysiert. Hierbei wurde beim Teildatensatz, der den Zenitwinkelbereich von $0 - 20^\circ$ abdeckt, nach (6.3) ein Schnitt von $mscw < 1.10$ und beim entsprechenden $20 - 50^\circ$ -Datensatz ein Schnitt von $mscw < 1.11$ angewandt. In beiden Fällen betrug der Winkelschnitt $\Delta\theta^2 < 0.02 \text{ Grad}^2$.

Der Datensatz, der den Zenitwinkelbereich von $0 - 20^\circ$ umfasste, lieferte bei einer Energieschwelle von $E_{\text{Schw}} \geq 0.65 \text{ TeV}$ 380 Ereignisse aus der Quellregion, wobei nach Abzug der gemittelten Untergrundrate 14.8 Überschuss-Ereignisse verbleiben. Dies entspricht nach (6.1) einer Signifikanz von 0.7σ . Der Datensatz des Zenitwinkelbereichs von $20 - 50^\circ$ ergab bei einer Energieschwelle von $E_{\text{Schw}} \geq 0.78 \text{ TeV}$ mit 228 Quellereignissen und einem Überschuss von 22.4 Ereignissen eine Signifikanz von 1.4σ .

Kombiniert man die Ereigniszahlen der beiden Zenitwinkel-Teildatensätze, so ergibt sich mit 608 Quell-Ereignissen und einem Überschuss von 37.2 Ereignissen eine Signifikanz von 1.4σ . Dies entspricht einer geringfügigen Signifikanzsteigerung gegenüber dem nicht in Zenitwinkelbereiche aufgeteilten Datensatz der *Epoche 2* mit 1.0σ (vgl. Tabelle 6.5). Nach wie vor ist dieser Überschuss jedoch verträglich mit der Zufallserwartung. Die obere Flussgrenze der *Epoche-2*-Daten ergibt für die nach Zenitwinkelbereichen unterteilte Analyse den Wert von $F_{90\%}(E \geq E_{\text{Schw}}) \leq 0.02 F_{\text{Crab}}$.

Fazit: Trotz der langen Beobachtungsdauer von etwa 60 Stunden der Daten der *Epoche 2* guter Qualität konnte kein signifikanter Ereignisüberschuss von γ -Photonen aus der Richtung von Her X-1 gemessen werden. Auch der mit etwa 12 Stunden vergleichsweise kurze Datensatz der *Epoche 1* zeigte kein Anzeichen auf einen Ereignisüberschuss in der Quellregion. Die Ergebnisse der Datensätze der einzelnen Beobachtungsperioden, deren Dauer stark variiert, sind ebenfalls jeweils verträglich mit einer Untergrundmessung.

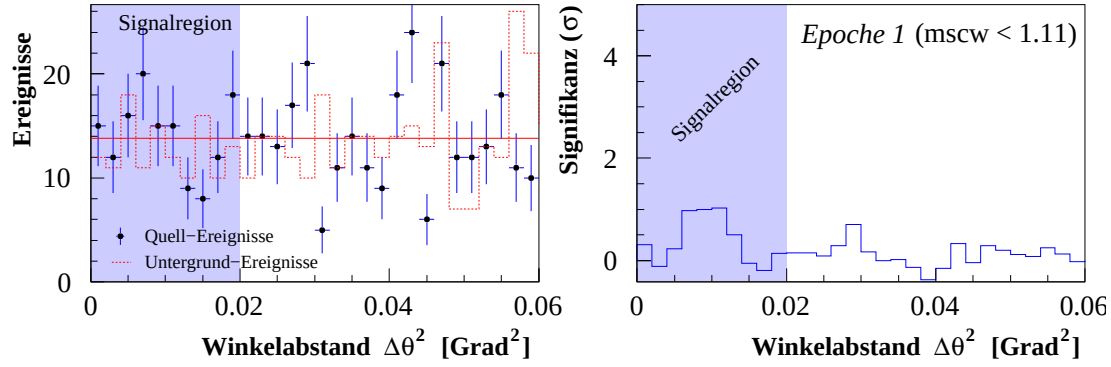


Abbildung 6.3: *Links*: Die Ereignisverteilung der Daten der *Epoche 1* über dem quadrierten Winkelabstand $\Delta\theta^2$ zwischen nomineller Quellposition (Her X-1) und rekonstruierter Schauerrichtung (einzelne Punkte). Die gepunktete Linie entspricht der Untergrundmessung und die horizontale Linie ergibt sich aus der Mittelung des Untergrundes. Die schraffierte Fläche deutet den Quellbereich $\Delta\theta^2 \leq 0.02$ Grad² an. *Rechts*: die kumulierte Signifikanz über dem quadrierten Winkelabstand $\Delta\theta^2$.

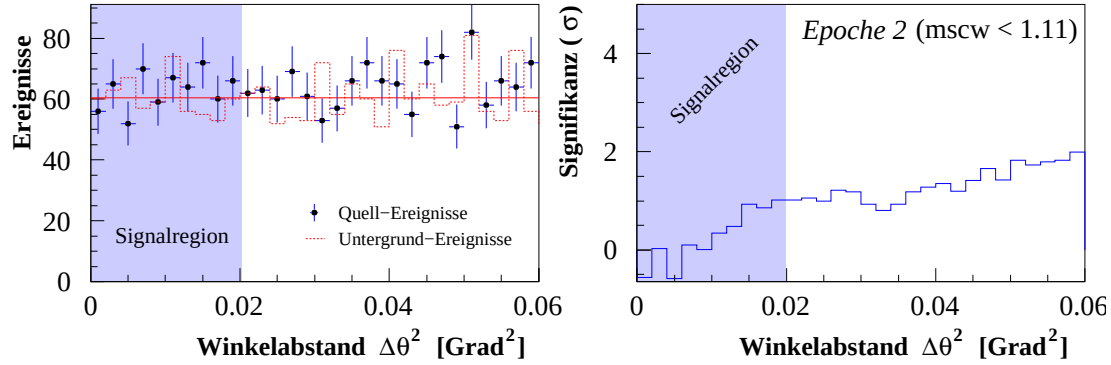


Abbildung 6.4: Die Ergebnisse der Daten der *Epoche 2*, entsprechend Abbildung 6.3. Das im Vergleich zu Abbildung 6.3 deutlich höhere Ereignisniveau ist durch den längeren Datensatz der *Epoche 2* zu erklären.

Datensatz	Dauer	E_{Schw} [TeV]	ON	Überschuss	Signifikanz	$F_{90\%}(E \geq E_{\text{Schw}})$
<i>Epoche 1</i>	11.7 h	0.68	140	1.8	0.14σ	$0.034 F_{\text{Crab}}$
Periode 88	2.3 h	0.67	33	4.8	0.80σ	$0.106 F_{\text{Crab}}$
Periode 96	6.3 h	0.70	78	5.8	0.61σ	$0.056 F_{\text{Crab}}$
Periode 97	0.7 h	0.68	4	-4.5	-1.85σ	$0.053 F_{\text{Crab}}$
Periode 98	2.4 h	0.67	25	-3.4	-0.60σ	$0.054 F_{\text{Crab}}$
Periode 100	0.0 h	—	—	—	—	—
<i>Epoche 2</i>	58.6 h	0.68	631	27.6	1.02σ	$0.020 F_{\text{Crab}}$
Periode 107	2.3 h	0.76	31	9.6	1.75σ	$0.136 F_{\text{Crab}}$
Periode 108	11.3 h	0.68	102	9.6	0.89σ	$0.040 F_{\text{Crab}}$
Periode 110	0.6 h	1.31	6	0.6	0.23σ	$0.142 F_{\text{Crab}}$
Periode 111	28.7 h	0.68	322	4.0	0.20σ	$0.022 F_{\text{Crab}}$
Periode 112	15.7 h	0.65	170	3.8	0.27σ	$0.030 F_{\text{Crab}}$

Tabelle 6.5: Die Ergebnisse der Suche nach einem konstanten Fluss in den Her-X-1-Daten für die einzelnen Beobachtungsperioden aus Tabelle 6.1 bzw. Abbildung 6.1, sowie die gesamten Datensätze der *Epoche 1* und *Epoche 2*. Dargestellt sind jeweils die Beobachtungszeit nach Schnitten auf die Datenqualität (Wetter etc.), die zenitwinkelabhängige Energieschwelle E_{Schw} , die Anzahl der Quell- und Überschussereignisse, die erhaltene Signifikanz in Standardabweichungen σ und die obere Flussgrenze im 90 %-Vertrauensintervall in Einheiten des Crab-Flusses. Da die Untergrundergebnisse durch Mittelung einer Untergrundregion größer als die Signalregion gewonnen werden, kann auch die Anzahl der Überschussereignisse nicht ganzzahlige Werte annehmen.

6.2 Suche nach der Orbitalperiode

6.2.1 Datenauswahl und Schnittoptimierung

Es gibt Modelle, die die Emission hochenergetischer γ -Photonen aus der Richtung von Her X-1 nur zu bestimmten Orbitalphasen Φ_{orb} voraussagen. Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn die γ -Photonen durch Reaktionen der Art (3.2) eines aus der Umgebung des Pulsars Her X-1 kommenden Strahls hochenergetischer Protonen mit der Materie der Atmosphäre des Begleitsterns erzeugt werden. Die Emission der γ -Photonen wäre dann hauptsächlich bei Orbitalphasen von $\Phi_{\text{orb}} \approx 0.2$ und $\Phi_{\text{orb}} \approx 0.8$ zu messen, bei denen die Begleitsternatmosphäre die Sichtlinie des Beobachters streift. Aber auch andere Modelle existieren, die beispielsweise die Erzeugung hochenergetischer γ -Photonen zu Beginn ($\Phi_{\text{orb}} \approx 0.93$) oder am Ende ($\Phi_{\text{orb}} \approx 0.07$) der direkten Bedeckung des Pulsars durch den Begleitstern vorhersagen.

Aus diesem Grund wird in einem Großteil der HEGRA-Daten der *Epoche 2* nach einer Korrelation zwischen gemessenem Ereignisüberschuss und der Orbitalphase Φ_{orb} gesucht. Welche Daten sich hierfür eignen, wird im Folgenden dargelegt.

Die Suche nach der Orbitalperiode in den Her-X-1-Daten gleicht vom Prinzip her der Suche nach einem konstanten Fluss (vgl. Unterkapitel 6.1), mit dem Unterschied, dass der zu untersuchende Datensatz in diverse Unterdatensätze aufgeteilt wird, wodurch eine Zuordnung einzelner Unterdatensätze zu einer bestimmten Orbitalphase Φ_{orb} möglich wird. Die Länge eines Unterdatensatzes muss hierbei so kurz sein, dass dessen zeitliches Messintervall noch einer nahezu diskreten Orbitalphase Φ_{orb} zugeordnet werden kann, wobei ein Orbitalumlauf eine Dauer von $P_{\text{orb}} \approx 1.70$ Tagen hat.

Die Dauer jeweils eines zusammenhängenden Unterdatensatzes wurde festgelegt auf 1 Stunde, wobei auch einzelne Unterdatensätze von geringfügig kürzerer oder längerer Dauer vorkommen können, soweit die Zusammensetzung aus einzelnen, im Fall der Her-X-1-Beobachtungen 20 bis 60-minütigen Datenahmezyklen keine ganzzahlige Stundenaufteilung zuließ. Die Ausschmierung der Orbitalphase in einem einstündigen Unterdatensatz ist gegeben zu $\Delta\Phi_{\text{orb}} \approx 0.02$ und damit vernachlässigbar.

Die berechnete Signifikanz eines Ereignisüberschusses aus einem einstündigen Datensatz ist wegen der geringen Ereignisstatistik natürlich starken Schwankungen unterworfen. Eine systematisch höhere Signifikanz bei bestimmten Orbitalphasen Φ_{orb} würde jedoch bei entsprechend großer Anzahl an Unterdatensätzen auffallen. In der folgenden Analyse wird davon ausgegangen, daß durch die Verwertung einer entsprechend großen Anzahl an einstündigen Unterdatensätzen eine annähernd homogene Abdeckung der Orbitalphasen Φ_{orb} gegeben ist.

Für die Suche nach der Orbitalperiode wurden nur Daten verwendet, die aus einer HEGRA-Beobachtungsperiode entstammen, in der die Bildung jeweils mehrerer, zusammenhängender Unterdatensätze der Dauer von etwa 1 Stunde möglich war. Hierfür kamen die Beobachtungsperioden 108, 111 und 112 der *Epoche 2* in Frage (vgl. Tabelle 6.1 oder Abbildung 6.1). Die bei der Analyse verwendeten Schnitte entsprechen denen, die bei der Optimierung der Punktquellensuche in Unterkapitel 6.1 bestimmt wurden: $m_{\text{scw}} < 1.11$ und $\Delta\theta^2 < 0.02 \text{ Grad}^2$.

6.2.2 Analyse-Ergebnisse

Aus den Beobachtungsperioden 108, 111 und 112 wurden 51 Unterdatensätze mit je einer Dauer im Bereich von 60 Minuten erstellt und deren Signifikanz berechnet. Die Unterdatensätze wurden entweder durch Kombination mehrerer oder durch einzelne Datenahmezyklen - je nach deren ursprünglicher Aufzeichnungsdauer zwischen 20 und 60 Minuten - gebildet. Jedem so entstandenen Unterdatensatz wurde mit den Orbitalparametern aus [Deeter et al. (1991)] eine Orbitalphase Φ_{orb} zugeordnet (vgl. Tabelle 3.3) und die Signifikanz des gemessenen Ereignisüberschusses (oder -defizits) bestimmt.

Die Darstellung der Signifikanzen der einzelnen Unterdatensätze über Φ_{orb} ist in Abbildung 6.5 links gegeben. Es konnte keine Anhäufung hoher Signifikanzen bei einer bestimmten Orbitalphase festgestellt werden. Die Verteilung der Signifikanzen (siehe Abbildung 6.5 rechts) ist verträglich mit der Null-Hypothese, die einer reinen Untergrundmessung entspricht und sich durch eine Gaußfunktion mit dem Schwerpunkt bei 0 und einer Breite von $\sigma = 1.0$ beschreiben lässt. Die an die

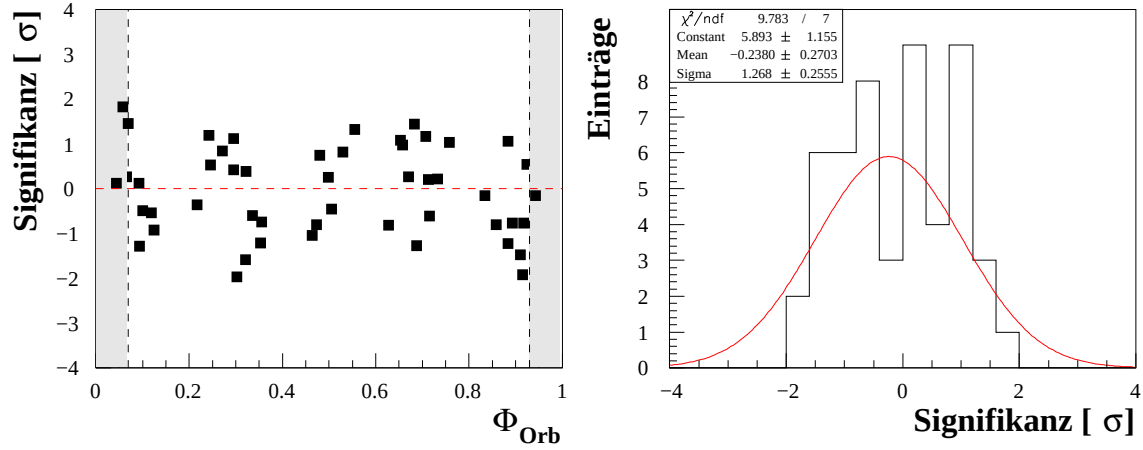


Abbildung 6.5: *Links:* Die Signifikanz von 51 jeweils etwa 60-minütigen Unterdatensätzen aus den Beobachtungsperioden 108, 111 und 112 über der Orbitalphase Φ_{orb} der Messung aufgetragen. Der durch die vertikalen Linien eingegrenzte Bereich entspricht hierbei der Verdeckung des Pulsars Her X-1 durch den Begleitstern Hz Her, die bei $\Phi_{\text{orb}} = 0.0$ ihre Totalität erreicht. *Rechts:* Die Verteilung der einzelnen Signifikanzwerte aus der linken Darstellung mit einer angepassten Gaußkurve (durchgezogene Linie).

Verteilung der ermittelten Signifikanzwerte angepasste Gaußkurve hat eine Breite von $\sigma = 1.5 \pm 0.6$ mit einem Schwerpunkt bei -0.08 ± 0.47 .

6.3 Suche nach der Pulsarperiode

6.3.1 Datenauswahl und -vorbereitung

Die Suche nach Periodizitäten in den HEGRA-Daten mit den in Unterkapitel 5.2 beschriebenen Tests erfordert einige Vorüberlegungen zur Datenauswahl und zur Optimierung der Schnitte.

Datenauswahl

Zunächst sei daran erinnert, dass durch eine rechteckige Fensterfunktion, die durch Beginn und Ende der Messung nicht vermeidbar ist, Frequenzen in der Zeitserie „vorgetäuscht“ werden können, da sich das Rauschen bei Frequenzen $\nu \rightarrow 0$ aufgrund der endlichen Messdauer bis in den untersuchten Signalbereich des Spektrums fortpflanzen kann (vgl. Abschnitt 5.1.2). Auch sprunghafte Änderungen der Systemtriggerrate während eines Datennahmezyklus - beispielsweise verursacht durch vorbeiziehende Wolken - oder ein technisch bedingter, lückenhafter Datenstrom während der Messung können eine ähnliche Wirkung haben.

Wie sich in diesem Unterkapitel herausstellen wird, werden in einer 20-minütigen Zeitserie der HEGRA-Daten etwa 15 – 30 Ereignisse die Schnitte überstehen. Bei derartig geringer Ereignisdichte ist das gesamte Frequenzspektrum durch die diskreten Messpunkte, die zwangsläufig zufällige Perioden vortäuschen, verrauscht (vgl. Abbildungen 5.4 und 5.5 aus Abschnitt 5.1.2).

Der Einfluss von Variationen in der Systemtriggerrate oder Lücken im Datenstrom während der Messung spielen im Vergleich zu den diskreten Ereigniszeiten nur eine nebensächliche Rolle. Um diesen Einfluss dennoch zu minimieren, wurden alle Datensätze von der Periodizitätsanalyse ausgeschlossen, deren Systemtriggerrate unter 9 Hz liegt und deren Systemtriggerrate bezogen auf einen zeitlich benachbarten Datennahmezyklus um mehr als 2 Hz abweicht, sowie allgemein diejenigen, die mehr als 5 Lücken im 20-minütigen Datenstrom enthalten. Der Datenqualitätsschnitt auf eine Systemtriggerrate von 9 Hz wurde schon bei der Suche nach konstantem Fluss (siehe Unterkapitel 6.1, Tabelle 6.1) durchgeführt; hierbei wurden in etwa 7 der insgesamt 77 Stunden Daten von Her X-1 verworfen. Aufgrund der weiteren, oben aufgeführten Datensatz-Schnitte wurden in etwa 2 weitere Stunden an Daten aus der Periode 111 - zumeist wegen vieler Datenlücken - ausgemustert.

Die Länge eines Datensegmentes hat ebenfalls einen Einfluss auf die Ergebnisse einer Periodizitätsanalyse: Die Anzahl N_{IFS} unabhängiger Fourierintervalle (IFS) in einem bestimmten, zu untersuchenden Frequenzintervall $\nu_1 \dots \nu_2$ ist proportional zur Messzeit T . Nach (5.17) gilt: $N_{\text{IFS}} = (\nu_2 - \nu_1) \cdot T$. Die erreichbare Frequenzauflösung verbessert sich also mit steigender Messzeit.

Hierbei ist jedoch ein weiterer Punkt zu beachten: Dauert die Emission gepulster Strahlung nicht die gesamte Länge eines Datensegmentes an, so schwächt sich deren Signifikanz trotz der mit längerer Messzeit steigenden Frequenzauflösung aufgrund des schlechter werdenden Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses ab. Die Länge der zu analysierenden Zeitserien sollte also in etwa im Bereich der erwarteten Dauer eines möglichen Ausbruchs gepulster Strahlung liegen.

Die in der Vergangenheit beschriebenen Ausbrüche gepulster Strahlung von Her X-1 (siehe Unterkapitel 3.2 oder Anhang A.1) wiesen in der Regel eine Dauer zwischen 20 und 90 Minuten auf. Aus diesem Grunde wurde bei den Messungen die Dauer der Datennahmezyklen in einem Teil der Daten der *Epoche 2* (Perioden 111 und 112 im Juni/Juli 2001) von den gewöhnlich 20 Minuten auf bis zu 60 Minuten erhöht. Hierdurch ist es auf der einen Seite problemlos möglich, Teilsegmente kürzerer Dauer zu extrahieren, und auf der anderen Seite durch Analyse der gesamten, längeren Zeitserie von der erhöhten Frequenzauflösung zu profitieren. Auch wird durch die längere Messzeit die Gefahr vermindert, einen möglichen Ausbruch über zwei aufeinanderfolgende Datennahmezyklen aufzuzeichnen. Die somit entstehende Lücke ließe sich durch Kombination der beiden entsprechenden Zeitserien nicht mehr vollständig schließen.

Extraktion der Ereignisankunftszeiten

Um eine Periodizitätsanalyse durchführen zu können, sind prinzipiell nur die Zeiten eines gemessenen Ereignisses von Interesse. Diese wurden in einer im Rahmen dieser Arbeit angefertigten Routine der HEGRA-Auswertungs-Software für Ereignisse, die einen bestimmten $\Delta\theta^2$ - und *mscw*-Schnitt überstanden, in Form einer Zeitserie herausgeschrieben.

Die Ankunftszeit eines Ereignisses wird beim HEGRA-Teleskop-System von drei verschiedenen Uhren festgehalten: Der nicht sehr genauen Systemuhr des Datennahme-Computers (SYS), der Zeit eines Satellitenempfängers (GPS = *Global Positioning System*) und der Zeit einer Rubidium-Atomuhr (RUB):

- **Die Systemuhr:** Die Systemuhr ist bei der Regulierung der Datennahme von großer Bedeutung, spielt für die weitere Daten-Analyse aber keine Rolle.
- **Der GPS-Empfänger:** Ein GPS-Empfänger wird in der Regel durch den Empfang von Signal-Impulsen von (mindestens) drei verschiedenen Satelliten und der daraus berechenbaren Laufzeitunterschiede zur genauen Bestimmung des Ortes verwendet. Im Fall des HEGRA-Experimentes dient der GPS-Empfänger durch die genaue Kenntnis des geographischen Experiment-Ortes als sehr genauer Zeitgeber. Der GPS-Empfänger erhält jede Sekunde ein Synchronisationssignal von den Satelliten und besitzt einen 2.048 MHz-Oszillator und eine Zeitgenauigkeit von 100 ns.
- **Die Rubidium-Atomuhr:** Die Rubidium-Atomuhr war bis zum Februar 2000 (MJD 51588) eine eigenständig laufende Uhr, die nur in unregelmäßigen, etwa einjährigen Abständen mit dem GPS-Empfänger synchronisiert wurde. Die Rubidium-Uhr besitzt jedoch einige Nachteile: Sie driftet mit etwa $-2.5 \mu\text{s}$ pro Tag relativ zur GPS-Zeit, geht also etwas langsamer als diese. Die Drift ist in Abbildung 6.6 dargestellt und kann wegen ihrer annähernden Linearität auf einige μs genau korrigiert werden. Ein weiterer Fehler, der auf einen Bit-Fehler bei der Zeitauslese der RUB-Uhr zurückzuführen war, hatte ein systematisch auftretendes, plötzliches Vor- und Zurück-„Springen“ der Rubidium-Zeit um 20-Sekunden zur Folge. Dieser Fehler konnte ebenfalls bei der Extraktion der Ereigniszeiten korrigiert werden. Seit dem Februar 2000 wird die Rubidium-Uhr ständig mit der GPS-Uhr synchronisiert, was jedoch zur Folge hat, dass die Ereigniszeiten nicht mehr von zwei unabhängigen Uhren gemessen werden.

Bei der Extraktion der Ereigniszeiten wurden jeweils die bekannten Fehler der Rubidium-Zeit korrigiert und anschließend mit der GPS-Zeit auf Konsistenz geprüft. Hierbei wurde eine Toleranz

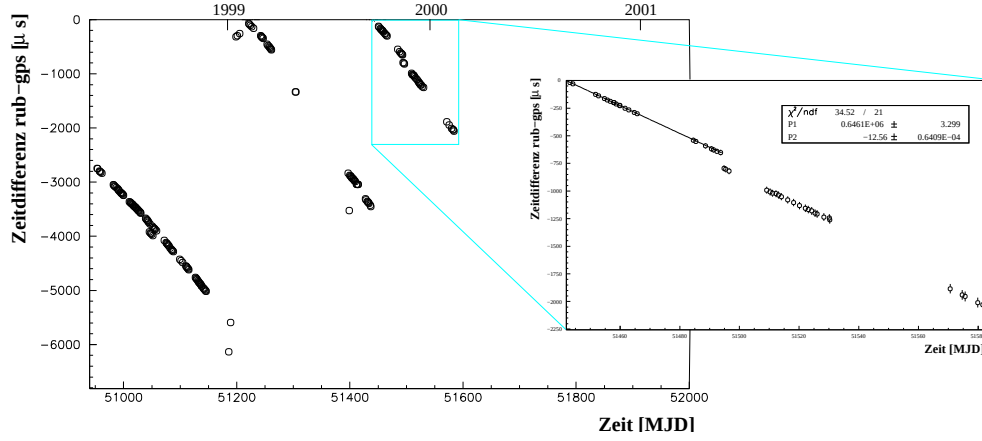


Abbildung 6.6: Die gemessenen Zeitdifferenzen zwischen der Rubidium- und der GPS-Uhr in μs . Deutlich zu erkennen ist die (annähernd lineare) Drift der Rubidium-Uhr relativ zum GPS-Empfänger von etwa $2.5 \mu\text{s}$ pro Tag. Zu den Zeitpunkten MJD 51193, MJD 51438 (neuer GPS-Empfänger) und MJD 51588 wurde die Rubidium-Uhr neu nach der GPS-Zeit gestellt, was an den Sprüngen zu erkennen ist. Ab Februar 2000 (MJD 51588) wird die Rubidium-Uhr automatisch mit einem konstanten Offset von $\text{rub-gps} = -1.50 \pm 0.05 \mu\text{s}$ mit der GPS-Zeit synchronisiert. Im Bereich der größeren Lücke zwischen MJD 51150 und MJD 51220 war der GPS-Empfänger defekt, so dass keine Zeitdifferenzen gemessen werden konnten. In diesem Zeitintervall wurden die HEGRA-Daten der Beobachtungsperiode 88 aufgezeichnet.

von $10 \mu\text{s}$ angesetzt, die etwas größer ist als der Fehler der linearen Anpassung der Rubidium-GPS-Drift. Wurde der Konsistenz-Test bestanden, so wurde die GPS-Zeit des entsprechenden Ereignisses herausgeschrieben, anderenfalls das Ereignis verworfen.

Durch diesen Konsistenz-Test wurden etwa 5 % aller Ereignisse aus der *Epoche 1* sowie alle Daten der Beobachtungsperiode 88 ausgemustert, da für den entsprechenden Zeitraum keine Information über die Drift der Rubidium- relativ zur GPS-Uhr vorlag (siehe Abbildung 6.6) und somit ein theoretisch denkbare Stehenbleiben oder Falsch-Gehen der GPS-Uhr nicht auffallen würde.

Korrektur der Ereignisankunftszeiten

Die herausgeschriebenen Ereignisankunftszeiten der einzelnen Zeitserien wurden während der Extraktion mit den in Unterkapitel 4.2 und 4.3 beschriebenen Korrekturroutinen auf das Baryzentrum des Sonnensystems (SSBC) und auf das Schwerpunktsystem des Doppelsternsystems Hz Her/Her X-1 korrigiert. Bei der Orbitalkorrektur auf das Doppelsternsystem wurden die folgenden Orbitalparameter verwendet: $P_{\text{orb}} = 1.700167427$ Tage bei $\text{MJD}=51004.729549$, $\dot{P}_{\text{orb}} = -1.33 \cdot 10^{-8}$ Tage pro Jahr [Deeter et al. (1991)], sowie $\frac{a}{c} \sin i = 13.1902 \text{ s}$ [Vrtilek et al. (2001)].

6.3.2 Schnittoptimierung

Die Optimierung der Schnitte unterscheidet sich grundlegend von der, die bei der Suche nach einem konstanten Fluss in Unterkapitel 6.1 angewandt wurde: Die Effizienz eines der im Unterkapitel 5.2 beschriebenen Periodizitätstests hängt neben der Pulsform eines Signals maßgeblich von den beiden folgenden Parametern ab:

- Der Anzahl der gesamten Ereignisse N'_{ges} , die in die Periodizitätsanalyse eingehen.
- Dem Verhältnis r von Signal- zu Gesamtereignissen, genauer: dem Verhältnis von Ereignissen, deren Ankunftszeit eine bestimmte Periode aufgeprägt ist, zur Gesamtanzahl von Ereignissen N'_{ges} im geschnittenen Datensatz.

Das optimale Ansprechen eines Periodizitätstests erfordert eine Maximierung beider Parameter, was aus den Ansprechwahrscheinlichkeitsdiagrammen in den Abbildungen 5.16 und 5.17 in Unterkapitel 5.3 deutlich wird. N'_{ges} und r sind jedoch bei der Messung mit dem HEGRA-Experiment

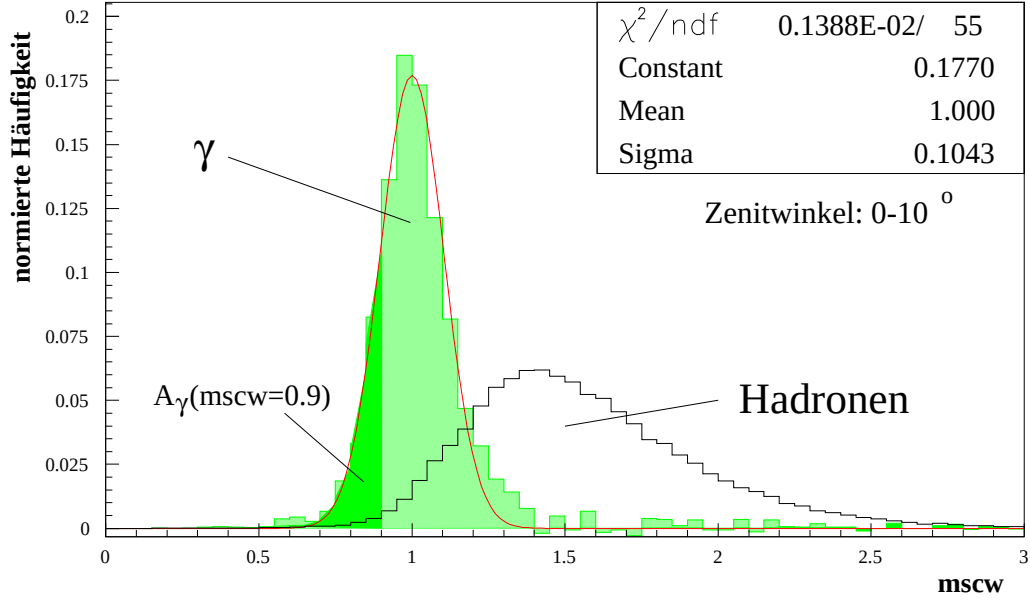


Abbildung 6.7: Die normierten $mscw$ -Verteilungen von hadronischen und photonischen Ereignissen für einen Zenitwinkelbereich von $0 - 10^\circ$ [Tluczykont (2001b)]. Die in Tabelle 6.6 durchgeführte Integration wurde bei den Hadronen ($A_{\text{had}}(mscw)$) direkt in der Verteilung und bei den γ -Photonen ($A_\gamma(mscw)$) anhand der angepassten Gaußverteilung (Mittelwert bei 1.0, Breite $\sigma = 0.1043$) durchgeführt.

korreliert, was die Optimierung der Schnitte nicht vereinfacht. Im Folgenden wird mit Hilfe einiger Annahmen die Schnittoptimierung für bestimmte, die Anzahl der im Datensatz vorhandenen γ -Photonen betreffende Hypothesen erarbeitet. Hierdurch wird es sich als möglich herausstellen, die Schnitte $\Delta\theta^2$ und $mscw$ für die Periodizitätsanalyse auf einen sinnvollen Bereich - auch bei unbekannter Anzahl von γ -Photonen im Datensatz - einzuschränken.

Geht man davon aus, dass alle γ -induzierten Luftschauer aus der Richtung von Her X-1 (Signalereignisse) eine Periodizität aufweisen und die entsprechenden hadroninduzierten Luftschauer das Rauschen darstellen (Untergrund), so erfolgt die Trennung zwischen Signal- und Untergrundeignissen durch den $mscw$ -Schnitt und die Trennung zwischen Ereignissen aus der Quell- und der Untergrundregion mit dem $\Delta\theta^2$ -Schnitt. Je härter man schneidet, desto besser wird das Signal-zu-Gesamt-Verhältnis $r = r(mscw, \Delta\theta^2)$, da bis zu einer bestimmten Schnitthärte relativ gesehen mehr hadroninduzierte Luftschauer verworfen werden als γ -induzierte. Wird zu hart geschnitten, nimmt r nach dem Erreichen eines Maximums wieder ab.

Die Steigerung von r mit härter werdenden Schnitten geht jedoch auf Kosten der Gesamtanzahl an Ereignissen $N'_{\text{ges}} = N'_{\text{ges}}(mscw, \Delta\theta^2)$, die nach den Schnitten noch im Datensatz verbleiben¹, was wiederum die Effizienz der Periodizitätsanalyse vermindert. Es muss also ein geeignetes $\Delta\theta^2$ - $mscw$ -Schnittpaar gefunden werden.

Die Gesamtanzahl N_{ges} der Ereignisse in einem Datensatz vor den Schnitten setzt sich aus dem photonischen Anteil N_γ und dem hadronischen Anteil N_{had} zusammen. Gleiches gilt für die verbleibende Gesamtanzahl $N'_{\text{ges}}(mscw, \Delta\theta^2)$ an Ereignissen nach den Schnitten:

$$N_{\text{ges}} = N_\gamma + N_{\text{had}} \quad \text{und} \quad N'_{\text{ges}}(mscw, \Delta\theta^2) = N'_\gamma(mscw, \Delta\theta^2) + N'_{\text{had}}(mscw, \Delta\theta^2) \quad (6.5)$$

Die für die Periodizitätsanalyse zu maximierenden Größen sind die Gesamtanzahl der nach den Schnitten verbleibenden Ereignisse $N'_{\text{ges}}(mscw, \Delta\theta^2)$ und das Signal-zu-Gesamt-Verhältnis r , das gegeben ist durch:

$$r(mscw, \Delta\theta^2) = \frac{N'_\gamma(mscw, \Delta\theta^2)}{N'_{\text{ges}}(mscw, \Delta\theta^2)} = \frac{N'_\gamma(mscw, \Delta\theta^2)}{N'_\gamma(mscw, \Delta\theta^2) + N'_{\text{had}}(mscw, \Delta\theta^2)} \quad (6.6)$$

¹ Werden die Daten der Quellregion gar nicht geschnitten, verbleiben alle γ -induzierten Luftschauer im Datensatz, gehen aber wegen ihres geringen relativen Anteils im Untergrund unter. Durch harte Schnitte können nahezu alle hadronischen Schauer verworfen werden, was zu einem Anstieg des relativen Anteils von γ -induzierten Luftschauern führt. Es lässt sich hierbei jedoch nicht vermeiden, auch γ -induzierte Schauer mit auszumustern, was bei sehr harten Schnitten zu einer zu starken Minimierung des Datensatzes führt.

	0.90	0.95	1.00	1.05	1.10	<i>mscw</i>					
						1.15	1.20	1.25	1.30	1.35	1.40
A_γ	0.1685	0.3156	0.5000	0.6844	0.8315	0.9251	0.9726	0.9918	0.9980	0.9996	0.9999
A_{had}	0.0069	0.0107	0.0177	0.0292	0.0479	0.0742	0.1067	0.1454	0.1931	0.2484	0.3067

Tabelle 6.6: Die Faktoren $A_\gamma(mscw)$ und $A_{\text{had}}(mscw)$ der bis zu einem bestimmten *mscw*-Wert integrierten, normierten *mscw*-Verteilungen der γ -Photonen und Hadronen, erhalten aus den in Abbildung 6.7 dargestellten Verteilungen.

Die Gesamtanzahlen N_{ges} und $N'_{\text{ges}}(mscw, \Delta\theta^2)$ der vor und nach den Schnitten in die Analyse eingehenden Ereignisse sind bekannt, nicht aber deren Zusammensetzungen aus hadronischen und photonischen Anteilen.

Die Wirkung der Schnitte auf *mscw* und $\Delta\theta^2$ auf einen gegebenen Datensatz können aus *Monte-Carlo*-Simulationen ermittelt werden, lassen sich aber auch anhand von Daten einer gesicherten Punktquelle studieren. Dies soll im Folgenden für den *mscw*-Schnitt an Daten des Crab-Nebels geschehen. Die Wirkung des $\Delta\theta^2$ -Winkelschnittes wird anhand einiger theoretischer Überlegungen diskutiert.

- **Der *mscw*-Schnitt:** Betrachtet man zunächst keinen $\Delta\theta^2$ -Schnitt, so lässt sich die Wirkung des *mscw*-Schnittes wie folgt beschreiben. Auf eine bestimmte, durch einen beliebigen $\Delta\theta^2$ -Wert festgelegte Quellregion entfallen vor Anwendung des *mscw*-Schnittes $N_{\text{ges}}(\Delta\theta^2) = N_\gamma(\Delta\theta^2) + N_{\text{had}}(\Delta\theta^2)$ Ereignisse. Nach einem *mscw*-Schnitt bleiben $N'_{\text{ges}}(mscw, \Delta\theta^2)$ Ereignisse übrig:

$$\begin{aligned} N'_{\text{ges}}(mscw, \Delta\theta^2) &= N'_\gamma(mscw, \Delta\theta^2) + N'_{\text{had}}(mscw, \Delta\theta^2) \\ &= A_\gamma(mscw) \cdot N_\gamma(\Delta\theta^2) + A_{\text{had}}(mscw) \cdot N_{\text{had}}(\Delta\theta^2) \end{aligned} \quad (6.7)$$

Bei den Faktoren $A_\gamma(mscw)$ und $A_{\text{had}}(mscw)$ handelt es sich um die bis zu einem entsprechenden Wert integrierten, normierten *mscw*-Verteilungen der photonischen bzw. hadronischen Ereignisse (siehe Tabelle 6.6). Die Verteilungen wurden aus einem umfangreichen Crab-Datensatz gewonnen [Tluczykont (2001b)] und sind nur schwach zenitwinkelabhängig. Die Verteilungen für einen Zenitwinkelbereich von $z = 0 - 10^\circ$ sind in Abbildung 6.7 dargestellt.

- **Der $\Delta\theta^2$ -Schnitt:** Die Wirkung des $\Delta\theta^2$ -Schnittes auf hadronische Ereignisse ist einfach zu beschreiben: Durch den isotropen Einfall der Hadronen ist die Anzahl ihrer Ereignisse im Bereich des Kamerazentrums, in dem die Akzeptanz als konstant angesehen werden kann, direkt proportional zur Fläche der Signalregion:

$$N'_{\text{had}}(\Delta\theta^2) \propto \Delta\theta^2 \quad (6.8)$$

$N'_{\text{had}}(\Delta\theta^2)$ muss also im Prinzip nur für einen $\Delta\theta^2$ -Schnitt experimentell bestimmt werden und ist dann für alle weiteren berechenbar.

Nimmt man an, dass alle N_γ photonischen Ereignisse direkt von der nominellen Quellposition kommen, so sind die rekonstruierten Schauer-Richtungen wegen der endlichen Winkelauflösung des stereoskopischen HEGRA-Cherenkov-Teleskopsystems von $\sigma_\beta \approx 0.1^\circ$ (zweidimensionalen Gaußverteilung) folgendermaßen verteilt:

$$N'_\gamma(\Delta\theta^2) = N_\gamma \left(1 - e^{-\frac{\Delta\theta^2}{2\sigma_\beta^2}} \right) \quad (6.9)$$

Mit Hilfe von (6.7), (6.8) und (6.9) lassen sich aus der nach den Schnitten verbleibenden Anzahl $N'_{\text{ges}}(mscw, \Delta\theta^2)$ Rückschlüsse auf den photonischen Anteil im Datensatz ziehen. Der tatsächliche Photonenanteil in einem 20-minütigen Datensatz ist bei geringen Ereignisüberschüssen jedoch nicht bestimmbar, da hier statistische Fluktuationen überwiegen. Eine Schnittoptimierung an einzelnen Datensegmenten ist also nicht möglich. Wegen des erwarteten ausbruchartigen Verhaltens von Her X-1 ist eine entsprechende Optimierung am gesamten Datensatz ebenfalls nicht sinnvoll.

Es soll daher an dieser Stelle nur das prinzipielle Optimieren der Schnitte anhand verschiedener Hypothesen über den Anteil der Photonen N_γ am Gesamtdatensatz untersucht werden und damit

eine Eingrenzung sinnvoller Schnittparameter erzielt werden. In den Hypothesen wird von teilweise unrealistisch hohen Anteilen von gepulsten γ -Photonen ausgegangen, die bei einer Messung in der Regel nicht vorkommen können. Es wird sich jedoch herausstellen, dass die Ergebnisse der Schnittoptimierung für die Periodizitätsanalyse nahezu unabhängig von der angenommenen Hypothese sind, so dass die Durchführung an eher unrealistischen Hypothesen, die eine deutlichere Charakterisierung des Schnittverhaltens erlauben, gerechtfertigt ist.

Es wird im Folgenden davon ausgegangen, dass in einem 20-minütigen Datennahmezyklus eine bestimmte Anzahl N_γ an γ -induzierten Luftschauern aus der Quellrichtung aufgezeichnet werden, deren Zeitserie eine bestimmte Periode beinhaltet (Hypothese). Es wird die Wirkung von sechs Winkelschnitten von $\Delta\theta^2 < 0.02 \text{ Grad}^2$, $\Delta\theta^2 < 0.03 \text{ Grad}^2$ bis $\Delta\theta^2 < 0.11 \text{ Grad}^2$ in Schrittweiten von 0.02 Grad^2 , sowie von 12 *mscw*-Schnitten von 0.90 bis 1.40 in einer Schrittweite von 0.05 auf den entsprechenden, hypothetischen Datensatz untersucht.

Die Anzahl $N'_\gamma(\Delta\theta^2)$ der tatsächlich in die zugelassene Quellregion $\Delta\theta^2$ fallenden photonischen Ereignisse wird mit (6.9) berechnet. Die Anzahl der hiervon den *mscw*-Schnitt überstehenden Photonen $N'_\gamma(\textit{mscw}, \Delta\theta^2)$, sowie die der Hadronen $N'_{\text{had}}(\textit{mscw}, \Delta\theta^2)$ erhält man mit (6.7) und den entsprechenden Werten für die Faktoren $A_\gamma(\textit{mscw})$ und $A_{\text{had}}(\textit{mscw})$ aus Tabelle 6.6. Für die Rate der isotrop einfallenden Hadronen wird hierbei ein aus Her-X-1-Daten bestimmter, mittlerer Wert angesetzt.

Die Werte von A_γ wurden durch die tabellierte Integration der an die photonische *mscw*-Verteilung angepassten Gaußfunktion erhalten. Die Werte für A_{had} wurden aus der direkten, numerischen Integration der Verteilung eines umfangreichen Crab-Datensatzes ermittelt (siehe Abbildung 6.7).

Nun können für verschiedene Hypothesen die zu Beginn dieses Unterkapitels vorgestellten, für die Effizienz der Periodizitätstests relevanten Größen $N'_{\text{ges}}(\textit{mscw}, \Delta\theta^2)$ und $r(\textit{mscw}, \Delta\theta^2)$ ermittelt werden. Dies wurde für vier Hypothesen durchgeführt: $N_\gamma = 10$ (*H10*), $N_\gamma = 25$ (*H25*), $N_\gamma = 50$ (*H50*) und $N_\gamma = 100$ (*H100*) Photonen aus Richtung der Quellposition in einem 20-minütigen Datensatz vor allen Schnitten. Die entsprechenden Ergebnisse für die Hypothesen *H25* und *H50* sind in den Tabellen 6.7 und 6.8 auszugsweise zusammengestellt.

Die für eine bestimmte Hypothese erhaltenen Wertepaare $N'_{\text{ges}}(\textit{mscw}, \Delta\theta^2)$ und $r(\textit{mscw}, \Delta\theta^2)$ können nun in die Ansprechwahrscheinlichkeitsverteilungen (siehe Abbildung 5.16 und 5.17 aus Unterkapitel 5.3), die die Abhängigkeit der Effizienz eines Periodizitätstests von der Anzahl N an Gesamtereignissen und dem Signal-zu-Gesamtzahl-Verhältnis r einer allgemeinen Zeitserie beschreiben, eingetragen werden. Aus einer solchen kombinierten Darstellung von Ansprechverhalten eines Periodizitätstests und der Wirkung der Schnitte *mscw* und $\Delta\theta^2$ in den HEGRA-Daten lässt sich das optimale Schnittpaar, das die Zufallswahrscheinlichkeit der Periodizitätsanalyse bei gegebener Hypothese minimiert, bestimmen.

Das Ansprechverhalten eines Periodizitätstests hängt nach Unterkapitel 5.3 von der Signalf orm der gepulsten Emission und dem verwendeten Periodizitätstest selbst ab. Eine genaue Schnittoptimierung ist also strenggenommen jeweils nur für eine bestimmte Hypothese, bei einer bestimmten Signalf orm und nur für einen bestimmten Test gültig. Es zeigt sich jedoch, dass die Ergebnisse der Schnittoptimierung nicht stark vom verwendeten Test abhängen, so dass die Untersuchungen stellvertretend am Rayleigh-Test, dessen Ansprechwahrscheinlichkeitsdiagramme wegen der analytisch lösbaren Test-Statistik (siehe Abschnitt 5.2.2) am genauesten sind, durchgeführt wurden. Dies ist für die Hypothesen *H25* und *H50* in Abbildung 6.8 dargestellt.

Die Schnitte der beiden in Abbildung 6.8 untersuchten Hypothesen *H25* und *H50* wurden jeweils für eine breite ($\propto \sin^2$) und eine relative schmale, gaußartige Signalf orm optimiert. Die Hypothese *H10* lieferte bei keinem der Schnitte mehr ein signifikantes Ansprechen eines Periodizitätstests, so dass die Nachweisschwelle für gepulste Emission im Bereich zwischen 10 und 25 photonischen Ereignissen in einem 20-minütigen HEGRA-Datensatz liegen sollte². Die Hypothesen *H50* und *H100* liefern bei nahezu allen Schnitten ein signifikantes Ansprechen der Periodizitätstests, so dass derartige periodische Ausbrüche - auch schon im Rahmen des gemessenen Ereignisüberschusses - nicht „übersehen“ werden können.

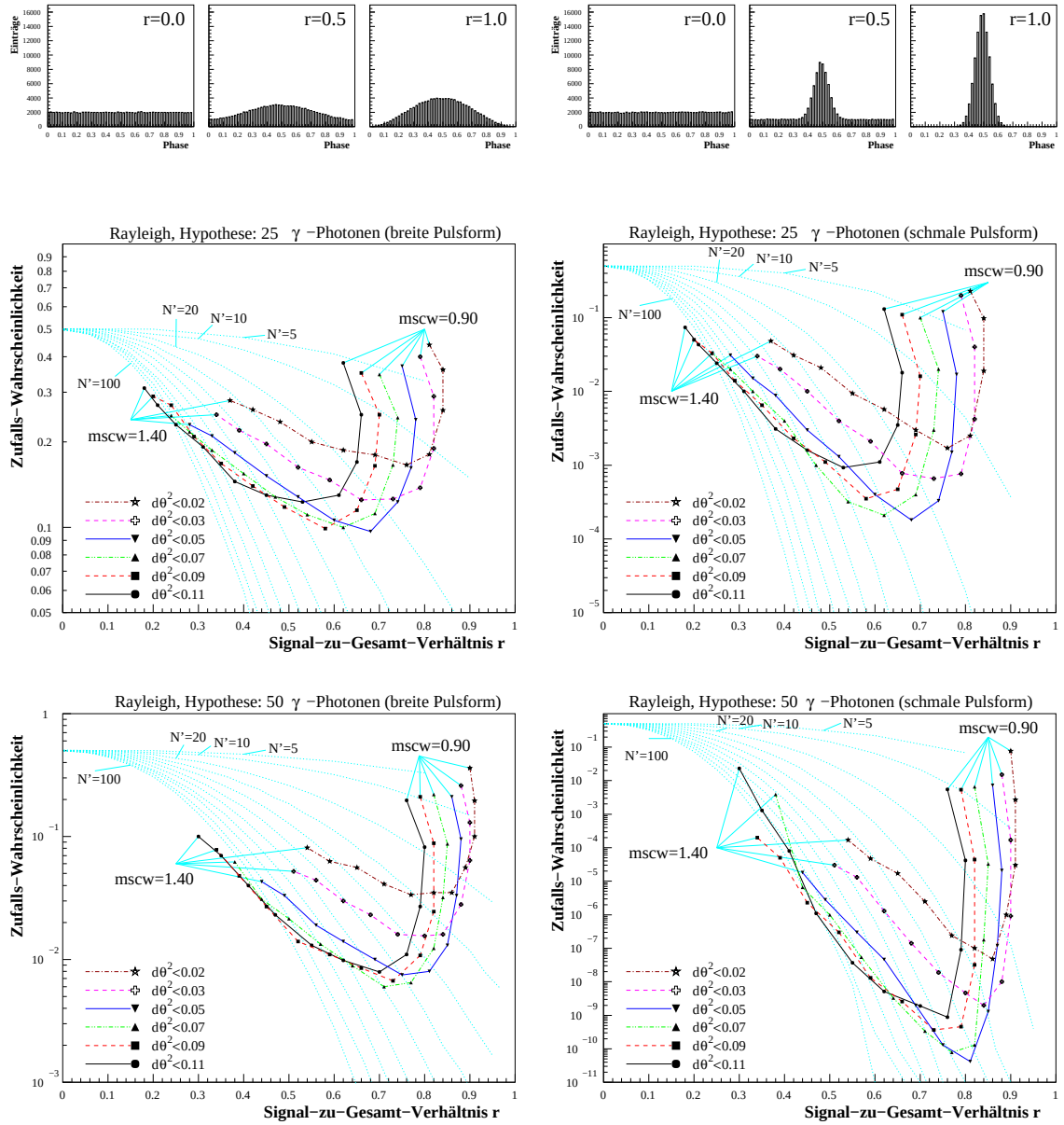
²Es sei nochmals daran erinnert, dass mit der Hypothese $N_\gamma = 10$ die Anzahl der photonischen Ereignisse vor allen Schnitten gemeint ist

Hypothese: $N_\gamma = 25$ γ -Photonen in 20 Minuten vor Schnitten								
kein	$\Delta\theta^2 < 0.09 \text{ Grad}^2$	$\Delta\theta^2 < 0.07 \text{ Grad}^2$	$\Delta\theta^2 < 0.05 \text{ Grad}^2$	$\Delta\theta^2 < 0.03 \text{ Grad}^2$				
<i>mscw</i>	$N'_\gamma(\Delta\theta^2) = 23.8$	$N'_\gamma(\Delta\theta^2) = 22.6$	$N'_\gamma(\Delta\theta^2) = 20.3$	$N'_\gamma(\Delta\theta^2) = 15.9$				
Schnitt	$N'_{\text{had}}(\Delta\theta^2) = 303.2$	$N'_{\text{had}}(\Delta\theta^2) = 235.8$	$N'_{\text{had}}(\Delta\theta^2) = 168.4$	$N'_{\text{had}}(\Delta\theta^2) = 101.4$				
<i>mscw</i>	N'_{ges}	r	N'_{ges}	r	N'_{ges}	r	N'_{ges}	r
0.90	6.10	0.66	5.44	0.70	4.59	0.75	3.37	0.79
0.95	10.75	0.70	9.66	0.74	8.22	0.78	6.10	0.82
1.00	17.26	0.69	15.48	0.73	13.15	0.77	9.73	0.82
1.05	25.13	0.65	22.37	0.69	18.84	0.74	13.83	0.79
1.10	34.30	0.58	30.10	0.62	24.98	0.68	18.06	0.73
1.15	44.50	0.49	38.42	0.54	31.31	0.60	22.21	0.66
1.20	55.48	0.42	47.16	0.47	37.75	0.52	26.26	0.59
1.25	67.67	0.35	56.72	0.40	44.66	0.45	30.49	0.52
1.30	82.28	0.29	68.11	0.33	52.82	0.38	35.43	0.45
1.35	99.08	0.24	81.18	0.28	62.17	0.33	41.06	0.39
1.40	116.76	0.20	94.94	0.24	72.00	0.28	46.98	0.34

Tabelle 6.7: Die Hypothese *H25*, dass in einem 20-minütigen (ungeschnittenen) Datensatz 25 periodische γ -induzierte Schauer aus der Quellregion aufgezeichnet wurden. In der zweiten Zeile sind auszugswise vier ausgewählte Winkelschnitte $\Delta\theta^2$ aufgeführt. In den beiden Zeilen darunter die entsprechend in der Quellregion übrigbleibende Anzahl $N'_\gamma(\Delta\theta^2)$ an (gepulsten) γ -Ereignissen (6.9) und $N'_{\text{had}}(\Delta\theta^2)$ an hadronischen Ereignissen (6.8). Im unteren Teil der Tabelle wird die mit (6.7) berechnete Wirkung des *mscw*-Schnittes auf die Gesamtanzahl der nach dem Schnitt übrigbleibenden Ereignisse $N'_{\text{ges}} = N'_{\text{ges}}(\text{mscw}, \Delta\theta^2)$ und das Signal-zu-Gesamt-Verhältnis $r = r(\text{mscw}, \Delta\theta^2)$ untersucht. Die so erhaltenen N'_{ges} - r -Paare lassen sich nun in die Ansprechwahrscheinlichkeitsdiagramme der Periodizitätstests eintragen, was in Abbildung 6.8 gemacht wurde. Hiermit wird eine Abschätzung des optimalen Schnittes für die gegebene Hypothese möglich.

Hypothese: $N_\gamma = 50$ γ -Photonen in 20 Minuten vor Schnitten								
kein	$\Delta\theta^2 < 0.09 \text{ Grad}^2$	$\Delta\theta^2 < 0.07 \text{ Grad}^2$	$\Delta\theta^2 < 0.05 \text{ Grad}^2$	$\Delta\theta^2 < 0.03 \text{ Grad}^2$				
<i>mscw</i>	$N'_\gamma(\Delta\theta^2) = 47.6$	$N'_\gamma(\Delta\theta^2) = 45.2$	$N'_\gamma(\Delta\theta^2) = 40.7$	$N'_\gamma(\Delta\theta^2) = 31.8$				
Schnitt	$N'_{\text{had}}(\Delta\theta^2) = 303.2$	$N'_{\text{had}}(\Delta\theta^2) = 235.8$	$N'_{\text{had}}(\Delta\theta^2) = 168.4$	$N'_{\text{had}}(\Delta\theta^2) = 101.4$				
<i>mscw</i>	N'_{ges}	r	N'_{ges}	r	N'_{ges}	r	N'_{ges}	r
0.90	10.11	0.79	9.25	0.82	8.02	0.86	6.05	0.88
0.95	18.26	0.82	16.80	0.85	14.64	0.88	11.11	0.90
1.00	29.15	0.82	26.79	0.84	23.32	0.87	17.67	0.90
1.05	41.41	0.79	37.85	0.82	32.76	0.85	24.69	0.88
1.10	54.07	0.73	48.91	0.77	41.89	0.81	31.26	0.84
1.15	66.50	0.66	59.35	0.71	50.13	0.75	36.90	0.80
1.20	78.61	0.59	69.16	0.64	57.53	0.69	41.70	0.74
1.25	91.26	0.52	79.15	0.57	64.83	0.62	46.24	0.68
1.30	106.02	0.45	90.68	0.50	73.12	0.56	51.27	0.62
1.35	122.86	0.39	103.79	0.44	82.50	0.49	56.93	0.56
1.40	140.55	0.34	117.56	0.38	92.33	0.44	62.86	0.51

Tabelle 6.8: Die Hypothese *H50*, dass in einem 20-minütigen (ungeschnittenen) Datensatz 50 periodische γ -induzierte Schauer aus der Quellregion aufgezeichnet wurden. Zur Erklärung siehe Tabelle 6.7.



Resultate der Schnittoptimierung

Betrachtet man die in Abbildung 6.8 dargestellten Optimierungs-Ergebnisse der beiden Hypothesen *H25* und *H50* für jeweils eine breite und eine schmale Signalform, so zeichnet sich eine allgemeingültige Tendenz im Rahmen der untersuchten Fälle ab: Die optimalen *mscw*-Schnitte bewegen sich in allen vier Diagrammen für alle $\Delta\theta^2$ -Schnitte im Bereich von $mscw < 1.10$. Dieses Resultat ist vergleichbar mit den Ergebnissen, die man bei der Schnittoptimierung für die Suche nach einer konstanten Emission erzielt (vgl. Unterkapitel 6.1).

Der $\Delta\theta^2$ -Schnitt bewegt sich bei der Optimierung für eine Periodizitätssuche mit $0.05 \text{ Grad}^2 \leq \Delta\theta^2 \leq 0.07 \text{ Grad}^2$ im Gegensatz zur Suche nach konstanter Emission jedoch in einem anderen Bereich. Anschaulich lässt sich das Ergebnis der Schnittoptimierung folgendermaßen deuten: Durch einen relativ harten *mscw*-Schnitt wird eine gute γ -Hadron-Separation und damit eine Maximierung des Signal-zu-Gesamt-Verhältnisses r erreicht. Die Maximierung der die Schnitte überstehenden Gesamtereignisse $N'_{\text{ges}}(mscw, \Delta\theta^2)$ wird hierbei vorwiegend durch eine Aufweitung der Signalregion hin zu größeren $\Delta\theta^2$ -Werten erreicht, um möglichst alle photonische Ereignisse aus der Quellregion beizubehalten.

Die optimalen $\Delta\theta^2$ - und *mscw*-Schnitte sind im untersuchten Bereich im Rahmen der Genauigkeit dieser Optimierung nahezu unabhängig von der in Form einer Hypothese (*H10* bis *H100*) angenommenen Anzahl der γ -Photonen im Datensatz, wobei die Signifikanz der Periodizitätsanalyse erwartungsgemäß mit steigender Photonenanzahl zunimmt. Bei relativ breiter Signalform ist die Optimierung nicht so sensitiv auf die beiden Schnitte $\Delta\theta^2$ und *mscw*, wie dies bei schmalen Pulsformen der Fall ist, wobei die absoluten Zufallswahrscheinlichkeiten bei schmalen Signalformen natürlich in deutlich niedrigeren Bereichen liegen.

Es ist bei der Wahl des geeigneten *mscw*-Schnittes darauf zu achten, dass die Optimierung im Bereich des optimalen *mscw*-Schnittes mit einer leichten Schnittverhärtung schneller den effektiven Wahrscheinlichkeitsbereich eines Periodizitätstests verlässt, als eine entsprechende Schnittlockerung (vgl. Abbildung 6.8). Ist also im Zweifelsfall die Wahl zwischen zwei *mscw*-Schnitten nicht eindeutig, so ist der weichere Schnitt vorzuziehen.

Wie schon zu Beginn dieses Unterkapitels erwähnt, ist eine Optimierung an den Daten selbst nicht möglich, da weder die Signalform, noch die Anzahl der γ -Photonen im untersuchten Datensatz bekannt sind. Aus den obigen Betrachtungen lassen sich die optimalen Schnitte jedoch recht gut auf einen sinnvollen Bereich einschränken. Für die folgenden Periodizitätsanalysen wurden daher die Schnitte auf $mscw < 1.15$ und $\Delta\theta^2 < 0.06 \text{ Grad}^2$ festgelegt.

6.3.3 Analyse-Ergebnisse

Abschätzung der Nachweisschwelle

Analog zur Suche nach einem konstanten Fluss wurden auch bei der Periodizitätsanalyse die Daten nach *Epoche 1* und *Epoche 2* getrennt ausgewertet. Dies hat wegen der stark unterschiedlichen Umfänge der beiden Datensätze vor allem Auswirkungen auf die jeweilige Nachweisschwelle periodischer Emission, die im Folgenden abgeschätzt werden soll.

Die Zufallswahrscheinlichkeit $P(z \geq z_0)$ eines aus einer einzelnen Zeitserie erhaltenen Test-Ergebnisses z_0 muss nach (5.18) mit der Gesamtanzahl u' der unabhängigen Versuche gewichtet werden. Diese setzt sich zusammen aus der Anzahl der abgesuchten, unabhängigen Frequenz-Intervalle N_{IFS} (5.17) im analysierten Frequenzintervall und der insgesamt untersuchten Anzahl an Zeitserien n : $u' = N_{\text{IFS}} \cdot n$. Mit Berücksichtigung eines *Oversampling*-Faktors Ψ ergibt sich nach (5.18) für die Gesamtzufallswahrscheinlichkeit $P_{u'}(z_0)$:

$$P_{u'}(z_0) = \Psi \left[1 - (1 - P(z \geq z_0))^{u'} \right]$$

Aus dieser Gleichung kann durch einige Umformungen eine Abschätzung der Nachweisschwelle getätigt werden. Fordert man eine bestimmte, minimale Gesamtzufallswahrscheinlichkeit $P_{u'}(z_0)$ einer mit dem Testergebnis z_0 gefundenen Periode, so ist bei gegebener Anzahl $u' = N_{\text{IFS}} \cdot n$ an unabhängigen Versuchen die geforderte minimale Einzelsignifikanz $P(z \geq z_0)$ des entsprechenden Testwertes z_0 gegeben zu:

$$P(z \geq z_0) \leq 1 - \left(1 - \frac{P_{u'}(z_0)}{\Psi} \right)^{\frac{1}{u'}} \quad (6.10)$$

Aus den Wahrscheinlichkeitsverteilungen in den Abbildungen 5.7 bis 5.12 lassen sich Aussagen über die entsprechenden minimalen z_0 -Werte der einzelnen Frequenztests machen. Bei bekannten Schnitten $mscw$ und $\Delta\theta^2$ auf den Datensatz lässt sich desweiteren die mit (6.10) berechnete Schwelle für den Rayleigh-Test in der Abbildung 6.8 in entsprechende, signalformabhängige Hypothesen über den Gehalt gepulster γ -Photonen im Datensatz umformulieren.

Bei den Daten der *Epoche 2* wurden deutlich mehr Datensätze untersucht als in den Daten der *Epoche 1* (vgl. Tabelle 6.1), so dass eine einzelne Zeitserie mit signifikanter Periode in dem größeren Datensatz sehr viel stärker an Signifikanz verliert, als dies im entsprechend kleineren Datensatz der Fall wäre. Dies ist ein Effekt, der aus rein statistischen Überlegungen folgt. Auf der anderen Seite muss man sich aber gleichzeitig bewusst sein, dass die folgende Periodizitätssuche in einem großen Datensatz nicht mehr sensitiv auf einige wenige - für sich genommen sehr signifikante - Zeitserien mit enthaltener Periodizität sein kann.

Um es anders zu formulieren: Die maximale Signifikanz einer deutlichen Periode in einer einzelnen Zeitserie ist bei Ereigniszahlen von $N = 15 - 30$ begrenzt; dies wird in den Abbildungen 5.16 und 5.17 deutlich. Gleichzeitig nimmt jedoch die Gesamtsignifikanz mit steigender Anzahl untersuchter Frequenzen u' kontinuierlich ab, so daß einzelne, sogar nahezu rauschfreie Periodizitäten von der Signifikanz her ab einem bestimmten u' zwangsläufig die geforderte Nachweisschwelle unterschreiten.

Entsprechende, von der Größe des Datensatzes abhängende Abschätzungen der Nachweisschwelle für einzelne Zeitserien mit enthaltener Periode werden im folgenden Abschnitt der Auswertung durchgeführt. Um von einem Anzeichen für das Auffinden einer Periode in einer Zeitserie zu sprechen, soll hierbei von einer minimalen Gesamtzufallswahrscheinlichkeit bezogen auf den Gesamtdatensatz von $P_{u'}(z_0) \leq 0.05$ ausgegangen werden.

Diese einfache Nachweisschwellen-Abschätzung verliert natürlich bei mehreren signifikanten Perioden im gesamten Datensatz ihre Gültigkeit, da in diesem Fall bei steigender Anzahl an periodischen Zeitserien die Einzelsignifikanzen entsprechend abnehmen können.

Auswertung der Daten der *Epoche 1*

Der Datensatz: Alle Daten der *Epoche 1* wurden mit einer Datennahmezyklus-Dauer von 20 Minuten aufgezeichnet, so dass dies zunächst als Dauer aller im folgenden analysierten Zeitserien gewählt wurde. Dies ist auch im Rahmen möglicher Her-X-1-Ausbrüche eine sinnvolle Zeitserien-Länge (vgl. Anhang A.1).

Die Daten der Beobachtungsperiode 88 (2.3 Stunden) wurden wegen fehlender Drift-Information der Rubidium-Uhr - und damit keiner Möglichkeit eines Uhren-Konsistenz-Tests - verworfen. Die Daten der Periode 100 wurden allesamt nach den Wetter-Schnitten ausgemustert, so dass nur 28 Zeitserien der Dauer von je 20 Minuten - zusammen etwa 9 Stunden - aus den *Epoche-1*-Daten der Perioden 96, 97 und 98 extrahiert wurden.

Die Grundanalyse: Die Frequenzanalyse jeder Zeitserie wurde - wie in Unterkapitel 5.3 begründet - sowohl mit dem Rayleigh- als auch mit dem Protheroe-Test durchgeführt, um sowohl für breite als auch schmale Signalformen sensitiv zu sein.

Für die Analyse der - gerade in den Daten der *Epoche 2* - großen Anzahl an Zeitserien wurde die Suche nach Periodizitäten automatisiert: Mit einem hierfür erstellten Programm *analyse* wurde jede Zeitserie eingelesen, mit den entsprechenden Periodizitätstests (Rayleigh und Protheroe) im vorgegebenen Frequenzbereich $\nu_1 \dots \nu_2$ analysiert, die gefundene Frequenz $\nu_0 \in [\nu_1; \nu_2]$ des maximalen Test-Ergebnisses $z_0(\nu_0)$ mit zugehöriger Zufallswahrscheinlichkeit $P(z \geq z_0)$ zurückgegeben und zusammen mit der der aus allen analysierten Zeitserien erhaltenen Verteilung der z -Werte abgespeichert. Die Frequenzspektren von auffälligen Zeitserien wurden im Anschluss intensiver untersucht.

Jede Zeitserie wurde - begründet durch die zahlreichen, im Anhang A.1 aufgeführten Beobachtungsergebnisse der Vergangenheit - in einem Frequenzintervall von $\nu_1 \dots \nu_2 = 0.804 \dots 0.812$ Hz auf Periodizität untersucht; dies entspricht einer möglichen Periode von $1.2315 \dots 1.2438$ s.

Die Pulsarperiode im Röntgenbereich lag für den Zeitraum der HEGRA-Messungen im Bereich

von $P_p \approx 1.23777\text{ s}$ und war wegen des ALS 1999/00 starken Schwankungen unterworfen, die jedoch klein sind im Vergleich zum abgesuchten Periodizitätsintervall von $1.2315 \dots 1.2438\text{ s}$ (vgl. Abbildung 3.4).

Nimmt man die Pulsarfrequenz $\nu_p = P_p^{-1} \approx 0.80790\text{ Hz}$ des Röntgenbereichs als Emissionsfrequenz auch im hochenergetischen Energiebereich an, so können durch das in den Analysen abgesuchte Frequenzintervall $\nu_1 \dots \nu_2$ mögliche Dopplergeschwindigkeiten des emittierenden Objektes - welches nicht zwangsläufig direkt mit dem Pulsar assoziiert sein muss - von bis zu $\pm 1400\text{ km/s}$ nachgewiesen werden. Aber auch durch alternative Erklärungen vorhergesagte, mögliche Frequenzverschiebungen (vgl. Abschnitt 3.3.5) liegen mit großer Wahrscheinlichkeit im abgesuchten Frequenzintervall.

Eine Vergrößerung des Frequenzintervalls führt zwangsläufig zur Abschwächung der Signifikanz einer möglichen Periode: Die Anzahl der unabhängigen Frequenzintervalle (IFS) für den gewählten Frequenzbereich von $\nu_1 \dots \nu_2 = 0.804 \dots 0.812\text{ Hz}$ beträgt nach (5.17) bei einer Messdauer der Dauer von $T = 20\text{ Minuten}$ $u = (\nu_2 - \nu_1) \cdot T = 9.6\text{ IFS}$ pro Zeitserie. Jede Zeitserie wurde jedoch mit 200 Frequenzschritten aus dem obigen Frequenzintervall auf Periodizitäten untersucht, was 20.8 Frequenzschritten pro IFS entspricht. Der sich hieraus ergebende Effekt des *Oversampling* wird mit einem entsprechenden Faktor Ψ bei der Berechnung der Gesamtzufallswahrscheinlichkeit mit (5.18) berücksichtigt.

Nach (5.19) ist der testabhängige *Oversampling*-Faktor keine Konstante, sondern hängt von der Frequenzschrittweite $\Delta\nu$, der Gesamtanzahl u abgesuchter unabhängiger Frequenzintervalle und dem Testergebnis z_0 ab, nähert sich aber - je nach Test - einem festen Wert.

Um Die Abschätzungen der Gesamt-Zufallswahrscheinlichkeit nicht zu sehr zu verkomplizieren, ist es in der Periodizitätsanalyse der TeV- γ -Astronomie üblich, von vornherein den Grenz- oder zumindest einen hohen, pessimistischen Wert des *Oversampling*-Faktors Ψ anzusetzen. Dies hat eine systematische Überschätzung der errechneten Zufallswahrscheinlichkeiten für Testergebnisse mit nicht sehr signifikanten z_0 -Werten um maximal den Faktors Ψ zur Folge. Für entsprechende Fälle kann die mit (5.18) berechnete Gesamtzufallswahrscheinlichkeit daher auch Werte größer 1.0 annehmen, was natürlich keinen Sinn ergibt. Sollte dies in der folgenden Analyse vorkommen, so wird die Zufallswahrscheinlichkeit identisch 1 gesetzt. Die in der Analyse verwendeten *Oversampling*-Faktoren sind $\Psi_r = 3$ für den Rayleigh-Test [De Jager et al. (1989)] und $\Psi_p = 10$ für den Protheroe-Test [Prah (1999)].

Nachweisschwelle: Die Abschätzung der Nachweisschwelle der Frequenzanalyse für eine einzelne, signifikante Zeitserie in den Daten der *Epoche 1* ergibt sich mit $u' = N_{\text{IFS}} \cdot n = 9.6 \cdot 28 = 268.8$, $\Psi_r = 3$ für den Rayleigh-Test, der geforderten, minimalen Gesamtzufallswahrscheinlichkeit von $P_{u'}(z_0) \leq 0.05$ und (6.10) zu $P(z \geq z_0) \leq 6.25 \cdot 10^{-5}$. Derartige Zufallswahrscheinlichkeiten liefert der Rayleigh-Test für $N = 20$ ($N = 50$) Ereigniszeiten in der entsprechenden Zeitserie nach Abbildung 5.8 bei Rayleigh-Werten von $z_0 \approx 9$ ($z_0 \approx 10$).

Aus Abbildung 6.8 geht hervor, dass bei breiter Signalform (linke Seite in der Abbildung) und der zuvor berechneten Nachweisschwelle des Rayleigh-Tests die Anzahl N_γ der gepulsten γ -Ereignisse in 20-Minuten deutlich höher sein muss als 50, was sehr unrealistisch ist. Im gesamten Datensatz der *Epoche 1* ist somit ein einzelner Ausbruch gepulster Strahlung mit breiter Signalform in der Regel nicht mehr nachweisbar. Bei einer sehr schmalen Pulsform (rechte Seite in Abbildung 6.8) liegt die Schwelle hingegen im Bereich von 30-35 gepulsten γ -Ereignissen im Gesichtsfeld der Teleskope innerhalb eines 20-minütigen Datensatzes. Die Anzahl der gepulsten γ -Ereignisse in der analysierten Zeitserie ist nach den Schnitten nochmals niedriger (vgl. die Tabellen 6.7 und 6.7). Ein solcher Ausbruch müsste jedoch allein wegen der hohen Signifikanz des entsprechenden Ereignisüberschusses auffallen.

Für den Protheroe-Test ergibt sich für die Nachweisschwelle wegen $\Psi_r = 10$ ein geringerer Wert von $P(z \geq z_0) \leq 1.86 \cdot 10^{-5}$. Mit Abbildung 5.12 lässt sich dies für die Ereignisanzahlen von $N = 20$ ($N = 50$) in einen minimalen Protheroe-Wert von $z_0 \approx 6.6$ ($z_0 \approx 8$) übersetzen.

Es sei nochmals betont, dass diese Abschätzung der Nachweisschwelle nur für das Auffinden einer einzigen, signifikanten Zeitserie im gesamten Datensatz gültig ist.

Verteilung der Test-Werte: Zunächst wurde die Verteilungen der z -Werte gemäß der in Unterkapitel 5.2, Abbildung 5.6 erläuterten Methode untersucht. Die Verteilungen für beide Tests sind jeweils für die Signal- wie auch die Untergrundregion in Abbildung 6.9 dargestellt. Im Gegensatz

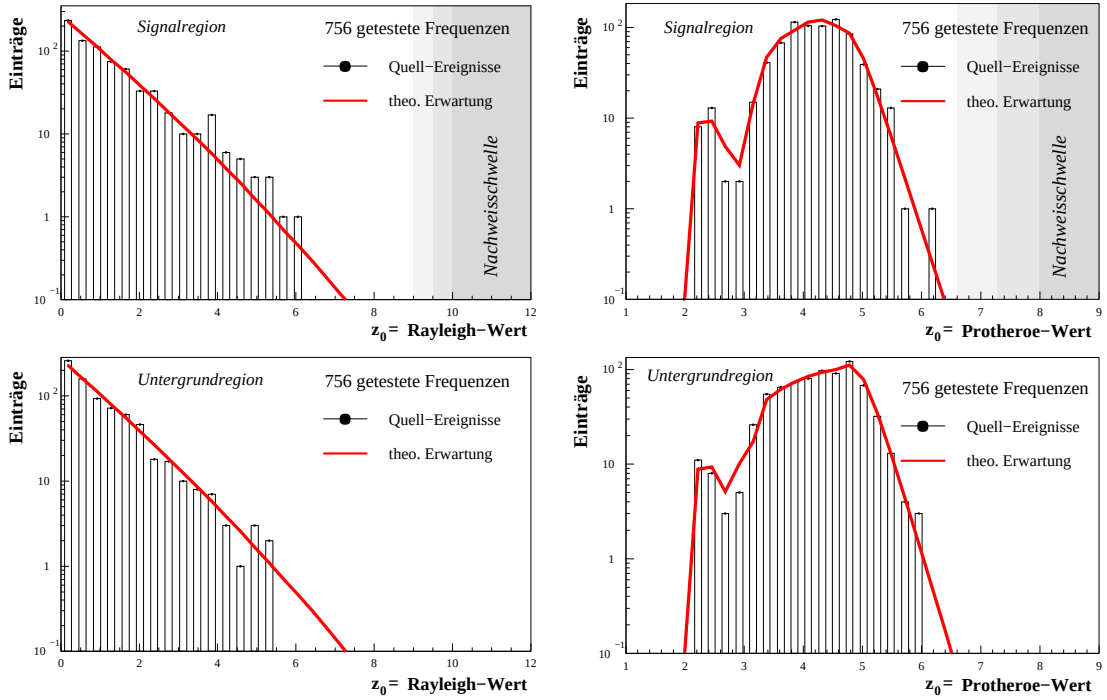


Abbildung 6.9: *Links:* Die Verteilung der Rayleigh-Werte der 28 Zeitserien aus *Epoche 1* für die Signalregion (oben) und für die zeitgleich bestimmte Untergrundregion (unten). Die durchgezogene Linie entspricht der aus den Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Periodizitätstests $f_N(z) dz$ erhaltenen Erwartung für Zufallszeitserien. Grau schraffiert dargestellt ist die im Text abgeschätzte Nachweisschwelle für Einzelausbrüche gepulster Strahlung, die wegen ihrer Abhängigkeit von der Anzahl N der Ereigniszeiten in der jeweiligen Zeitserie in dieser Verteilung keine scharfe Grenze darstellt und wegen des hierin voll berücksichtigten *Oversampling*-Effekts als etwas zu hoch anzusehen ist. *Rechts:* Die Verteilung der Protheroe-Werte der gleichen Zeitserien.

zur im Anschluss folgenden, individuellen Untersuchung der einzelnen Zeitserien wurden hier nur ≈ 3 Frequenzschritte pro IFS abgesucht (je 27 Frequenzschritte im abgesuchten Frequenzintervall von $\nu_1 \dots \nu_2 = 0.804 \dots 0.812$ Hz), damit sich einzelne Fluktuationen in einem IFS nicht durch zu viele Einträge in der Verteilung der z -Werte bemerkbar machen. Aus den insgesamt 28 untersuchten Zeitserien ergaben sich somit $27 \cdot 28 = 756$ z -Werte in jeder Verteilung.

Die erwartete Verteilung (durchgezogene Linie in Abbildung 5.6) ergibt sich hierbei durch die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen bei Zufallszeitserien, die sowohl vom verwendeten Frequenztest als auch von der Anzahl N analysierter Zeiten in einer Zeitserie abhängen (siehe Abbildung 5.8 bzw. 5.12 für die entsprechenden, integrierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen). Da die Ereigniszahl N von Zeitserie zu Zeitserie schwankt, wurde auch die erwartete Verteilung durch entsprechende Linearkombination der einzelnen Wahrscheinlichkeitsverteilungen $f_N(z) dz$ erhalten. Hierdurch ist die teilweise willkürlich anmutende Form der Verteilung - insbesondere beim Protheroe-Test - zu erklären.

Die zuvor berechneten Nachweisschwellen für eine signifikante Periodizität in einer einzelnen Zeitserie sind in Abbildung 6.9 durch schraffierte Bereiche angedeutet, die wegen ihrer Abhängigkeit von den Anzahlen $N_{\{1 \dots 28\}}$ der Ereigniszeiten in den jeweiligen, in eine Verteilung eingehenden 28 Zeitserien keine scharfe Grenze darstellt. Zu beachten ist hierbei, dass die berechnete Nachweisschwelle den Effekt des *Oversamplings* berücksichtigt, der in dieser Verteilung eine sehr kleine Rolle spielt, da nur 3 Frequenzen pro IFS abgesucht wurden. Bei Nichtbeachtung des *Oversampling*-Effekts ($\Psi_r = 1$), was der Frequenzschrittweite von $\Delta\nu = \Delta\nu_{\text{IFS}}$ entspricht, ergäbe sich eine niedrigere Schwelle von $z_0 \approx 7.5$ für $N = 20$ und $z_0 \approx 8$ für $N = 50$ Ereigniszeiten. Die Schwelle in Abbildung 6.9 ist somit als geringfügig zu hoch anzusehen und liegt im Falle des Rayleigh-Tests um etwa $\Delta z_0 \approx 1$ niedriger als angedeutet.

Sowohl die in Abbildung 6.9 dargestellte Verteilungen der z -Werte der Untergrund- als auch der Signalregion sind für beide Tests verträglich mit der Zufallserwartung. In den untersuchten Zeitse-

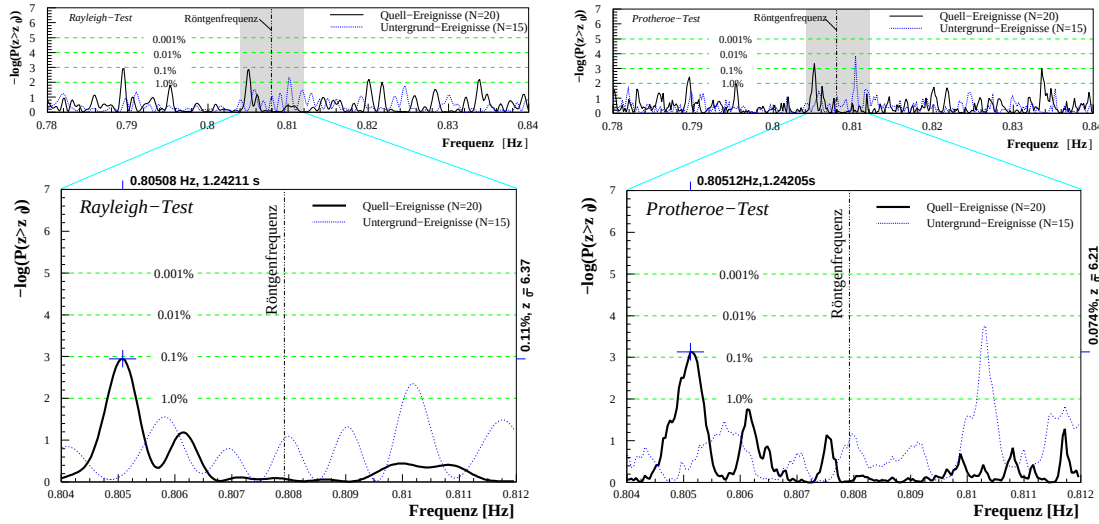


Abbildung 6.10: Die das signifikanteste Ergebnis der *Epoche 1* liefernde Zeitserie aus dem 20-minütigen Datensatz 18754 der Periode 96, der am 10. April 2000, 03:00 UTC (MJD 51644.13) während einer Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} = 0.078\text{--}0.086$ aufgezeichnet wurde. *Links*: Die Darstellung des Wahrscheinlichkeitsspektrums des Rayleigh-Tests im abgesuchten Frequenzbereich (unten) für die Signalregion (durchgezogene Linie) und die zeitgleich gemessene Untergrundregion (gepunktete Linie). Die vertikale Linie deutet die Pulsarfrequenz im Röntgenbereich an. Oben dargestellt ist ein größerer Frequenzbereich. *Rechts*: Das mit dem Protheroe-Test erhaltene Wahrscheinlichkeitsspektrum der gleichen Zeitserie.

rien der *Epoche 1* sind also weder einzelne, sehr signifikante Datensätze mit Periodizität, noch eine durchgehend schwache, eindeutige Periode vorhanden, wobei die Verteilungen der Signal-Region leichte Anzeichen hierfür zeigen (vgl. Abbildung 5.6).

Analyse einzelner 20-Minuten-Zeitserien: Obwohl in den Verteilungen der z -Werte aus Abbildung 6.9 keine Anzeichen auf einen Datensatz mit signifikanter Periodizität gefunden werden konnten, soll der Datensatz, der beim Periodizitätstest die geringste Zufallswahrscheinlichkeit lieferte, kurz vorgestellt werden.

Es handelt sich um die Zeitserie des Datensatzes 18754 aus der Beobachtungsperiode 96 (vgl. Abbildung 6.1). Dieser wurde am 10. April 2000, beginnend um 03:00 UTC (MJD 51644.13) aufgezeichnet. Nach den Schnitten gingen 20 Ereignisse aus der Quellregion und 15 aus einer gleichgroßen Untergrundregion in die Periodizitätsanalyse ein. Diese Zahlen eignen sich jedoch aus folgendem Grund nicht zur Bestimmung eines Ereignisüberschusses aus der Richtung von Her X-1, der für entsprechende Datensätze mit Anzeichen auf Periodizität ebenfalls von Interesse ist. Bei der Bestimmung eines Ereignisüberschusses wird die Differenz zwischen Ereignissen der Quell- und Untergrundregion gebildet (vgl. Unterkapitel 6.1). Die Untergrundregion ist dabei in der Regel deutlich größer als die Signalregion, so dass eine entsprechende gemittelte, auf die Größe der Signalregion skalierte Untergrundrate gebildet wird. Die hier erhaltenen 15 Untergrundereignisse kommen jedoch von vornherein aus einem im Vergleich zur Signalregion gleichgroßen Bereich und sind damit bei kurzer Beobachtungsdauer starken statistischen Schwankungen unterworfen. Die Untergrundregion wurde bei der Periodizitätsanalyse gleichgroß der Signalregion gewählt, da die Untergrund-Ereignisse im Fall der Periodizitätsanalyse nicht für die Bestimmung eines Ereignisüberschusses herangezogen werden, sondern dem Ausschluss möglicher systematischer Effekte bei der Messung dienen, die eine Periodizität in den Daten vortäuschen können. Die Periodizitätsanalyse in den Daten aus der Untergrundregion sollte stets verträglich mit der Zufallserwartung sein.

Der mit der in Unterkapitel 6.1 beschriebenen Methode (mit einer größeren Untergrundregion) bestimmte Ereignisüberschuss des Datensatzes 18754 ergibt sich zu 1.2 Überschussereignissen bei 5 Ereignissen in der Quellregion, die bei der Suche nach einem konstantem Fluss auf $\Delta\theta^2 \leq 0.02 \text{ Grad}^2$ beschränkt ist. Dies entspricht einer Signifikanz von 0.53σ , die jedoch bei derartig kleinen Ereigniszahlen als nicht sehr aussagekräftig angesehen werden muss.

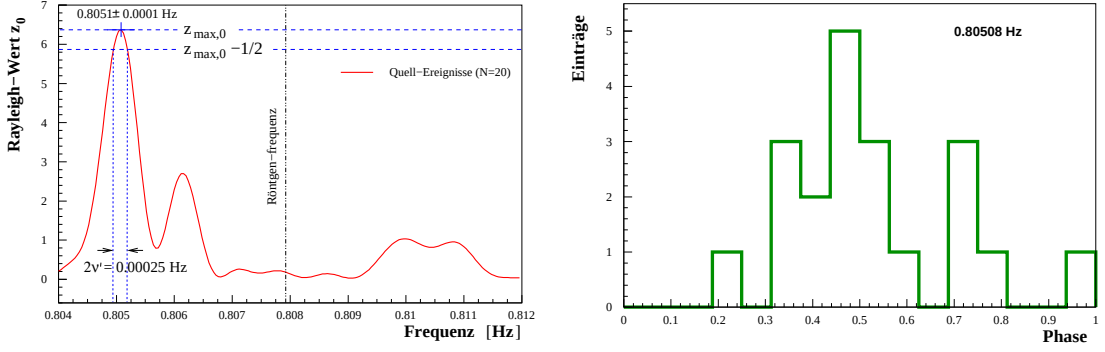


Abbildung 6.11: *Links:* Bestimmung des Fehlers an der mit dem Rayleigh-Test ermittelten Frequenz nach (5.28) im Frequenzspektrum der Zeitserie 18754. *Rechts:* Das aus der Rückfaltung der Zeitserie 18754 mit der Frequenz minimaler Zufallswahrscheinlichkeit des Rayleigh-Tests (vgl. Abbildung 6.10) erhaltene Phasogramm. Der Phasen-Nullpunkt wurde willkürlich gewählt.

Interessant ist die Messung der Periodizität in der Zeitserie 18754 daher, da sie mit einer Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} = 0.078 - 0.086$ während des Austritts des Pulsars Her X-1 aus der Verdeckung durch den Begleitstern Hz Her stattgefunden hat.

Die Ergebnisse der Frequenzanalyse dieses Datensatzes mit dem Rayleigh- und dem Protheroe-Test sind in Abbildung 6.10 sowohl für die Signal- (durchgezogene Linie) als auch die Untergrundregion (gepunktete Linie) dargestellt. Schon an der Form des Spektrums wird deutlich, dass es sich beim gefundenen Ergebnis nicht um eine signifikante Periode handeln kann. Beim Protheroe-Test ist im abgesuchten Frequenzbereich sogar eine Frequenz aus der Untergrundzeitserie deutlicher als das Maximum der Signalregion. Jedoch auch diese stellt sich - wie zu erwarten ist - als nicht signifikant heraus.

Der Rayleigh-Test liefert bei einem Frequenzwert von $\nu_{18754,r} = (0.80508 \pm 0.00012)$ Hz ($P_{18754,r} = (1.24211 \pm 0.00019)$ s) das maximale Testergebnis von $z_0 = 6.37$. Die Zufallswahrscheinlichkeit eines solchen Ergebnisses bei einer abgesuchten Frequenz ist $P(z > z_0) = 1.1 \cdot 10^{-3}$. Der Fehler an der Frequenz wurde hierbei mit Hilfe von (5.28) abgeschätzt, was in Abbildung 6.11, links verdeutlicht wird. Auf der rechten Seite der Abbildung 6.11 ist das durch Rückfaltung der Zeitserie mit der im Rayleigh-Test gefundenen Frequenz von 0.80508 Hz erhaltene Phasogramm des Datensatzes 18754 dargestellt.

Der Protheroe-Test liefert bei $\nu_{18754,p} = (0.80512 \pm 0.00012)$ Hz ($P_{18754,p} = (1.24205 \pm 0.00019)$ s) ein Test-Ergebnis von $z_0 = 6.21$, was einer Zufallswahrscheinlichkeit von $P(z > z_0) = 7.4 \cdot 10^{-4}$ entspricht. Es sei daran erinnert, dass die Test-Werte der beiden Tests nicht - wie hier aufgrund der zufälligen Ähnlichkeit zwischen Rayleigh- und Protheroe-Test vermutbar - direkt miteinander verglichen werden können, entscheidend ist die aus den Wahrscheinlichkeitsverteilungen ermittelte Zufallswahrscheinlichkeit des Testergebnisses.

Da beim Protheroe-Test keine einfache Abschätzung für den Fehler an der ermittelten Frequenz existiert, wurde hierfür und im Folgenden der entsprechende Fehler des Rayleigh-Test-Ergebnisses verwendet.

Die berechneten Gesamtzufallswahrscheinlichkeiten der in der Zeitserie des Datensatzes 18754 gefundenen Periode ergeben sich unter Berücksichtigung der $N_{\text{IFS}} = 9.6$ unabhängigen Frequenzintervalle im jeweils abgesuchten Frequenzbereich, der insgesamt 28 untersuchten Zeitserien der *Epoche 1* und einem *Oversampling*-Faktor von $\Psi_r = 3$ für den Rayleigh- bzw. $\Psi_p = 10$ für den Protheroe-Test nach (5.18) zu:

$$P_{18754,r}(z > 6.37) = \Psi_r [1 - (1 - 1.1 \cdot 10^{-3})^{269}] = 0.769$$

$$P_{18754,p}(z > 6.21) = \Psi_p [1 - (1 - 7.4 \cdot 10^{-4})^{269}] = 1.0$$

Die Ergebnisse sind verträglich mit der Erwartung einer zufallsverteilten Zeitserie. Aus diesem Grund verliert auch der zunächst interessant erscheinende Zeitpunkt der Messung während der Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} = 0.078 - 0.086$ an Bedeutung. Auch der zeitlich vorhergehende bzw. anschließende Datensatz zeigte keine Auffälligkeiten bei der Frequenzanalyse.

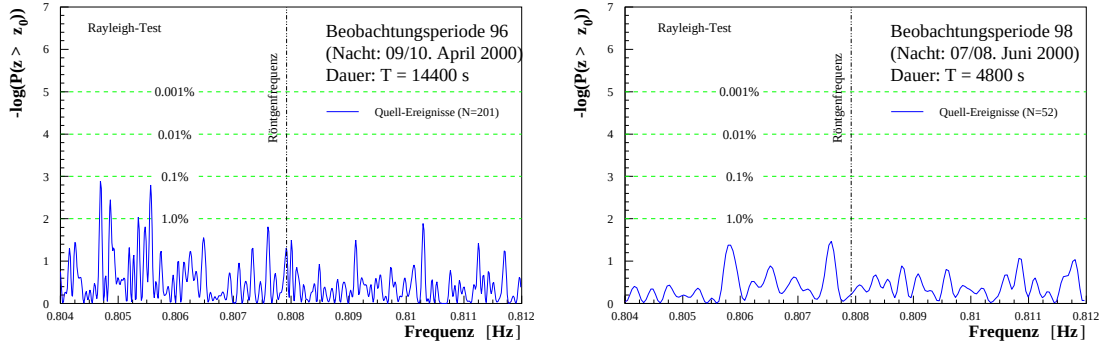


Abbildung 6.12: Die auszugsweise Darstellung der Ergebnisse der Periodizitätsanalysen in nächteweisen Zeitserien aus den *Epoche-1*-Daten (kombiniert aus jeweils mehreren Einzelzeitserien). *Links*: Das Wahrscheinlichkeitsspektrum der Daten aus der Nacht vom 09/10. April 2000, Beobachtungsperiode 96. Die Dauer der Zeitserie beträgt $T = 14400$ s und führt damit zu einer Frequenzauflösung von $\Delta\nu_{\text{IFS}} = T^{-1} = 6.9 \cdot 10^{-5}$ Hz. *Rechts*: Die Ergebnisse der Daten aus der Nacht vom 07/08. Juni 2000, Beobachtungsperiode 98, mit einer Messdauer von $T = 4800$ s und damit einer Frequenzauflösung von $\Delta\nu_{\text{IFS}} = 2.1 \cdot 10^{-4}$ Hz.

Analyse nächteweiser Zeitserien: Zusätzlich zur Analyse der 20-minütigen Zeitserien wurden auch die nächteweisen Zeitserien der einzelnen Beobachtungsperioden einer Periodizitätsanalyse unterzogen. Diese ergaben sich durch Aneinandersetzen der entsprechenden, zuvor extrahierten 20-minütigen Zeitserien, wobei hierbei zwangsläufig Lücken der Dauer im Bereich von 1 – 2 Minuten entstanden; deren Einfluss ist nach den Betrachtungen aus dem Abschnitt 5.1.2 nicht allzugroß, kann aber beim Auffinden einer möglichen Periodizität nicht vollständig vernachlässigt werden. Ein weiterer, systematischer Effekt bei der Analyse langer Zeitserien ist in der nicht mehr als konstant anzusehenden, zenitwinkelabhängigen Zählrate zu sehen, deren Einfluss nur vom hier nicht verwendeten Gap-Periodogramm (siehe Abschnitt 5.2.3) berücksichtigt wird, so dass möglicherweise gefundene Periodizitäten auch in Bezug hierauf hinterfragt werden müssen.

Die Dauer der nächteweisen Zeitserien variiert zwischen 40 Minuten und einigen Stunden. Der Vorteil einer entsprechend langen Zeitserie liegt in der erhöhten Frequenzauflösung und in der wegen der größeren Ereignisanzahl N höheren Sensitivität gegenüber schwach vorhandener Periodizität, sofern diese die gesamte Nacht vorhanden ist. Eine schwache Periodizität würde beim Auftreten in nur einem im Vergleich zum Gesamtdatensatz prozentual geringen Anteil an Nächten auch in den Verteilungen der z -Werte (vgl. Abbildung 6.9) nicht deutlich heraustreten.

Die nächteweisen Zeitserien können – je nach ihrer Dauer T – bis zu mehrere hundert Ereignisse enthalten. Die *Monte-Carlo*-Simulationen zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsverteilungen der einzelnen Frequenztests wurde aus Gründen der Rechenzeit in der Regel jedoch nur bis $N = 50$ Ereigniszeiten durchgeführt (vgl. Unterkapitel 5.2). Aus diesem Grunde wurden die nächteweisen Zeitserien nur mit dem Rayleigh-Test analysiert, dessen Wahrscheinlichkeitsverteilung analytisch beschreibbar ist (vgl. Abschnitt 5.2.2).

Die Frequenzanalyse in den nächteweisen Zeitserien der Daten der *Epoche 1* ergab ebenfalls kein Auftreten statistisch signifikanter Periodizitäten. Auszugsweise sind die Ergebnisse der Nacht vom 09/10. April 2000 (Beobachtungsperiode 96) sowie der Nacht vom 07/08. Juni 2000 (Beobachtungsperiode 98) in Abbildung 6.12 dargestellt.

Fazit: Aus den während des ALS 1999/00 genommenen Daten der *Epoche 1* kamen 9 Stunden an Daten guter Qualität für die Extraktion von Zeitserien in Frage. Die Verteilung der aus der Analyse aller 20-minütigen Zeitserien erhaltenen z -Werte steht in Einklang mit der Zufallserwartung, zeigt jedoch leichte Anzeichen auf eine schwach vorhandene Periodizität in den Zeitserien des Signalbereichs. Diese sind jedoch nicht signifikant.

Keine der insgesamt 28 Zeitserien von je einer Dauer von 20 Minuten zeigte ein signifikantes Anzeichen auf enthaltene Periodizität. Auch die Analyse der nächteweisen Zeitserien steht in Einklang mit der Erwartung von zufallsverteilten Zeitserien.

Auswertung der Daten der *Epoche 2*

Der Datensatz: Die Dauer der Datennahmezyklen der *Epoche 2* wurden bei der Messung - je nach eingeplantem Beobachtungsfenster - auf bis zu 60 Minuten erweitert. Um eine zu den Daten der *Epoche 1* äquivalente Analyse durchzuführen wurden aus den teilweise längeren Datensegmenten der *Epoche 2* zunächst wieder 20-minütige Zeitserien extrahiert. In Einzelfällen, in denen keine ganzzahlige Aufteilung der Datennahmezyklen in 20-minütige Teilsegmente möglich war, wurden auch Zeitserien mit geringfügig längerer Dauer extrahiert. Vom Vorteil der zusammenhängenden, längeren Zeitserien wird bei Anzeichen auf Periodizität in entsprechenden Teilsegmenten Gebrauch gemacht.

Etwa 2 Stunden der Daten der Beobachtungsperiode 111 wurden - wie schon zu Beginn dieses Kapitels erwähnt - wegen sehr vieler Lücken im Datenstrom verworfen. Der in die Periodizitätsanalyse eingehende Gesamtdatensatz aus der *Epoche 2* umfasst damit 171 Zeitserien der Dauer von je 20 Minuten und damit zusammen etwa 57 Stunden.

Die Grundanalyse: Die Frequenz-Suche wurde analog zu den Daten der *Epoche 1* in einem Frequenzintervall von $\nu_1 \dots \nu_2 = 0.804 \dots 0.812$ Hz durchgeführt, was bei 20-minütigen Datensätzen wieder einer Anzahl von $N_{\text{IFS}} = 9.6$ IFS entspricht. Jede Zeitserie wurde mit 20.8 Frequenzschritten pro IFS, also insgesamt mit 200 Frequenzschritten im obigen Frequenzintervall auf Periodizitäten untersucht. Der Effekt des *Oversampling* wurde analog zur Auswertung der Daten der *Epoche 1* mit einem *Oversampling*-Faktor von $\Psi_r = 3$ für den Rayleigh- und $\Psi_p = 10$ für den Protheroe-Test berücksichtigt.

Nachweisschwelle: Der in die Periodizitätssuche eingehende Datensatz der *Epoche 2* umfasst $n = 171$ Zeitserien, so dass insgesamt $u' = N_{\text{IFS}} \cdot n = 9.6 \cdot 171 = 1641.6$ unabhängige Frequenzintervalle abgesucht wurden. Mit einem *Oversampling*-Faktor von $\Psi_r = 3$, der geforderten minimalen Gesamtzufallswahrscheinlichkeit von $P_{u'}(z_0) \leq 0.05$ und (6.10) ergibt sich die Nachweisschwelle einer einzeln auftretenden Periodizität in einer Zeitserie für den Rayleigh-Test zu $P(z \geq z_0) \leq 1.0 \cdot 10^{-5}$. Nach Abbildung 5.8 liefert der Rayleigh-Test derartige Zufallswahrscheinlichkeiten für $N = 20$ ($N = 50$) Ereigniszeiten bei Rayleigh-Werten von $z_0 \approx 10$ ($z_0 \approx 11$).

Aus der Abbildung 6.8 ist ersichtlich, dass es bei breiter Signalform für jede realistische Hypothese über die Anzahl der γ -Photonen in einem 20-minütigen Datensatz nicht mehr möglich ist, in den 171 Zeitserien der Daten der *Epoche 2* eine Periodizität in einer einzelnen Zeitserie signifikant ausfindig zu machen. Auch bei schmalen Signalformen wird es erst ab etwa 35 – 40 γ -Photonen im ungeschnittenen Datensatz in einem 20-minütigen Ausbruch möglich, eine signifikante Periode zu erkennen, was noch immer eine recht unrealistische Annahme darstellt.

Allgemein ist es somit im *Epoche-2*-Datensatz wegen der insgesamt 171 analysierten Zeitserien nahezu unmöglich, einen nur einzeln auftretenden Ausbruch gepulster γ -Photonen signifikant nachzuweisen.

Für den Protheroe-Test ergibt sich wegen $\Psi_r = 10$ eine entsprechend niedrigere Grenze der Zufallswahrscheinlichkeit zum Nachweis einer einzeln auftretenden Periodizität von $P(z \geq z_0) \leq 3.1 \cdot 10^{-6}$. Mit Abbildung 5.12 ergibt sich für die gleichen Ereignisanzahlen $N = 20$ ($N = 50$) ein entsprechender, minimaler Protheroe-Wert von $z_0 \approx 7.4$ ($z_0 \approx 8.4$).

Verteilung der Test-Werte: Die Verteilungen der z -Werte für den Rayleigh- und den Protheroe-Test sind jeweils für die Signal- und Untergrundregion in Abbildung 6.13 dargestellt. Das Frequenzintervall $\nu_1 \dots \nu_2 = 0.804 \dots 0.812$ Hz wurde hier analog zur Untersuchung der *Epoche-1*-Daten wieder mit nur 27 Frequenzschritten (≈ 3 Frequenzschritte pro IFS) abgesucht. Aus den insgesamt 171 untersuchten Zeitserien ergaben sich somit 4617 z -Werte in jeder Verteilung³. Die zuvor abgeschätzten Nachweisschwellen für das Auftreten einer signifikanten Periodizität in einer einzigen Zeitserie im gesamten Datensatz der *Epoche 2* sind in der Abbildung 6.13 als schraffierte Bereiche angedeutet, welche wegen des geringen *Oversampling*-Effekts bei der Erstellung

³Bei der Erstellung der Verteilung der z -Werte für die Untergrundregion beinhaltete eine der 171 Zeitserien weniger als fünf Ereigniszeiten, so dass diese sinnvollerweise aus der Analyse ausgeschlossen wurde. Daher besteht die Verteilung der Untergrundregion aus nur 4590 z -Werten.

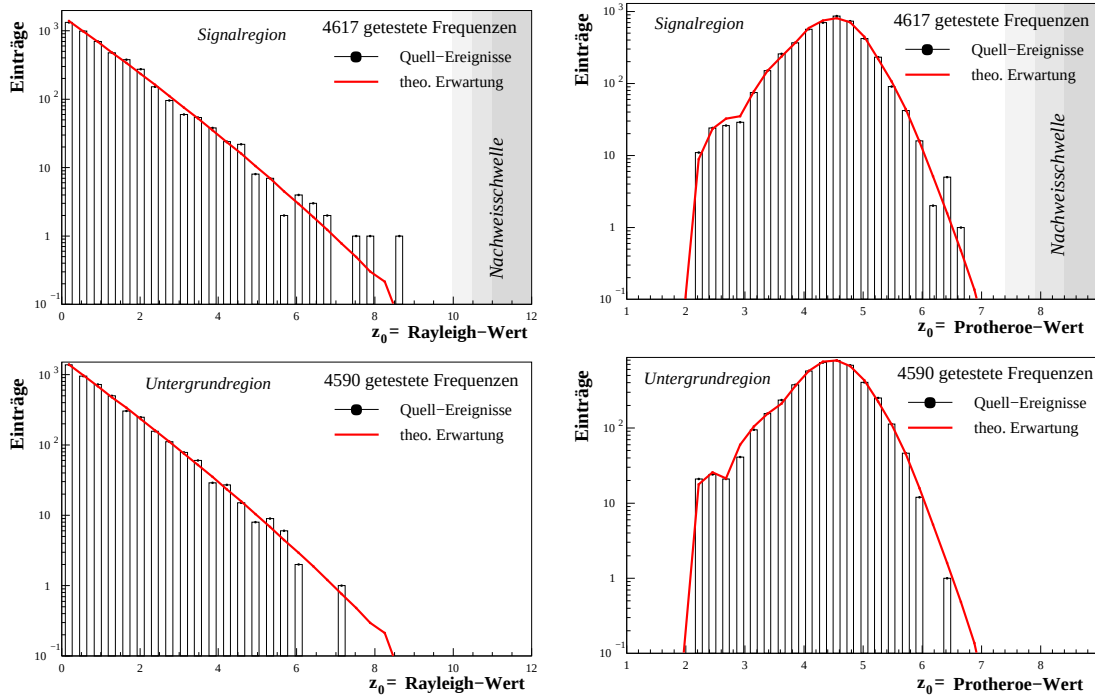


Abbildung 6.13: *Links:* Die Verteilung der Rayleigh-Werte der 171 Zeitserien aus *Epoche 2* für die Signalregion (oben) und für die zeitgleich bestimmte Untergrundregion (unten). Es wurden jeweils 3 Frequenzen pro IFS abgesucht. Die durchgezogene Linie entspricht der aus der Kombination der Wahrscheinlichkeitsverteilungen $f_N(z) dz$ erhaltenen Erwartung. Grau schraffiert dargestellt ist die im Text abgeschätzte Nachweisschwelle für Einzelausbrüche gepulster Strahlung, die wegen ihrer Abhängigkeit von der Anzahl N der Ereigniszeiten in der jeweiligen Zeitserie in dieser Verteilung keine scharfe Grenze darstellt und hier wegen des geringen *Oversampling*-Effekts allgemein als etwas zu hoch anzusehen ist. *Rechts:* Die Verteilung der Protheroe-Werte der gleichen Zeitserien.

der dargestellten Verteilungen mit nur drei Frequenzschritten pro IFS erneut als etwas zu hoch anzusehen sind.

Sowohl die Verteilungen der Untergrund- als auch der Signalregion sind für beide Tests verträglich mit der Zufallserwartung. In den 171 untersuchten 20-Minuten-Zeitserien der *Epoche 2* sind also keine einzelnen Datensätze mit einer über der Nachweisschwelle liegenden Periodizität enthalten. Auch Anzeichen für eine stetige, schwach vorhandene Periodizität in vielen Zeitserien kann nicht erkannt werden. (vgl. Abbildung 5.6). Drei Zeitserien aus Datensätzen der Signalregion fallen dennoch durch hohen Test-Ergebnisse auf, die leicht - aber nicht signifikant - über den Erwartungen liegen. Diese werden im folgenden Abschnitt genauer untersucht.

Analyse einzelner 20-Minuten-Zeitserien: Die Ergebnisse der Periodizitätsanalyse mit jeweils dem Rayleigh- und dem Protheroe-Test der Zeitserien, die die drei niedrigsten Zufallswahrscheinlichkeiten lieferten, sind in den Abbildungen 6.14, 6.15 und 6.16 dargestellt. Die Darstellungen der Orbitalphasen Φ_{orb} über den Phasen Φ_{35} der 35-Tage-Periode der drei entsprechenden Beobachtungen sind als gefüllte Kästchen mit in Abbildung 3.9 eingetragen, wobei zu beachten ist, dass die HEGRA-Beobachtungen der *Epoche 2* gezielt nur während der *Main-On*-Zustände ($\Phi_{35} = 0.0 - 0.31$) der 35-Tage-Periode stattgefunden haben.

Es handelt sich zum einen um den 20-minütigen Datensatz 24594 aus der Beobachtungsperiode 111 der *Epoche 2* (Abbildungen 6.14). Dieser wurde am 09. Juni 2001, beginnend um 22:29 UTC (MJD 52069.94) aufgezeichnet, was einer Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} = 0.531-0.539$ und einer Phase der 35-Tage-Periode von $\Phi_{35} \approx 0.05$ entspricht. Die Zeitserien für die Periodizitätsanalyse enthielten nach Schnitten noch 15 Ereignisse aus der Quell- und 19 Ereignisse aus einer gleichgroßen Untergrundregion. Die Suche nach einem Ereignisüberschuss an γ -Photonen ergibt nach Unterkapitel 6.1 mit 4 Quell- und -1.2 Untergrundereignissen eine Signifikanz von -0.50σ . Für die Bestimmung

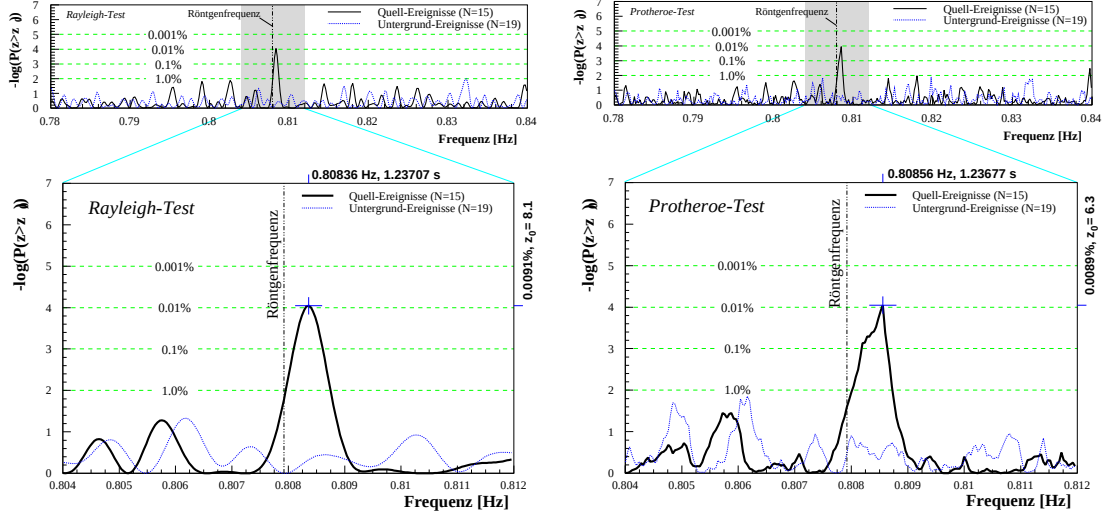


Abbildung 6.14: Ergebnis der Frequenzanalyse der Zeitserie des 20-minütigen Datensatzes 24594 aus der Beobachtungsperiode 111 der *Epoche 2*. Die Messung begann am 09. Juni 2001 um 22:29 UTC (MJD 52069.94) und fand statt während einer Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} = 0.531 - 0.539$. *Links*: Die Darstellung des Wahrscheinlichkeitsspektrums des Rayleigh-Tests für die Signalregion (durchgezogene Linie) und die zeitgleich gemessene Untergrundregion (gepunktete Linie) für einen großen Frequenzbereich (*oben*) und für den in die Analyse eingehenden Frequenzbereich (*unten*). *Rechts*: Das mit dem Protheroe-Test erhaltene Wahrscheinlichkeitsspektrum der gleichen Zeitserie.

des Ereignisüberschusses wurden im Gegensatz zur Periodizitätsanalyse wieder die Schnitte von $m_{\text{scw}} < 1.11$ und $\Delta\theta^2 < 0.02 \text{ Grad}^2$ angewandt.

Das Ergebnis des Rayleigh-Test ist bei einer Frequenz von $\nu_{24594,r} = (0.80836 \pm 0.00013) \text{ Hz}$ ($P_{24594,r} = (1.23707 \pm 0.00020) \text{ s}$) ein Test-Wert von $z_0 = 8.1$. Die entsprechende Zufallswahrscheinlichkeit ist $P(z > z_0) = 9.1 \cdot 10^{-5}$. Das mit der aus dem Rayleigh-Test gefundenen Frequenz erstellte Phasogramm der Zeitserie 24594 ist in Abbildung 6.17 links dargestellt. Der Fehler an der Frequenz wurde mit (5.28) abgeschätzt.

Der Protheroe-Test liefert bei $\nu_{24594,p} = (0.80856 \pm 0.00013) \text{ Hz}$ ($P_{24594,p} = (1.23677 \pm 0.00020) \text{ s}$) ein Test-Ergebnis von $z_0 = 6.3$, was einer Zufallswahrscheinlichkeit von $P(z > z_0) = 8.9 \cdot 10^{-5}$ entspricht. Für den Fehler an der ermittelten Frequenz wurde beim Protheroe-Test ebenfalls der entsprechende, beim Rayleigh-Test ermittelte Fehler verwendet.

Die ermittelte Frequenz beider Tests ist um etwa 0.06 % zu höheren Frequenzen relativ zur Pulsarfrequenz im Röntgenbereich verschoben.

Die Gesamtzufallswahrscheinlichkeiten der mit beiden Tests gefundenen Frequenz berechnen sich unter Berücksichtigung der $N_{\text{IFS}} = 9.6$ unabhängigen Frequenzintervalle, der insgesamt 171 untersuchten Zeitserien der *Epoche 2* und einem *Oversampling*-Faktor von $\Psi_r = 3$ für den Rayleigh- bzw. $\Psi_p = 10$ für den Protheroe-Test nach (5.18) zu:

$$P_{24594,r}(z > 8.1) = \Psi_r [1 - (1 - 9.1 \cdot 10^{-5})^{1641}] = 0.416$$

$$P_{24594,p}(z > 6.3) = \Psi_p [1 - (1 - 8.9 \cdot 10^{-5})^{1641}] = 1.0$$

Bezogen auf alle in der *Epoche 2* analysierten Zeitserien ist das Auftreten eines Test-Wertes von $z_0 = 8.1$ für den Rayleigh- bzw. $z_0 = 6.3$ für den Protheroe-Test also verträglich mit der Zufallserwartung. Der Datennahmezyklus 24594 war der erste in der entsprechenden Nacht. Die Zeitserie des darauffolgenden Datennahmezyklus zeigte keine weiteren Auffälligkeiten im untersuchten Frequenzbereich (vgl. Abbildung 6.18, rechts oben).

Beim zweiten Datensatz handelt es sich um die zweite Hälfte der im Originalzustand 50-minütigen Zeitserie des Datensatzes 24638, die im Folgenden mit 24638#2 bezeichnet wird. Die Ergebnisse des Rayleigh- und Protheroe-Tests sind in Abbildungen 6.15 dargestellt. Dieser Datensatz entstammt ebenfalls der Beobachtungsperiode 111 aus der *Epoche 2* und wurde am 15. Juni 2001, beginnend

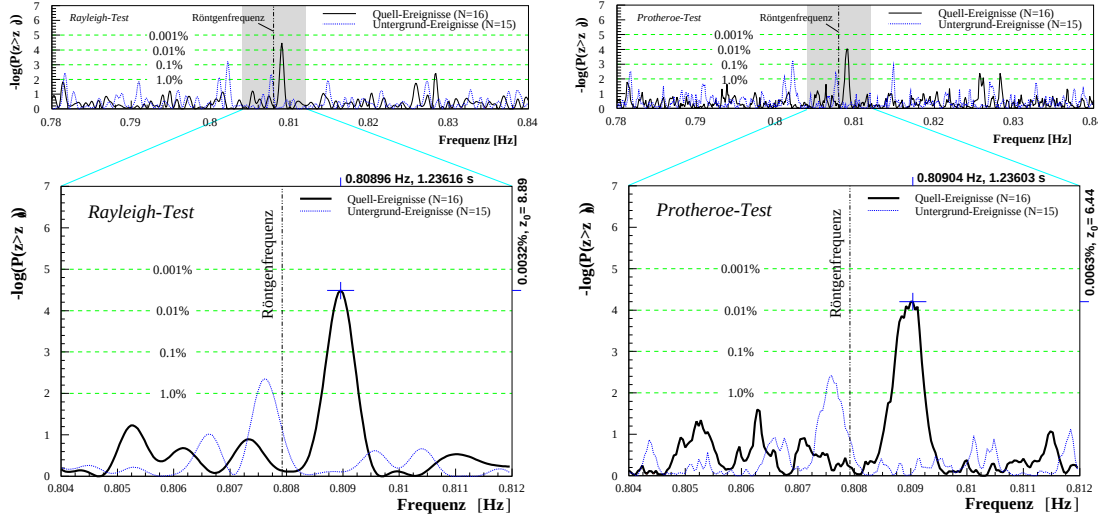


Abbildung 6.15: Die Resultate der Periodizitätssuche im Datensatz 24638#2 der Beobachtungsperiode 111 aus der *Epoche 2*, der am 15. Juni 2001, 01:53 UTC (MJD 52075.08) während einer Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} = 0.561 - 0.571$ gemessen wurde. *Links*: Das Wahrscheinlichkeitsspektrum des Rayleigh-Tests für die Signalregion (durchgezogene Linie) und die zeitgleich gemessene Untergrundregion (gepunktete Linie) in einem großen Frequenzbereich (*oben*) und dem in die Analyse eingehenden Frequenzbereich (*unten*). *Rechts*: Das mit dem Protheroe-Test erhaltene Wahrscheinlichkeitsspektrum der gleichen Zeitserie.

um 01:53 UTC (MJD 52075.08) aufgezeichnet. Das etwa 25-minütige Untersegment 24638#2, welches im Rahmen der Bildung der einheitlichen Zeitserien mit einer Dauer im Bereich von 20 Minuten extrahiert wurde, entspricht hierbei einer Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} = 0.561 - 0.571$. Die Beobachtung fand im Bereich von $\Phi_{35} \approx 0.20$ der 35-Tage-Periode statt. Die Zeitserie der Quellregion enthielt nach Schnitten noch 16 Ereignisse und die Vergleichs-Untergrundregion gleicher Größe noch 15. Die Suche nach einem Ereignisüberschuss im gesamten Datennahmezyklus 24638 ergibt mit 4.4 Überschussereignissen bei 12 Quellereignissen eine Signifikanz von 1.33σ .

Die Ergebnisse des Rayleigh-Tests sind: Eine Frequenz von $\nu_{24638\#2,r} = (0.80896 \pm 0.00009) \text{ Hz}$ ($P_{24638\#2,r} = (1.23616 \pm 0.00013) \text{ s}$) mit einen Test-Wert von $z_0 = 8.89$. Die entsprechende Zufallswahrscheinlichkeit ist $P(z > z_0) = 3.2 \cdot 10^{-5}$. In Abbildung 6.17 (Mitte) ist das mit der im Rayleigh-Test gefundenen Frequenz erhaltene Phasogramm der Zeitserie 24638#2 dargestellt. Die Ergebnisse des Protheroe-Tests sind: Eine Frequenz von $\nu_{24638\#2,p} = (0.80904 \pm 0.00009) \text{ Hz}$ ($P_{24638\#2,p} = (1.23603 \pm 0.00013) \text{ s}$) mit einen Test-Wert von $z_0 = 6.44$. Die entsprechende Zufallswahrscheinlichkeit ist $P(z > z_0) = 6.3 \cdot 10^{-5}$.

Die Frequenzverschiebung relativ zur Röntgenpulsarfrequenz hin zu höheren Frequenzen beträgt in etwa 0.14 %. Unter Einbeziehung aller abgesuchten, unabhängigen Frequenzintervalle und des *Oversampling*-Effekts ergeben sich die Gesamtzufallswahrscheinlichkeiten der beiden Test-Ergebnisse zu:

$$P_{24638\#2,r}(z > 8.89) = \Psi_r [1 - (1 - 3.2 \cdot 10^{-5})^{1641}] = 0.153$$

$$P_{24638\#2,p}(z > 6.44) = \Psi_p [1 - (1 - 6.3 \cdot 10^{-5})^{1641}] = 0.982$$

Auch diese stehen in Übereinstimmung mit der Zufallserwartung, wobei das Ergebnis des Rayleigh-Tests im Bereich der zu Beginn geforderten Nachweisschwelle von $P_u(z_0) \leq 0.05$ liegt. Die Signifikanz des Ereignisüberschusses von 1.3σ entspricht einer Zufallswahrscheinlichkeit von etwa 20 %. Kombiniert man diese gemäß [Dingus et al. (1988)] mit der davon unabhängigen Zufallswahrscheinlichkeit des Rayleigh-Tests, so lässt sich die Gesamtzufallswahrscheinlichkeit dieser Beobachtung zu $P_{\text{ges}} \approx 0.2 \cdot 0.15 = 0.03$ abschätzen.

Die Zeitserie 24638#2 war die letzte der entsprechenden Beobachtungsnacht. In der Zeitserie des vorangegangenen Datennahmezyklus, sowie in der gesamten, nicht aufgeteilten 50-minütigen Zeitserie des Datensatzes 24638 konnten keine weiteren Auffälligkeiten festgestellt werden. Die im Teilseg-

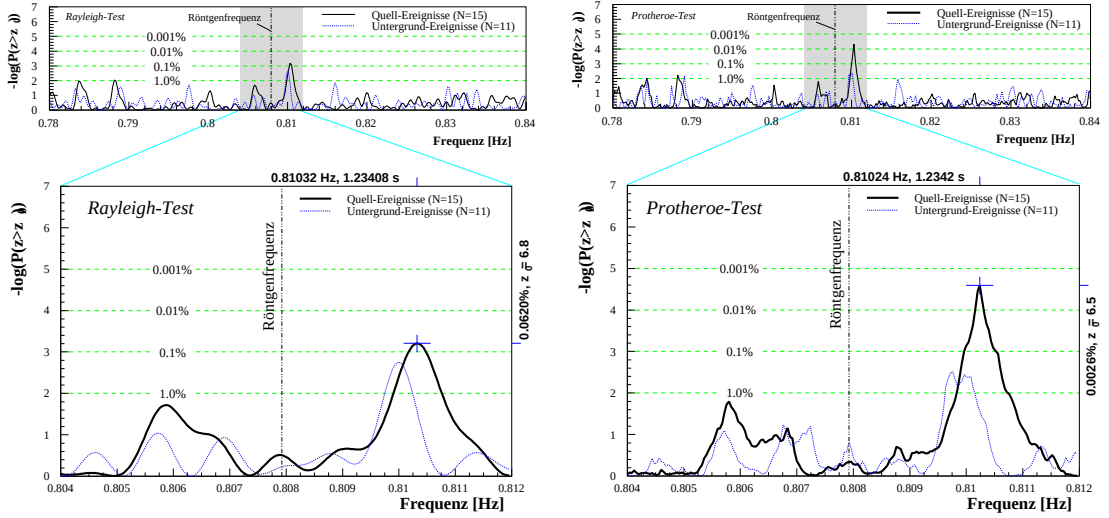


Abbildung 6.16: Die Resultate der Periodizitätssuche im Datensatz 24926 der Beobachtungsperiode 112 aus der *Epoche 2*, der am 18. Juli 2001, 22:13 UTC (MJD 52108.93) während einer Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} = 0.464\text{--}0.472$ gemessen wurde. *Links*: Das Wahrscheinlichkeitsspektrum des Rayleigh-Tests für die Signalregion (durchgezogene Linie) und die zeitgleich gemessene Untergrundregion (gepunktete Linie) in einem großen Frequenzbereich (*oben*) und dem in die Analyse eingehenden Frequenzbereich (*unten*). *Rechts*: Das mit dem Protheroe-Test erhaltene Wahrscheinlichkeitsspektrum der gleichen Zeitserie.

ment 24638#2 gefundene Periodizität schwächte sich in der gesamten 50-Minuten-Zeitreihe deutlich ab.

Bei der letzten der drei signifikantesten Zeitserien handelt es sich um die 20-minütige des Datensatzes 24926 der Beobachtungsperiode 112 aus der *Epoche 2* (siehe Abbildungen 6.16). Dieser wurde am 18. Juli 2001, beginnend um 22:13 UTC (MJD 52108.93) während einer Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} = 0.464\text{--}0.472$ aufgezeichnet. Die Phase der 35-Tage-Periode der Beobachtung lag im Bereich von $\Phi_{35} \approx 0.18$. Aus der Quellregion gingen 15 und aus der Untergrundregion 11 Ereigniszeiten in die Periodizitätsanalyse ein. Der Ereignisüberschuss dieses Datensatzes liefert mit 2 Quell- und 0.2 Überschussereignissen eine Signifikanz von 0.14σ , die jedoch wegen der sehr geringen Statistik als aussagegelos eingestuft werden muss.

Der Rayleigh-Test liefert bei einer Frequenz von $\nu_{24926,r} = (0.81032 \pm 0.00016)$ Hz ($P_{24926,r} = (1.23408 \pm 0.00024)$ s) einen Test-Wert von $z_0 = 6.8$. Die entsprechende Zufallswahrscheinlichkeit ist $P(z > z_0) = 6.2 \cdot 10^{-4}$.

Der Protheroe-Test liefert bei einer Frequenz von $\nu_{24926,p} = (0.81024 \pm 0.00016)$ Hz ($P_{24926,p} = (1.23420 \pm 0.00024)$ s) ein Test-Wert von $z_0 = 6.5$, was einer Zufallswahrscheinlichkeit von $P(z > z_0) = 2.6 \cdot 10^{-5}$ entspricht. Das mit der aus dem Protheroe-Test gefundenen Frequenz erstellte Phasogramm der Zeitserie 24594 ist in Abbildung 6.17, rechts dargestellt. Im Vergleich zu den beiden in den Zeitserien der Datensätze 24594 und 24638#2 gefundenen Periodizitäten ist die Signalform der Zeitserie des Datensatzes 24926 deutlich schmaler. Erwartungsgemäß spricht in diesem Fall auch der Protheroe-Test deutlich signifikanter an als der Rayleigh-Test.

Die ermittelte Frequenz in der Zeitserie des Datensatzes 24926 ist um etwa 0.29 % zu einer höheren Frequenz als der Röntgenpulsarfrequenz verschoben. Die Gesamtzufallswahrscheinlichkeiten der gefundenen Periodizität ergeben sich für beide Test-Ergebnisse zu:

$$P_{24926,r}(z > 6.8) = \Psi_r [1 - (1 - 6.2 \cdot 10^{-4})^{1641}] = 1.0$$

$$P_{24926,p}(z > 6.5) = \Psi_p [1 - (1 - 2.6 \cdot 10^{-5})^{1641}] = 0.418$$

Das Ergebnis ist erneut verträglich mit der Zufallserwartung. Bei der Zeitserie des Datennahmezyklus 24926 handelte es sich wieder um die erste der entsprechenden Beobachtungsnacht. In der darauffolgenden konnten wiederum keine Besonderheiten festgestellt werden.

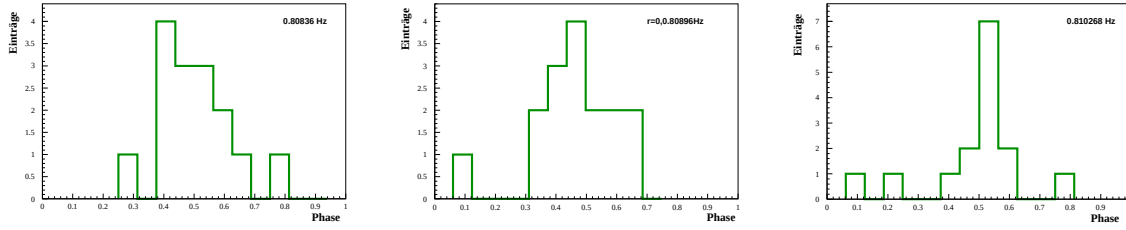


Abbildung 6.17: *Links*: Das Phasogramm der Zeitserie des Datensatzes 24594, zurückgefaltet mit der Frequenz der minimalen Zufallswahrscheinlichkeit des Rayleigh-Tests (vgl. Abbildung 6.14). *Mitte*: Das Phasogramm der Zeitserie 24638#2, zurückgefaltet mit der Frequenz minimaler Zufallswahrscheinlichkeit des Rayleigh-Tests (vgl. Abbildung 6.15). *Rechts*: Das Phasogramm der Zeitserie 24926#2, zurückgefaltet mit der Frequenz minimaler Zufallswahrscheinlichkeit des Protheroe-Tests (vgl. Abbildung 6.16). Die Phasen-Nullpunkt sind jeweils willkürlich gewählt.

Analyse nächteweiser Zeitserien: Zunächst wurden die drei signifikantesten 20-Minuten-Zeitserien aus der vorigen Untersuchung mit benachbarten Zeitserien kombiniert, um zu untersuchen, ob die gefundene Periodizität in einem zeitlich größeren Bereich vorhanden war. Hierbei konnte nur bei der Zeitserie 24638#2 auf einen für diese Zwecke durchgehend aufgezeichneten, längeren Datensatz (50 Minuten) zurückgegriffen werden. In den beiden anderen Fällen wurden die umfassenderen Zeitserien durch Zusammensetzen einzelner Datensätze unter Inkaufnahme von 1 – 2-minütigen zeitlichen Lücken erstellt.

Die in den 20-Minuten-Zeitserien gefundenen Periodizitäten schwächten sich in den längeren Zeitserien sehr deutlich ab, was als Anzeichen gewertet werden muss, dass sich diese nicht länger fortgesetzt haben und es sich bei den anfangs gefundenen Periodizitäten um statistische Fluktuationen (in Einklang mit der berechneten Zufallswahrscheinlichkeit) oder nicht signifikante, kurzzeitige Ausbrüche gepulster Strahlung handelt.

Die systematische Analyse von jeweils nächteweisen Zeitserien wurde ebenfalls durchgeführt, deren Länge analog zu den Daten der *Epoche 1* von Nacht zu Nacht (je nach Beobachtungsfenster) zwischen 40 Minuten und etwa 5 Stunden schwankt. Entsprechend variabel ist auch die Frequenzauflösung. Ein Auszug der hierbei enthaltenen Wahrscheinlichkeitsspektren ist in Abbildung 6.18 dargestellt. In keiner nächteweisen Zeitserie konnte eine signifikante Periodizität gefunden werden. Zu Beachten ist hierbei, dass die Anzahl der unabhängigen Frequenzintervalle IFS bei längeren Zeitserien entsprechend zunimmt. Ein fünfstündiger Datensatz enthält beispielsweise im abgesuchten Frequenzbereich von 0.804...0.812 Hz nicht mehr, wie im Fall der 20-minütigen Zeitserien 9.6 IFS, sondern $N_{\text{IFS}} = 144$. Entsprechend wahrscheinlicher wird folglich das Auftreten deutlicher Frequenzen im Wahrscheinlichkeitsspektrum, deren Gesamtsignifikanz aber bei der Berechnung der letztendlichen Zufallswahrscheinlichkeit nach (5.18) wieder im gleichen Maße abnimmt.

Fazit: Aus der Abschätzung der Nachweisschwelle für den Nachweis einer signifikanten Periodizität in einer einzigen Zeitserie des Gesamtdatensatzes der *Epoche 2* von 171 Zeitserien ist erkennbar, dass eine einzeln auftretende Periodizität nicht mehr nachgewiesen werden kann, es sei denn, sie wird verursacht von einem sehr starken Ausbruch gepulster γ -Photonen. Ein solch starker Ausbruch würde jedoch auch schon durch einen entsprechend signifikanten Ereignisüberschuss im entsprechenden Datensatz auffallen, der jedoch nicht gefunden wurde.

Die Verteilung der aus allen 171 Zeitserien erhaltenen z -Werte (vgl. Abbildung 6.13) der Daten der *Epoche 2* ist sowohl für die Signal- als auch die Untergrundregion verträglich mit der Zufallserwartung. Einige wenige z -Werte aus der Signalregion weichen jedoch leicht – aber nicht signifikant – von der Erwartung ab. Diese drei Zeitserien wurden genauer analysiert.

Wie schon aus der Verteilung der z -Werte zu erwarten war, sind die ermittelten Zufallswahrscheinlichkeiten der in den drei signifikantesten Zeitserien gefundenen Periodizitäten nach Einbeziehung der 171 Zeitserien der *Epoche 2* alle im Bereich der Zufallserwartung. Das gleichzeitige Auffinden aller dieser drei Zufallswahrscheinlichkeiten von $P_{24594,r}(z > 8.1) = 0.416$, $P_{24638\#2,r}(z > 8.89) = 0.153$ und $P_{24926,p}(z > 6.5) = 0.418$ in einem Datensatz von 171 analysierten Zeitserien ist jedoch entsprechend unwahrscheinlicher. Die untere Grenze dieser kombinierten Wahrscheinlichkeit P_{ep2} kann durch die Multiplikationen der Einzelwahrscheinlichkeiten des jeweils

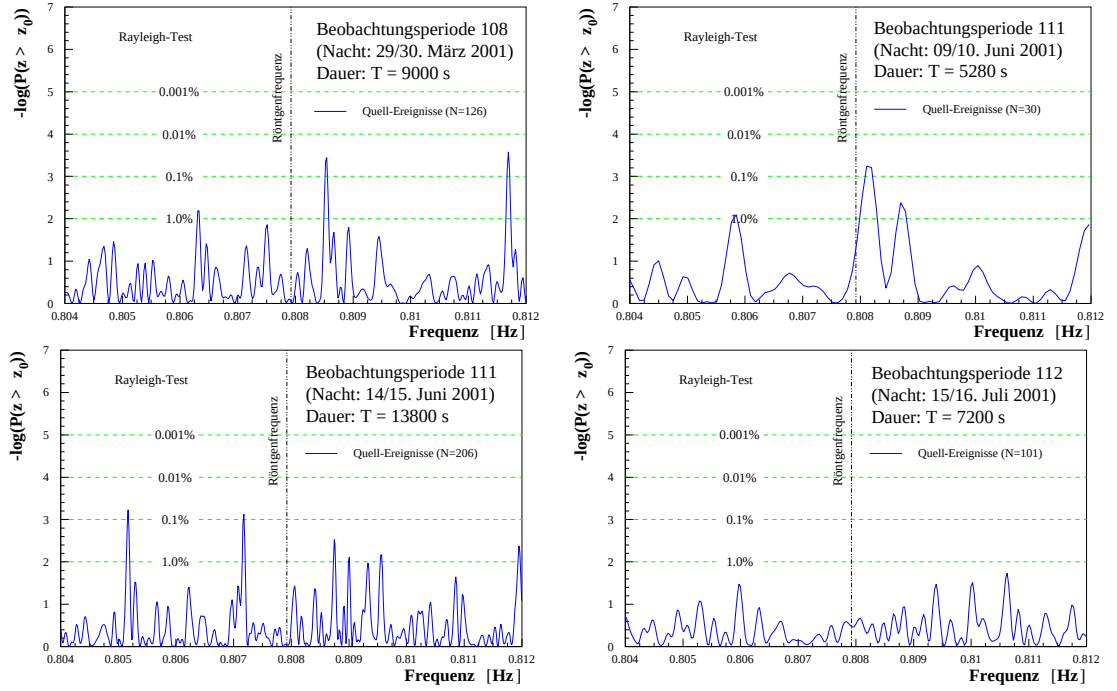


Abbildung 6.18: Darstellung von vier Ergebnissen der Periodizitätsanalysen in nächteweisen Zeitserien aus den Daten der *Epoche 2*. *Links oben*: Die Nacht vom 29/30. März 2001 aus der Beobachtungsperiode 108. Die Dauer der Zeitserie beträgt $T = 9000$ s und führt damit zu einer Frequenzauflösung von $\Delta\nu_{\text{IFS}} = T^{-1} = 1.1 \cdot 10^{-4}$ Hz. *Rechts oben*: Die Nacht vom 09/10. Juni 2001 aus der Beobachtungsperiode 111, in der auch die Periodizität des Datensatzes 24594 gefunden wurde, was hier nach wie vor erkennbar ist (vgl. Abbildung 6.14). Die Dauer der Zeitserie und Frequenzauflösung sind gegeben durch $T = 5280$ s und $\Delta\nu_{\text{IFS}} = 1.9 \cdot 10^{-4}$ Hz. *Links unten*: Die Nacht vom 14/15. Juni 2001 aus der Beobachtungsperiode 111, aus der auch die auffällige Periodizität des Datensatzes 24638#2 kommt (vgl. Abbildung 6.15). Die Dauer der Zeitserie und Frequenzauflösung sind gegeben durch $T = 13800$ s und $\Delta\nu_{\text{IFS}} = 7.2 \cdot 10^{-5}$ Hz. *Rechts unten*: Die Nacht vom 15/16. Juli 2001 aus der Beobachtungsperiode 112. Die Dauer der Zeitserie und Frequenzauflösung sind gegeben durch $T = 7200$ s und $\Delta\nu_{\text{IFS}} = 1.4 \cdot 10^{-4}$ Hz.

signifikanteren Testergebnisses (Rayleigh- oder Protheroe) abgeschätzt werden zu:

$$P_{\text{ep2}} \geq P_{24594,\text{r}} \cdot P_{24638\#2,\text{r}} \cdot P_{24926,\text{p}} = 0.027$$

Allen drei Zeitserien ist gemeinsam, dass sie im Bereich einer Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} \approx 0.5$ aufgezeichnet wurden und alle drei gefundenen Frequenzen relativ zur Pulsarfrequenz des Röntgenbereichs zwischen 0.06 % und 0.29 % zu höheren Frequenzen verschoben sind.

Die Analyse der nächteweisen Zeitserien mit entsprechend höherer Frequenzauflösung ergab ebenfalls keine signifikante Periodizität in einem der Teildatensätze.

Kapitel 7

Interpretation der Ergebnisse

Suche nach einem konstanten Fluss

Die Suche nach einem konstanten Fluss ergab keinen Hinweis auf dauerhafte Emission hochenergetischer γ -Photonen aus der Richtung von Her X-1. Auch Aktivzustände auf zeitlichen Skalen von einigen Tagen bis etwa 1.5 Wochen (jeweils innerhalb einer HEGRA-Beobachtungsperiode) konnten im Zeitraum der HEGRA-Messungen nicht gefunden werden.

Viele der früheren Messungen (vgl. Anhang A.1) wiesen oftmals nur kurzfristige Ausbrüche hochenergetischer γ -Photonen auf. Auch die in Unterkapitel 3.3 beschriebenen Modelle sagen oftmals nur sporadisch auftretende Emission hochenergetischer γ -Strahlung in Richtung des Beobachters voraus. Es war also nicht unbedingt zu erwarten, in den analysierten HEGRA-Daten einen länger andauernden, konstanten Fluss zu messen.

Die HEGRA-Messungen der Daten der *Epoche 1* wurden während des ALS 1999/00, einem anormalen Ruhezustand von Her X-1 im Röntgenbereich, durchgeführt. Das Zustandekommen eines ALS kann durch eine vorübergehende Änderung der Akkretionsscheibengeometrie im Doppelsystem Hz Her/Her X-1 erklärt werden, die in vielen Modellen eine entscheidende Rolle bei der Erzeugung hochenergetischer γ -Photonen spielt. Bei der Interpretation der Ergebnisse der Daten der *Epoche 1* stellt der ALS 1999/00 damit einen zusätzlichen Unsicherheitsfaktor beim Vergleich mit den früheren Messungen dar.

Auch die Messungen der Daten der *Epoche 2*, die relativ kurz nach dem Ende des ALS 1999/00 genommen wurden (vgl. Abbildung 6.1), können von den physikalischen Nachwirkungen dieses Ruhezustandes beeinflusst sein, da die Emission hochenergetischer γ -Photonen - bzw. deren Emissionsrichtung - in vielen Modellen sehr sensitiv auf leichte Veränderung der Akkretionsscheibeneigenschaften (Akkretionsrate, Neigung, Dichte und Dicke der Akkretionsscheibe, Kopplung an das Pulsarmagnetfeld etc.) reagiert. Die geometrische Konfiguration und Zusammensetzung der Akkretionsscheibe können sich aber direkt nach dem Ende eines ALS trotz der wiedereinsetzenden Röntgenemission noch deutlich vom Zustand vor dem ALS unterscheiden.

Der im Jahre 1994/95 mit den HEGRA-Detektorfeldern ($E_{\text{schw}} \geq 20.3$ TeV) gemessene, signifikante Ereignisüberschuss von 3.3σ [Prah (1999)] ist die bislang jüngste bekannte Veröffentlichung eines Anzeichens auf Emission hochenergetischer γ -Photonen aus der Richtung von Her X-1. Die zeitlich hieran anknüpfenden Beobachtungen mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System in den Jahren 1999-2001, die in dieser Arbeit ausgewertet wurden, konnten die Messung deutlicher Anzeichen konstanter Emission jedoch nicht fortsetzen, fanden mit $E \approx 0.5 \dots 20$ TeV jedoch auch in einem anderen Energiebereich statt.

Suche nach der Orbitalperiode

Die Suche nach einer Ereignisüberschuss-Anhäufung bei bestimmten Orbitalphase Φ_{orb} der Orbitalperiode von $P_{\text{orb}} \approx 1.70$ Tagen wurde in einem Großteil der Daten der *Epoche 2* (etwa 51 Stunden) ohne Erfolg durchgeführt. Modelle, die die Emission hochenergetischer γ -Photonen zu bestimmten Orbitalphasen (beispielsweise $\Phi_{\text{orb}} \approx 0.2$ und $\Phi_{\text{orb}} \approx 0.8$) voraussagen, konnten somit für den Zeitraum der HEGRA-Beobachtungen nicht bestätigt werden, wobei es in den im Anhang A.1 zusammengestellten früheren Beobachtungen teilweise Anzeichen hierfür gab.

Suche nach der Pulsarperiode

Den Hauptteil der Analyse nahm die Suche nach der Her-X-1-Pulsarperiode von $P_p \approx 1.24\text{ s}$ in den HEGRA-Daten ein. Die Suche verlief ohne signifikantes Auffinden einer Periodizität in zumindest einigen wenigen oder schwacher Periodizität in einem Großteil der untersuchten Zeitserien. Leichte Anzeichen für periodische Emission konnte jedoch in drei Zeitserien der Daten der *Epoche 2* gefunden werden. Die einzelnen Zufallswahrscheinlichkeiten lagen jedoch noch deutlich unter der geforderten Gesamtzufallswahrscheinlichkeit von 5 % (Nachweisschwelle).

Eine Abschätzung der Nachweisschwelle ergab, dass das Auffinden einer im Gesamtdatensatz nur einzigen vorhandenen, signifikanten Zeitserie weder in den Daten der *Epoche 1* noch in den Daten der *Epoche 2* - abgesehen von sehr starken Ausbrüchen - realistisch war.

Die Tatsache, dass gleichzeitig drei auffällige Zeitserien im Datensatz der *Epoche 2* gefunden wurden, was entsprechend unwahrscheinlicher ist, kann hierbei zumindest als leichte Andeutung auf eine mögliche Emission periodischer γ -Photonen gewertet werden, die jedoch - für den Fall, dass es sich nicht um statistische Fluktuationen gehandelt hat, aufgrund des großen Datensatzes unter der Nachweisschwelle lag.

Ein Aspekt der drei zuvor erwähnten Datensätze mit Andeutungen von Periodizität sollte dennoch erwähnt werden: Alle drei 20-minütigen Zeitserien stammen aus Datensätzen, die während einer Orbitalphase im Bereich von $\Phi_{\text{orb}} \approx 0.5$ genommen wurden. Desweiteren sind alle drei bestimmten Frequenzen jeweils relativ zur Pulsarfrequenz im Röntgenbereich zu leicht höheren Frequenzen verschoben, was eine Gemeinsamkeit mit vielen früheren, signifikanten Periodizitätsmessungen darstellt (vgl. Abbildung 3.8). Die Tatsache hingegen, dass alle drei in den HEGRA-Daten gefundenen Periodizitäten im zeitlichen Bereich eines *Main-On*-Zustandes der 35-Tage-Periode stattgefunden haben (vgl. Abbildung 3.9), ist dadurch zu Erklären, dass die HEGRA-Beobachtungen der *Epoche 2* - motiviert durch die früheren Ergebnisse anderer Experimente - entsprechend auf diese Röntgenaktivzustände des Doppelsternsystems Hz Her/Her X-1 konzentriert wurden.

Die früheren, gerade bei der Suche nach Periodizitäten im Bereich der Pulsarperiode signifikanten Ergebnisse anderer Experimente, die mit der Zeit in Frage gestellt worden waren, konnten nicht bestätigt werden. Die Tatsache, dass in den HEGRA-CT-Daten zumindest leichte Andeutungen auf periodische Emission gefunden wurden, die von der Charakteristik den früheren Messungen ähneln (leicht größere Frequenz im Vergleich zu der des Pulsars im Röntgenbereich, Auftreten während der *Main-On*-Zustände der 35-Tage-Periode), lässt die Möglichkeit offen, dass es sich bei den früheren Messungen nicht um fehlerhafte Messungen oder statistische Fluktuationen gehandelt hat. In einer möglichen, alternativen Erklärung könnten auch leichte Veränderungen einiger physikalischer Parameter des Röntgendoppelsternsystems Hz Her/Her X-1 dazu führten, dass die auf die Erde gerichtete, ausbruchartige Emission hochenergetischer, gepulster γ -Photonen nachgelassen oder sich ihre Emissions-Richtung geändert hat.

Ein letzter Punkt, der bei den Vergleichen der Ergebnisse dieser Arbeit mit vielen Resultaten früherer Messungen beachtet werden muss, sollte noch erwähnt werden. Diverse der früheren Frequenzanalysen mit signifikantem Ergebnis wurden anfangs in nahezu ungeschnittenen Datensätzen durchgeführt, da die Separation von γ - und hadroninduzierten Luftschauern noch nicht so effizient möglich war, wie dies heute beispielsweise mit dem stereoskopischen System der HEGRA-Cherenkov-Teleskope der Fall ist. Hierdurch waren die analysierten Zeitserien oft um ein Vielfaches umfangreicher als die in dieser Arbeit untersuchten, die in der Regel nur etwa 15 – 25 Ereigniszeiten in 20 Minuten enthielten. Das Auffinden von Periodizitäten in Zeitserien mit solch geringen Ereignisanzahlen ist auf der einen Seite im Allgemeinen zwar entsprechend schwieriger, dafür ist auf der anderen Seite durch die Schnitte gewährleistet, dass der relative Anteil der γ -Photonen aus der Richtung der untersuchten Quelle, die bei gepulster Emission erwartungsgemäß die Periodizität ausmachen, in der Zeitserie deutlich erhöht wird.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Das in dieser Arbeit untersuchte Röntgendoppelsternsystem Hz Her/Her X-1 wurde in der jüngeren Vergangenheit - beginnend im Jahre 1983 - von vielen Luftschauerexperimenten im hoch- und ultrahochenergetischen Bereich beobachtet. Viele dieser damaligen Messungen lieferten Hinweise auf ausbruchartiges Verhalten von teilweise gepulster γ -Strahlung.

Das Hauptziel dieser Arbeit war die Überprüfung der früheren Ergebnisse durch Messungen mit dem im Vergleich zu den älteren Experimenten sensitiveren HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System. Die HEGRA-Beobachtungen von Her X-1 wurden in den Jahren 1999, 2000 und 2001 durchgeführt, wobei die Messungen der Jahre 1999 und 2000 während eines anormalen Ruhezustandes der Quelle im Röntgenbereich durchgeführt wurden (ALS 1999/00), welcher durch eine veränderte Akkretionsscheiben-Geometrie erklärt werden kann. Der Datensatz wurde daher unterteilt in eine *Epoche 1*, die die Messungen der Jahre 1999 und 2000 während des ALS 1999/00 umfasst, und eine *Epoche 2*, die die restlichen Daten aus dem Jahr 2001 beinhaltet, die während des regulären 35-Tage-Zyklus des Röntgendoppelsternsystems genommen wurden. Als Ursache der 35-Tage-Periode wird eine präzedierende, zur Orbitalebene geneigte Akkretionsscheibe vermutet. Die Messungen der Daten der *Epoche 2*, die etwa 80 % des gesamten Datensatzes ausmachen, wurden hierbei - motiviert durch die vergangenen Messungen - auf die im Röntgenbereich besonders aktiven *Main-On*-Zustände der 35-Tage-Periode konzentriert.

Die Suche nach einem konstanten Fluss in den Datensätzen der *Epoche 1* und *Epoche 2*, sowie in zeitlich zusammenhängenden Unterdatensätzen, lieferte keine Anzeichen auf die Emission hochenergetischer γ -Photonen aus der Richtung von Her X-1. Die oberen Flussgrenzen im 90 %-Vertrauensintervall in Einheiten des nahezu konstanten TeV-Flusses des Crab-Nebels der Daten der *Epoche 1* und *Epoche 2* wurden bestimmt zu:

$$\textit{Epoche 1: } F_{90\%}(E \geq 0.68 \text{ TeV}) \leq 0.03 F_{\text{Crab}}$$

$$\textit{Epoche 2: } F_{90\%}(E \geq 0.68 \text{ TeV}) \leq 0.02 F_{\text{Crab}}$$

Die Suche nach einer Korrelation zwischen der Orbitalphase Φ_{orb} des Doppelsternsystems und einem gemessenen, photonischen Ereignisüberschuss in einem hierfür geeigneten, etwa 50-stündigen Teildatensatz der *Epoche 2* wurde ebenfalls durchgeführt. Ein Zusammenhang wurde nicht gefunden, so dass Modelle, die eine entsprechende Emission bei bestimmten Orbitalphasen voraussagen, nicht bestätigt werden konnten.

Den Schwerpunkt der Analyse bildete die Suche nach Periodizitäten in den HEGRA-Daten im Bereich der Röntgenpulsarfrequenz von 0.8079 Hz mittels einer Frequenzanalyse. Diese wurde in 20-minütigen Zeitserien, die unter Anwendung speziell für die Periodizitätsanalyse optimierter Schnitte aus den HEGRA-Daten extrahiert wurden, in einem Frequenzbereich von 0.804...0.812 Hz durchgeführt, der symmetrisch um die Pulsarfrequenz angelegt wurde. Auch hier fand eine getrennte Auswertung der Daten der *Epoche 1* und *Epoche 2* statt.

Unter Einbeziehung der abgesuchten, unabhängigen Frequenzintervalle (IFS), der Gesamtanzahl der analysierten Zeitserien und des *Oversampling*-Effekts konnten weder in den Daten der *Epoche 1* noch in den Daten der *Epoche 2* deutliche Anzeichen auf periodische Emission hochenergetischer γ -Photonen im Bereich der Pulsarfrequenz gefunden werden.

Lediglich in drei 20-minütigen Zeitserien der *Epoche 2* waren leichte Andeutungen periodischer Emission festzustellen, die alle im zeitlichen Bereich einer Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} \approx 0.5$ aufgezeichnet wurden und deren bestimmte Frequenz jeweils gegenüber der Pulsarfrequenz des Röntgenbereichs zu leicht höheren Frequenzen verschoben war. Die Zufallswahrscheinlichkeiten dieser gefundenen Periodizitäten lagen jedoch jeweils über dem Wert von 0.05, ab dem von einem Anzeichen auf periodische Emission gesprochen werden kann. Zeitlich benachbarte Zeitserien zeigten keine Auffälligkeiten bei der Periodizitätsanalyse.

Eine Abschätzung der Nachweisschwelle ergab, dass wegen des umfangreichen Gesamtdatensatzes der signifikante Nachweis einer einzigen im Datensatz vorkommenden Zeitserie mit deutlicher Periodizität nur bei einem sehr hohen Anteil an gepulsten γ -Photonen ab $N_\gamma \approx 30 - 40$ (vor Schnitten) mit schmaler Pulsform in einem 20-minütigen Datensatz möglich war. Dies ist ein sehr hoher Wert, der nur bei starken Ausbrüchen mit entsprechend signifikantem Ereignisüberschuss erreicht werden kann. Der Nachweis mehrerer Zeitserien mit enthaltener Periodizität ist jedoch schon bei entsprechend schwächeren Ausbrüchen möglich.

Auch nächteweise Zeitserien längerer Dauer von bis zu fünf Stunden mit entsprechend besserer Frequenzauflösung und mehr Ereigniszeiten im Datensatz wurden ohne Auffinden signifikanter Periodizitäten untersucht.

Das Vorhandensein einer schwachen Periodizität in vielen Datensätzen, die sich in der Verteilung der Test-Werte der Frequenzanalyse bemerkbar machen würde, konnte ebenfalls nicht gefunden werden.

Die Ergebnisse der früheren Messungen anderer Experimente konnten somit nicht bestätigt bzw. reproduziert werden. Dies ist jedoch im Allgemeinen bei einer Quelle wie Her X-1, bei der ein stark variables Verhalten vermutet wird, schwieriger, als bei einer konstant emittierenden Quelle.

In vielen Modellen wird die Emission hochenergetischer γ -Photonen aus der Richtung von Her X-1 nur in Form eines engen, gerichteten Strahls vorausgesagt, dessen Ausrichtung relativ zur Sichtlinie des Beobachters sehr empfindlich auf Veränderungen der physikalischen Parameter des Röntgendoppelsternsystems - beispielsweise der Akkretionsscheiben-Geometrie - reagieren kann.

In diesem Zusammenhang ist zu beachten, dass ein Teil der in dieser Arbeit ausgewerteten HEGRA-Messungen (*Epoche 1*) während des anormalen Ruhezustandes ALS 1999/00 im Röntgenbereich in den Jahren 1999 und 2000 stattgefunden hat und der restliche Anteil (*Epoche 2*) kurz nach dessen Ende. Eine mögliche Erklärung für das Zustandekommen eines ALS ist eine Änderung der Akkretionsscheiben-Geometrie, welche sich somit auch auf die mögliche Emission hochenergetischer γ -Photonen auswirken könnte.

Einer Widerlegung der früheren Ergebnisse wird aufgrund dieser veränderten physikalischen Parameter noch schwieriger und kann aus der Analyse der Messungen aus dem Energiebereich von 0.5 – 20 TeV des HEGRA-Cherenkov-Teleskop-Systems aus den Jahren 1999-2001 nicht abgeleitet werden.

Weitere Messungen von Her X-1 mit den Cherenkov-Teleskopen der nächsten Generation auf der Nordhemisphäre (MAGIC und VERITAS) sind trotz der Ergebnisse dieser Arbeit sinnvoll. Einerseits sind die neuen Instrumente sensitiver und besitzen eine niedrigere Nachweisschwelle im Bereich von 50 GeV und andererseits ist bei Quellen mit vermutetem, ausbruchartigem Verhalten - wie dies bei Her X-1 der Fall ist - die regelmäßige Beobachtung über größere Zeiträume (*Monitoring*) sinnvoll.

Anhang A

Historischer Rückblick

A.1 Frühere Beobachtungen in hochenergetischen Energiebereichen

Im Folgenden wird eine kurze, nach Experimenten geordnete Übersicht über die wichtigsten Messungen von Her X-1 im GeV/TeV/PeV-Bereich gegeben. Es kann hierbei jedoch keine Vollständigkeit garantiert werden. Viele Experimente wurden mit der Zeit verbessert, erweitert oder aber bestehen zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht mehr, so dass sich die Beschreibungen der Konfigurationen auf die Zeitpunkte der entsprechenden Messungen beziehen und nicht auf die augenblickliche Situation.

Eine knappe Zusammenstellung der im Folgenden aufgeführten Ergebnisse ist in Tabelle 3.4 gegeben. Eine entsprechende graphische Veranschaulichung der Messzeiten und Energieschwellen ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Die Ergebnisse aller Messungen werden in Unterkapitel 3.2 diskutiert. Auf die Nummern neben den Einträgen in Tabelle 3.4 und den Abbildungen des Unterkapitels 3.2 wird im folgenden Textabschnitt durch geschweifte Klammern { ... } Bezug genommen, wobei die erste Ziffer in der Klammer jeweils einem Experiment und die zweite Ziffer einer speziellen Beobachtung zugeordnet ist; so bezeichnen {21} und {25} beispielsweise die Beobachtungen 1 und 5 des Whipple Cherenkov-Teleskops¹.

Fly's Eye

Das Fly's-Eye-Experiment befand sich bei Dugway, Utah (40.2° N, 112.8° W, 1500 m über NN), bestand zum Zeitpunkt der folgenden Messung aus 67 Spiegeleinheiten und 880 Photomultiplier-Behältern und besaß eine Energieschwelle von $E_{\text{Schw}} \geq 200$ TeV, wobei die maximale Sensitivität bei $E_{\text{max}} \approx 500$ TeV lag. Die Winkelauflösung betrug 3.5°, so dass die Quellregion aus einem relativ groben Gitterelement der Kantenlänge von 7° bestand.

{10}: Am 11. Juli 1983 (MJD 45526.219) wurde innerhalb einer vom 10. bis zum 14. Juli 1983 (MJD 45526 bis 45530) andauernden Beobachtungs-Kampagne ein Ereignisüberschuss aus der Richtung von Her X-1 mit einer Signifikanz von 1.8σ gemessen (301 bei 271.9 erwarteten Schauern) [Baltrusaitis et al. (1985a), Baltrusaitis et al. (1985b)]. In den Daten dieses Ausbruchs wurde durch Faltung mit der damaligen Röntgenpulsarperiode von $P_p = 1.2377872$ s und anschließendem χ^2 -Test mit dem Ergebnis von $\chi^2 = 58.4$ bei 9 Freiheitsgraden eine Periode von (1.237 ± 0.005) s auffindig gemacht². Das Auftreten der Periode im Datensatz konnte hierbei auf ein 40-minütiges Intervall am Anfang der Nacht eingeschränkt werden. Unter Berücksichtigung der 10 Bins des χ^2 -Tests und der insgesamt fünf Beobachtungsnächte betrug die Zufallswahrscheinlichkeit dieser Messung $2 \cdot 10^{-4}$. Die Zeit der Messung dieses Überschusses entsprach einer Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} = 0.66$ und einer 35-Tage-Phase von $\Phi_{35} = 0.63$. Hierbei ist anzumerken, dass sich Her X-1 zu dieser Zeit im

¹Mit einer Beobachtung ist in diesem Fall eine Veröffentlichung gemeint, die ihrerseits die Ergebnisse mehrerer Messungen beinhalten kann.

²Eine Suche über ein um die Röntgenfrequenz zentriertes Frequenzintervall wurde nicht durchgeführt.

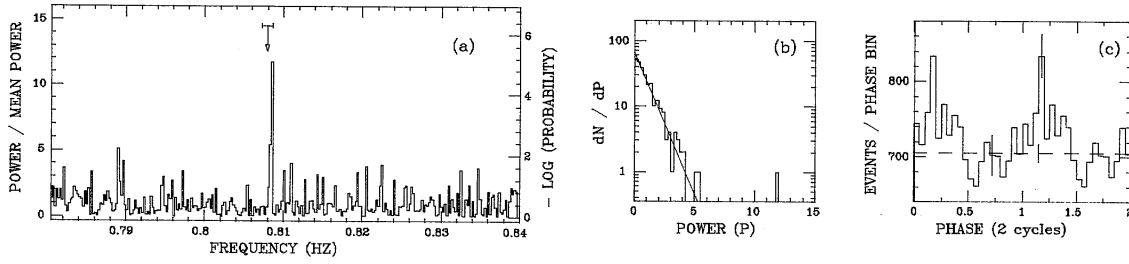


Abbildung A.1: Die Messung {22} des Whipple-Teleskops aus der Nacht vom 16. Juni 1985 (MJD 46232.21). a: Das Frequenzspektrum, in dem die Frequenz von (0.808586 ± 0.000027) Hz gefunden wurde. b: Die Verteilung der Rayleigh-Werte aller analysierten Zeitserien aus der Beobachtungsreihe {22}. Deutlich zu erkennen ist, dass der Rayleigh-Wert 12 aus der bei Zufallszeitserien erwarteten Verteilung (durchgezogene Linie) heraustritt. c: Das mit der gefundenen Frequenz gebildete Phasogramm; eine deutliche Signalform ist erkennbar. Quelle: [Gorham et al. (1986a)].

Röntgenruhezustand ALS 1983/84 befand [Parmar et al. (1985)]. Der über die Periode gemittelte Fluss³ dieses Ausbruchs wurde abgeschätzt zu $F(E > 200 \text{ TeV}) = (3.3 \pm 1.1) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Whipple

Das Whipple-Cherenkov-Teleskop auf dem Mount Hopkins, Arizona (31.5° N , 111° W , 2300 m über NN) bestand bis Mai 1988 aus einem segmentierten 10 m Spiegel und einer aus 37 Photomultipliern zusammengesetzten Kamera (*medium resolution camera*), wobei jeder Photomultiplier einen Winkelbereich von 0.4° abdeckte. Das Gesichtsfeld der gesamten Kamera, sowie die Energieschwelle des Teleskops betrugen 3.5° bzw. $E_{\text{Schw}} \geq 0.7 \text{ TeV}$. Im Mai 1988 wurde die Kamera durch die *high resolution camera* ersetzt, die aus 91 Photomultipliern im Zentrum (mit je $\emptyset = 2.5 \text{ cm}$) und 18 im äußeren Ring (mit je $\emptyset = 5 \text{ cm}$) bestand; dies führte zu einer Erniedrigung der Energieschwelle auf $E_{\text{Schw}} \geq 0.4 \text{ TeV}$. Die Ankunftszeiten der Signale wurden im $1 \mu\text{s}$ -Takt digitalisiert und besaßen eine absolute Zeit-Genauigkeit von 0.5 ms. Vom Whipple-Teleskop wurden mit am meisten mögliche Nachweise gepulster Emission aus der Richtung von Her X-1 berichtet.

{21}: Die ersten drei möglichen Ausbrüche fanden während einer Beobachtungsepisode⁴ vom März bis zum Juni 1984 (MJD 45794.46 bis 45843.38) statt [Gorham et al. (1986b), Cawley et al. (1985)]. Der Datensatz bestand aus insgesamt 27 Stunden (verteilt auf 24 Nächte), die in Form von 28-minütigen Segmenten⁵ vorlagen und einzeln mit Hilfe der Periodogramm-Technik auf Periodizität untersucht wurden. Hierbei wurde jeweils ein Frequenzbereich von $\pm 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$ um die damalige Frequenz im Röntgenbereich abgesucht, was einer maximal nachweisbaren Dopplergeschwindigkeit von $\pm 180 \text{ km/s}$ entsprach. Zwei der Ausbrüche fanden während des *Main-On*- und einer während des *Short-On*-Zustandes der 35-Tage-Periode statt. In allen drei Ausbrüchen wurden Anzeichen von Periodizität gefunden⁶:

In den Daten vom April 4.42 (MJD 45794.46, $\Phi_{\text{orb}} = 0.41 - 0.42$, $\Phi_{35} = 0.2$) wurde in einem 28 Minuten andauernden Ausbruch eine Frequenz von $(0.80795 \pm 0.00009) \text{ Hz}$ gemessen (Zufallswahrscheinlichkeit 10^{-3}), wobei die Frequenz im Röntgenbereich zu dieser Zeit $\nu_p = (0.80789037 \pm 0.00000010) \text{ Hz}$ betrug. Der Fluss wurde bestimmt zu $(3.1 \pm 1.5) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Besonders interessant ist diese Beobachtung daher, da eine zeitgleiche Messung einer sehr ähnlichen Periode vom Dugway-Teleskop {101} berichtet wurde.

Die zweite auffällige Beobachtung fand am 5.26 Mai (MJD 45825.29, $\Phi_{\text{orb}} = 0.58 - 0.61$) mit $\Phi_{35} = 0.08$ nahe des Beginns des *Main-On*-Zustandes der 35-Tage-Periode statt und hatte eine Dauer von etwa drei Stunden, in der mit einer Gesamtzufallswahrscheinlichkeit von $2 \cdot 10^{-4}$ eine

³Es ist üblich, erst ab einer gesicherten Detektion einer Quelle von einem Fluss zu sprechen. Dies ist in den hier zusammengestellten Veröffentlichungen zweifelsfrei nicht der Fall, so dass die in diesem Abschnitt angegebenen Flüsse als obere Flussgrenzen interpretiert werden sollten.

⁴Eine Beobachtungsepisode ist der Zeitraum, in dem das Objekt in regelmäßigen zeitlichen Abständen beobachtet wird. Es handelt sich hierbei jedoch nicht um eine durchgehende Datennahme.

⁵Die Whipple-Beobachtungen bestanden üblicherweise aus sich abwechselnden Quell- und Untergrundbeobachtungen, die jeweils 28 Minuten andauerten.

⁶Die Ereignisankunftszeiten wurden in der damaligen Analyse noch nicht auf das Hz Her/Her X-1 System korrigiert, was in den sonstigen hier aufgeführten Analysen - wenn nicht anders erwähnt - der Regelfall war.

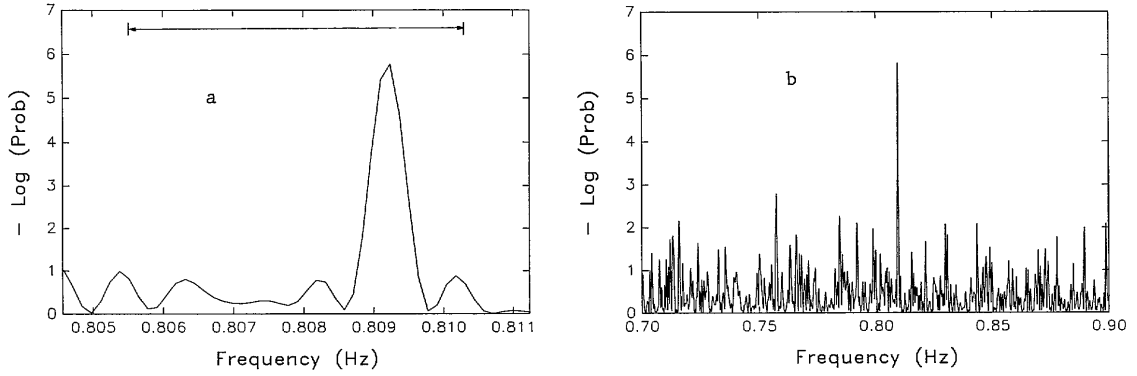


Abbildung A.2: Das Frequenzspektrum der Messung {23} vom 11. Juni 1986 (MJD 46592.33) mit dem Whipple-Teleskop. Links ist der untersuchte Frequenzbereich dargestellt, in dem die blauverschobene Frequenz von 0.8092 Hz gemessen wurde und rechts ein größerer Frequenzbereich. Quelle: [Lamb et al. (1988)].

Frequenz von (0.80824 ± 0.00004) Hz gemessen wurde. Das entsprechende Frequenzspektrum der Quell- und Untergrundregion ist in Abbildung A.3 dargestellt. Der Fluss und die Röntgenfrequenz betrugen $(1.8 \pm 1.1) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bzw. $\nu_p = (0.80789070 \pm 0.00000027)$ Hz.

Die letzte signifikante Beobachtung dieser Episode fand am 23.33 Mai (MJD 45843.38, $\Phi_{\text{orb}} = 0.18 - 0.19$, $\Phi_{35} = 0.6$) mit einer gemessenen Frequenz von (0.80827 ± 0.00009) Hz statt; diese wurde jedoch nur bei der Suche nach der ersten harmonischen Frequenz von $2 \cdot 0.808$ Hz gefunden, was auf eine Doppelstruktur in der Pulsform hindeutete⁷, wie sie auch teilweise im Röntgenbereich beobachtet wird. Die Frequenz im Röntgenbereich betrug $\nu_p = (0.80789090 \pm 0.00000035)$ Hz. Der Fluss wurde bestimmt zu $(3.7 \pm 2.0) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Insgesamt wiesen etwa 8 % der Daten dieser Beobachtungsepisode Anzeichen gepulster Emission auf.

{22}: Am 16. Juni 1985 (MJD 46232.21, $\Phi_{35} = 0.73$) wurde eine weitere zweistündige Beobachtung gepulster Emission mit einer Frequenz von (0.808586 ± 0.000027) Hz gemacht (Zufallswahrscheinlichkeit von $4 \cdot 10^{-5}$ bezogen auf diese Nacht), die sich interessanterweise etwa eine Stunde von $\Phi_{\text{orb}} = 0.914$ bis $\Phi_{\text{orb}} = 0.962$ in die Bedeckung des Neutronensterns durch den Begleitstern hineinzog [Gorham et al. (1986a)]. Dies gab Anlass zu der Vermutung, dass die Quelle der hochenergetischen γ -Strahlung örtlich nicht direkt mit dem Neutronenstern zusammenfällt. Desweiteren verdient diese Beobachtung besondere Aufmerksamkeit, da sie genau eine Orbitalphase nach einer ähnlich signifikanten Beobachtung des Haleakala-Observatoriums {30} lag. Das Frequenzspektrum und das Phasogramm, sowie die Verteilung der Rayleigh-Werte der gesamten Beobachtungsserie sind in Abbildung A.1 dargestellt. Der Fluss wurde bestimmt zu $F = 1.5 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

{23}: Auch im Jahre 1986 wurden die Beobachtungen von Mai bis Juni (MJD 46551 bis 46611) für insgesamt 67 Stunden in 23 Nächten fortgesetzt [Lamb et al. (1988), Lamb et al. (1987)]. In den Daten vom 11.293 Juni (MJD 46592.33) wurde eine gegenüber der zeitgleichen Röntgenfrequenz stark blauverschobene Frequenz von 0.8092 Hz gemessen, was einer Frequenzabweichung von etwa $(0.16 \pm 0.02) \%$ und somit einer Dopplergeschwindigkeit von 480 km/s entsprach⁸. Das untersuchte Frequenzspektrum ist in Abbildung A.2 dargestellt. Die Beobachtung fiel mit dem Beginn der 35-Tage-Periode zusammen ($\Phi_{35} = 0.09$) und fand während einer Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} = 0.7$ statt. Die Zufallswahrscheinlichkeit wurde auf etwa 2 % abgeschätzt und der berechnete Fluss ergab $F(E \geq 1 \text{ TeV}) = 2 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

{20}: Im Jahre 1990 wurden die Ergebnisse der reanalysierten, insgesamt 275 Stunden umfassenden Whipple-Daten aus dem Zeitraum vom Frühling 1984 bis zum Frühling 1987 (MJD 45852 bis 46947) vorgestellt [Gorham et al. (1987), Reynolds et al. (1990)]. Während in den zuvor veröffentlichten Ergebnissen keine gesonderten Schnitte der Bildparameter zur Separation von γ - und hadroninduzierten Luftschauern angewandt wurden, war dies in den reanalysierten Daten der Fall,

⁷Da der Rayleigh-Test (5.24) und das damit verwandte Periodogramm anschaulich gesprochen die Phasenvektoren in der komplexen Ebene aufaddieren, sind diese Tests bei Doppelpulsen wirkungslos, da sich die Vektoren gerade wegheben.

⁸Das gesamte abgesuchte Frequenzintervall von $\pm 0.3 \%$ der Röntgenfrequenz entsprach einer maximal nachweisbaren Dopplergeschwindigkeit von $\pm 900 \text{ km/s}$.

wobei so nur etwa 1 % der ursprünglichen Datenmenge übrigblieb. Diese wurde in 578 nichtüberlappende, 30-minütige Segmente unterteilt und mit dem Rayleigh-Test in einem Bereich von einem unabhängigen Fourierintervall⁹ ($\text{IFS} = \text{Independent Fourier Spacing}$) um die fundamentale und 2 IFS um die erste harmonische Frequenz der Pulsarfrequenz auf Periodizitäten untersucht. Das sehr interessante Ergebnis war, dass die ungeschnittenen Daten in einem Vertrauensintervall von 99 % Anzeichen für periodische Emission aufwiesen, diese jedoch nach Anwenden der Schnitte so gut wie vollständig verschwanden.

{24}: Auch eine im Jahre 1991 veröffentlichte Zusammenfassung der Beobachtungen aus den Jahren 1984 bis 1987 (MJD 45757 bis 46853, 275 Stunden, vergleiche mit {20}), sowie von April 1988 bis Juli 1989 (MJD 47267 bis 47723, 237 Stunden) ließ Zweifel an der Gesamtsignifikanz für periodische Emission aufkommen [Reynolds et al. (1991)]. Hierbei wurden die Daten der Jahre 1988/89 mit der im Mai 1988 neu eingebauten Kamera höherer Auflösung (*high resolution camera*) ausgezeichnet und lieferten weder mit noch ohne Anwendung von Schnitten auf die Bildparameter zur γ -Hadron-Separation Anzeichen auf gepulste Emission. Dennoch wurden die einzeln betrachtet nach wie vor sehr signifikanten Datensätze aus den Jahren 1984 bis 1987 erwähnt; deren Signifikanz musste inzwischen jedoch korrigiert werden, da in der damaligen Analyse der Einfluss des *Oversampling* (siehe Unterkapitel 5.2) nicht berücksichtigt worden war. Für eine Erhöhung der Signifikanz sorgten andererseits zwei zeitgleiche Beobachtungen mit anderen Experimenten: Eine zusammen mit dem Durham-Experiment (siehe {21} und {101}), sowie eine zweite nahezu zeitgleich mit dem Haleakala-Experiment (siehe {22} und {30}).

{25}: Die bisher letzte veröffentlichte Whipple-Beobachtung von Her X-1 fand von April bis Juli 1989 (MJD 47618 bis 47739) im Rahmen einer zeitgleichen optischen Beobachtung statt [Vacanti & Reynolds (1991)]. In einer Periodizitätsanalyse, in der 184 nichtüberlappende 30-Minuten-Segmente analysiert wurden, wurden weder in den geschnittenen noch in den ungeschnittenen Daten Anzeichen für periodische Emission gefunden.

Haleakala

Beim Haleakala Gamma Observatory (HGO) handelte es sich ebenfalls um eine Cherenkov-Teleskop, das aus einem aus sechs Segmenten zusammengesetzten 10m^2 -Spiegel bestand und eine Energieschwelle von $E_{\text{Schw}} \geq 0.2 - 0.5\text{ TeV}$ hatte.

{30}: In den Beobachtungen in den Monaten Juni und Juli 1985 wurden drei ausbruchartige Ereignisanhäufungen gemessen, die innerhalb von drei Tagen während des *Short-On*-Zustandes der 35-Tage-Periode stattfanden und alle eine Periodizität aufwiesen [Resvanis et al. (1987)]. Die Suche nach der Periode wurde nur in Daten mit einem signifikanten Ereignisüberschuss ($> 2.5\sigma$) mit dem χ^2 -Test durchgeführt, wobei ein Intervall von $1.2372 \dots 1.2381\text{ s}$ abgesucht wurde. Die gefundenen Perioden und die Orbitalphasen der Messungen waren gegeben durch $(1.2376 \pm 0.0009)\text{ s}$ bei $\Phi_{\text{orb}} = 0.87$ (MJD 46230.437), $(1.2379 \pm 0.0009)\text{ s}$ bei $\Phi_{\text{orb}} = 0.93$ (MJD 46230.644), sowie $(1.2372 \pm 0.0009)\text{ s}$ bei $\Phi_{\text{orb}} = 0.60$ (MJD 46233.382).

Die mit *Monte-Carlo*-Methoden ermittelten Zufallswahrscheinlichkeiten wurden mit $9.92 \cdot 10^{-5}$, $8.28 \cdot 10^{-4}$ und $2.15 \cdot 10^{-4}$ angegeben. Die Ergebnisse einer gleichwertigen Analyse der zeitgleichen Daten einer Untergrundhimmelsregion waren verträglich mit der Zufallserwartung.

Die zweite Beobachtung (MJD 46230.644) ist hierbei besonders interessant, da sie dem zeitlichen Beginn der Verdeckung des Pulsars durch den Begleitstern entspricht und die Beobachtung nur genau eine Orbitalphase vor der signifikanten Beobachtung {22} des Whipple-Teleskops von $\Phi_{\text{orb}} = 0.914$ bis $\Phi_{\text{orb}} = 0.962$ lag.

{32}: Am 13. Mai 1986 (MJD 46563.57) wurde ein 15-minütiger Ausbruch aus Richtung von Her X-1 registriert, der um $13^{\text{h}}35^{\text{m}}40.98^{\text{s}}$ UTC begann, was den Phasen $\Phi_{\text{orb}} = 0.81$ und $\Phi_{35} = 0.22$ entsprach [Resvanis et al. (1988)]. Auch hier wurde bei einer Periodizitätssuche mit dem Rayleigh-Test, die in einem Frequenzbereich von drei IFS um die Röntgenfrequenz durchgeführt wurde, eine Periode von $(1.23593 \pm 0.00018)\text{ s}$ entdeckt. Der entsprechende Rayleigh-Wert betrug 12.79, was unter Berücksichtigung der drei IFS, der 416 analysierten Datenssegmente und einem *Oversampling*-Faktor von 3 zu einer Gesamtzufallswahrscheinlichkeit der Beobachtung von $6.8 \cdot 10^{-3}$

⁹Ein unabhängiges Fourierintervall $\Delta\nu_{\text{IFS}} = T^{-1}$ ist die in einer gegebenen Zeitserie der Dauer T kleinste sinnvolle Frequenzschrittweite, mit der das entsprechende Frequenzspektrum auf Signalfrequenzen abgetastet werden kann. Siehe hierzu Unterkapitel 5.2.

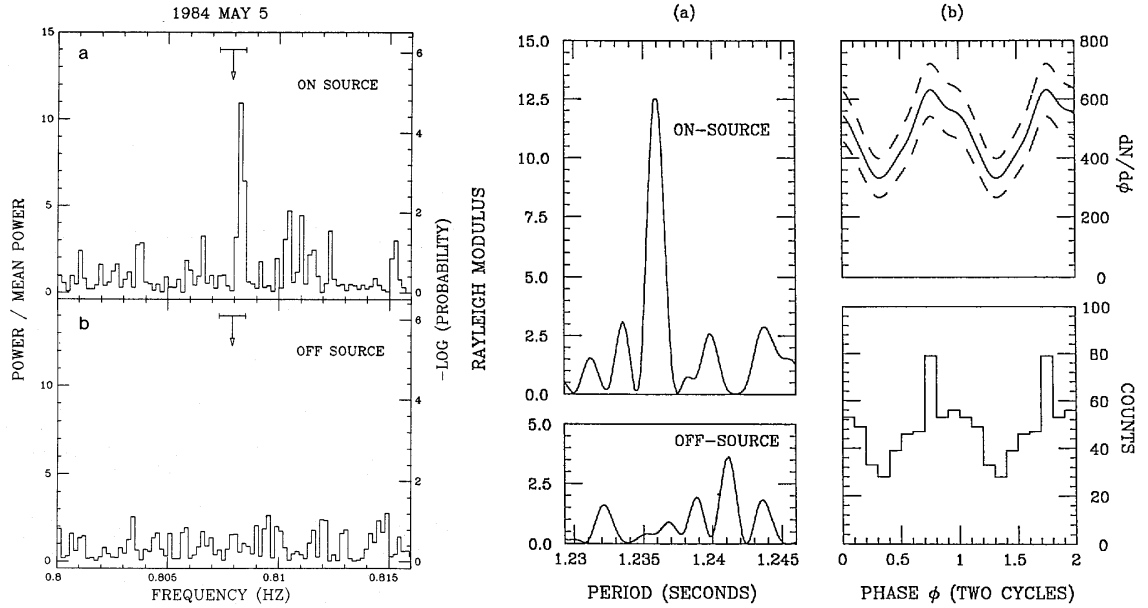


Abbildung A.3: *Links:* Das Frequenzspektrum der Quell- und Untergrundregion der dreistündigen Beobachtung vom 5. Mai 1984 (MJD 45825.29) mit dem Whipple-Teleskop (Beobachtungsreihe {21}). Die gefundene Frequenz betrug (0.80824 ± 0.00004) Hz. *Rechts:* Die Messung {32} des Haleakala-Teleskops vom 13. Mai 1986 (MJD 46563.57). a: Das Rayleigh-Frequenzspektrum für die Quell- und Untergrundregion. Die Periode wurde bestimmt zu (1.23593 ± 0.00018) s. b: Das mit der gefundenen Periode gebildete Phasogramm der Ankunftszeiten; eine klare Signalförmigkeit ist erkennbar. Quellen: [Gorham et al. (1986b)] und [Resvanis et al. (1988)].

fürte. Das Rayleigh-Frequenzspektrum für die Quell- und Untergrundregion sowie das Phasogramm sind in Abbildung A.3 rechts dargestellt. Der Fluss dieses Ausbruchs wurde bestimmt zu $F = 5 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Beobachtung fand im Rahmen einer von Mai bis Juli 1986 andauernden Beobachtungskampagne statt und beinhaltete insgesamt 104 Stunden an Daten guter Qualität sowohl aus dem *Main-On*- und *Short-On*-Zustand, wie auch den Zwischenstadien der 35-Tage-Periode.

{31}: Auch im Jahre 1987 wurde Her X-1 für etwa 75 Stunden im Zeitraum von Mai bis Juli (MJD 46856 bis 47008) vom Haleakala-Cherenkov-Teleskop beobachtet [Austin et al. (1990)]. In einem 15-minütigen Fenster am 25. Mai (MJD 46940.5, $\Phi_{\text{orb}} = 0.32$ und $\Phi_{35} = 0.0$) wurde mit einem Rayleigh-Wert von 11.9 eine Periode von (1.23578 ± 0.000205) s gemessen, die etwa um $(0.16 \pm 0.02)\%$ kürzer als die zeitgleiche Röntgenperiode war. Der Ereignisüberschuss in diesem Zeitfenster betrug lediglich 0.8σ , was zu einer kombinierten Signifikanz von etwa $5 \cdot 10^{-2}$ Zufallswahrscheinlichkeit führte, wobei die Zufallswahrscheinlichkeit aus der Periodizitätsanalyse allein nur etwa $2 \cdot 10^{-2}$ betrug. Im restlichen Datensatz dieser Beobachtungsperiode wurden keine weiteren Anzeichen für gepulste Emission gefunden.

CYGNUS

Das CYGNUS-Detektor-Feld und der zugehörige Myonendetektor wurden am Ende des LAMPF-Beschleunigers in Los Alamos, New Mexico (35.9° N , 106.3° W , 2134 m über NN) aufgebaut (LAMPF = *Los Alamos Meson Physics Facility*). Im Jahre 1987 bestand der CYGNUS-Detektor aus 50 Szintillations-Zählern mit einer Fläche von jeweils 0.83 m^2 , die auf einer Grundfläche von 10^4 m^2 verteilt waren und eine Winkelauflösung von zusammen 0.8° besaßen. Die Anzahl der Zähler wurde zu einem späteren Zeitpunkt auf 108 erhöht. Die Energieschwelle betrug $E_{\text{Schw}} \geq 50 \text{ TeV}$. Zusätzlich zu den Szintillations-Zählern konnte der Myonen-Anteil eines Luftschauers mit Hilfe des E225-Neutrino-Detektors (44 m^2) ab einer Myonenenergie von etwa 2 GeV gemessen werden.

{40}: In dem 340 Tage umfassenden Datensatz vom 2. April 1986 bis zum 5. Juli 1987 wurden in der Nacht vom 24. Juli 1986 zwei 30-minütige Ausbrüche mit den Perioden von (1.23572 ± 0.0004) s

bei MJD 46635.03 und $\Phi_{\text{orb}} = 0.84$, sowie $(1.23575 \pm 0.0003) \text{ s}$ bei MJD 46635.19 und $\Phi_{\text{orb}} = 0.94$ gemessen [Dingus et al. (1988)]. Beide Messungen fanden mit $\Phi_{35} = 0.27$ während des *Main-On*-Zustandes der 35-Tage-Periode statt.

Die Periodizitätssuche wurde mit dem Protheroe-Test (5.32) durchgeführt und nur auf die Tage angewandt, die einen hohen Ereignisüberschuss aus der Quellregion aufwiesen, welche durch einen Himmelsausschnitt von 2.3° in Deklination und 2.8° in Rektaszension zentriert um die Himmelsposition von Her X-1 gegeben war. Der Überschuss in der Nacht der beiden Perioden lag bei 17 registrierten Schauern, wobei 6.0 ± 0.4 erwartet wurden, was - bezogen auf alle 340 Tage des Gesamtdatensatzes - mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.06 vorkommen konnte. Wurden die beiden zeitlich sehr nah beieinanderliegenden Datensätze mit den enthaltenen Perioden gemeinsam analysiert, so erhielt man eine resultierende Periode von $(1.23568 \pm 0.0004) \text{ s}$. Das mit dem Protheroe-Test erhaltene Frequenzspektrum ist in Abbildung 5.14 dargestellt. Die Zufallswahrscheinlichkeit ergab sich nach Beachtung des Suchintervalls im Frequenzraum und des *Oversamplings* zu $3.3 \cdot 10^{-4}$. Diese Wahrscheinlichkeit wurde mit der hiervon unabhängigen Signifikanz des Ereignisüberschusses kombiniert, was zu einer gesamten Zufallswahrscheinlichkeit der Beobachtung von $2 \cdot 10^{-5}$ führte. Der Fluss dieses Ausbruchs wurde auf $F(E \geq 50 \text{ TeV}) \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ abgeschätzt.

Ein weiteres Merkmal der Beobachtung, welches die Signifikanz der Ergebnisse abschwächte, war der gemessene Myonen-Anteil der die Periodizität ausmachenden Luftschauer, der weit über den Erwartungen von γ -induzierten Schauern lag, jedoch verträglich mit dem von hadronischen Schauern war.

{41}: Eine Analyse der gesamten CYGNUS-Daten vom 4. April 1986 bis zum 22. Juni 1992 (MJD 46524 bis 48795) ergab keine signifikanten Anzeichen für eine konstante Emission, abgesehen von der Detektion vom 24. Juli 1986 {40}, deren Signifikanz durch die gefundene Periode begründet war [Alexandreas et al. (1993)]. Ein Periodizitätstest der restlichen Daten wurde jedoch nicht durchgeführt. Die Energieschwelle des CYGNUS-Experimentes wurde im Juni 1989 von $E_{\text{Schw}} \geq 130 \text{ TeV}$ auf $E_{\text{Schw}} \geq 70 \text{ TeV}$ abgesenkt.

CASA MIA

Auch das CASA-MIA-Experiment (*Chicago Air Shower Array - Michigan Muon Array*) bei Dugway, Utah (40.2° N , 112.8° W , 1300 m über NN) führte Beobachtungen von Her X-1 im UHE-Bereich durch. Der MIA-Detektor maß hierbei den relativen Myonen-Anteil ($E \geq 750 \text{ MeV}$) der Luftschauer, welcher bei γ -induzierten Schauern geringer ist als bei vergleichbaren hadronischen. Mit dem CASA-Detektor wurde die Schauerfront vermessen, was eine Richtungsrekonstruktion mit einer Genauigkeit von 1.5° ermöglichte. Jede CASA-Station bestand aus vier Szintillationszählern, die jeweils eine Nachweisfläche von 1.5 m^2 besaßen.

{51}: Der Datensatz des Zeitraumes vom 31. Januar 1990 bis zum 6. Februar 1991 (MJD 47923 bis 48294) umfasste $280 \cdot 10^6$ aufgezeichneten Luftschauern, wobei der CASA-Detektor in diesem Zeitraum aus 529 Detektor-Stationen (untergebracht auf einer Grundfläche von 108900 m^2) bestand und eine Energieschwelle von $E_{\text{Schw}} \geq 100 \text{ TeV}$ aufwies [McKay et al. (1991)]. Es gingen alle Schauer, deren rekonstruierte Schauerichtung in einem Suchgitter von 3.0° in Deklination und 3.6° in Rektaszension um die Himmelsposition von Her X-1 zentriert lagen, in die Analyse ein.

Es wurden in den so verbleibenden Daten keine signifikanten Anzeichen für einen Ereignisüberschuss bzw. gepulste Emission aus Richtung von Her X-1 gefunden. Hierbei wurden die Daten sowohl als gesamter Datensatz als auch als in Tage unterteilte Einzeldatensätze, sowie mit und ohne Verwendung von Schnitten auf den Myonen-Anteil analysiert. Die obere Flussgrenze wurde bestimmt zu $F(E \geq 190 \text{ TeV}) \leq 3.4 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bzw. $F(E \geq 530 \text{ TeV}) \leq 1.5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

{52}: Das Utah Cherenkov Array und das Michigan Muon Array bei Dugway, Utah ($E_{\text{Schw}} \geq 70 \text{ TeV}$) beobachteten Her X-1 von März bis Juni 1989 (MJD 47587 bis 47709) insgesamt 23 Nächte ohne Anzeichen auf einen konstanten Fluss oder ausbruchartiges Verhalten [Ciampa et al. (1990)]. Das Cherenkov-Feld hatte hierbei eine effektive Nachweisfläche von 45000 km^2 und eine Winkelauflösung von etwa 1° . Das Myonen-Feld deckte im Zeitraum der Beobachtungen eine Fläche von 1250 m^2 ab und detektierte etwa fünf Myonen in einem 100 TeV Schauer, wobei in dieser Analyse keine Schnitte auf den Myonengehalt der Luftschauer durchgeführt wurden. Aufgrund einer kleinen Änderung am Detektor, konnte die Energieschwelle im Mai 1989 von $E_{\text{Schw}} \geq 70 \text{ TeV}$ auf $E_{\text{Schw}} \geq 40 \text{ TeV}$ gesenkt werden. Aus dem Beobachtungszeitraum vor und nach der Energieschwellen-Ände-

ung wurde die folgenden oberen Flussgrenzen angegeben: $F(E \geq 70 \text{ TeV}) = 2.5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für März bis April sowie $F(E \geq 40 \text{ TeV}) = 1.9 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für Mai bis Juni.

{50}: Auch die Beobachtungen der folgenden Jahre vom 4. März 1990 bis zum 10. August 1995 (MJD 47954 bis 49939) lieferten bei einer Energieschwelle von $E_{\text{Schw}} \geq 85 - 100 \text{ TeV}$ keine signifikanten Anzeichen für ein Signal [Borione et al. (1996)].

HEGRA

Auch mit den HEGRA AIROBICC- und Szintillator-Feldern ($E_{\text{Schw}} \geq 24 \text{ TeV}$) auf der kanarischen Insel La Palma ($17^\circ 52' 48'' \text{ W}$, $28^\circ 45' 30'' \text{ N}$, 2200 m über NN) wurde Her X-1 beobachtet. Die 221 Szintillator-Hütten waren, genau wie die 49 AIROBICC-Hütten, bei denen es sich um Weitwinkel-Cherenkovlicht-Detektoren handelte, auf einer Grundfläche von 32000 m^2 verteilt¹⁰.

{60}: Die Beobachtungen im Zeitraum von Mai 1992 bis März 1993 (MJD 48758 bis 49062) lieferten keinen signifikanten Ereignisüberschuss (-0.54σ). Eine Periodizitätsanalyse wurde in diesen Daten nicht durchgeführt [Karle et al. (1995)].

{61}: In den Daten der Jahre 1993 und 1994 (MJD 48988 bis 49687) wurde jedoch bei einer Energieschwelle von $E_{\text{Schw}} \geq 20.3 \text{ TeV}$ ein deutlicher Ereignisüberschuss von 3.3σ (4.2σ im Jahre 1994 allein) gemessen [Prah (1999)], der in eine obere Flussgrenze von $F(E \geq 20.3 \text{ TeV}) = 6.5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ umgerechnet wurde. Desweiteren ergaben sich Anzeichen (1.56σ) auf eine Korrelation zwischen Ereignisüberschuss und Orbitalphase Φ_{orb} . Auch die Pulsarperiode wurde mit dem Fisher-Test mit 2.18σ in den Daten gefunden. Diese Messung war mit ein Grund für die Beobachtung von Her X-1 mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System in den Jahren 1999, 2000 und 2001.

Kolar Gold Fields

Bei den *Kolar Gold Fields* (KGF), Indien (12.95° N , 78.3° O , 920 m über NN) handelte es sich ebenfalls um ein Detektorfeld, bestehend aus 127 Plastik-Szintillator-Hütten mit je 1 m^2 Grundfläche und sieben Myonen-Detektoren mit einer Grundfläche und Energieschwelle von je 28.8 m^2 bzw. 1 GeV . Die Energieschwelle des Feldes betrug $E_{\text{Schw}} \geq 500 \text{ TeV}$. Jeder Myonen-Detektor bestand aus zwei Lagen von jeweils 48 Proportionalzählern. Der gesamte Detektor deckte eine Fläche von 43000 m^2 ab und hatte eine Ereignisrate von etwa 1 Hz .

{70}: Aus den Beobachtungen vom Oktober 1984 bis zum Juli 1985 (MJD 45975 bis 46267) wurde - abgesehen von einem 3σ -Überschuss von 7 Ereignisse aus einem 1.5° Himmelssegment um die Quellposition bei 1.3 erwarteten vom 23. Mai bis zum 20. Juli 1985 - kein konstanter Fluss gemessen: 121 Quellereignisse bei 113.8 erwarteten [Sinha et al. (1990)]. Der oben erwähnte Überschuss hat eine Poisson-Wahrscheinlichkeit von 0.026, wobei sich die entsprechenden Ereignisse vermehrt um $\Phi_{\text{orb}} = 0.7 - 0.8$ ansammelten. Der über die Zeit gemittelte Fluss wurde angegeben mit $F(E \geq 1 \text{ TeV}) \leq (3.9 \pm 1.6) \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Der Myonen-Detektor war im Zeitraum dieser Messung noch nicht in Betrieb.

{71}: In dem nachfolgenden 1761-stündigen Datensatz, der den Zeitraum von 1985 bis 1987 (MJD 46067 bis 47161) umfasste, wurde ein 2.8σ Überschuss (432 Quell- und 378.7 Untergrundereignisse) gemessen, wobei sich die Ereignisse vorwiegend bei $\Phi_{\text{orb}} = 0.8 - 0.9$ ansammelten. Die hieraus errechnete obere Flussgrenze ergab $F \leq 8.9 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Acharya et al. (1991)].

Pachmarhi

Das *Atmospheric Cherenkov Array* bei Pachmarhi, Indien ($78^\circ 26' \text{ O}$, $22^\circ 28' \text{ N}$, 1075 m über NN) befand sich bis März 1985 in Ootacamund und wurde im März 1986 bei Pachmarhi wiederaufgebaut. Es bestand aus 10 kleinen und acht großen parabolischen Reflektoren mit 0.9 m bzw. 1.5 m Durchmesser und jeweils einem Photomultiplier in der Brennebene. Die Ausrichtungsgenauigkeit

¹⁰Die HEGRA Detektorfelder sind nicht zu verwechseln mit dem HEGRA Cherenkov-Teleskop-System, mit dem die Beobachtungen der Daten dieser Arbeit durchgeführt wurden.

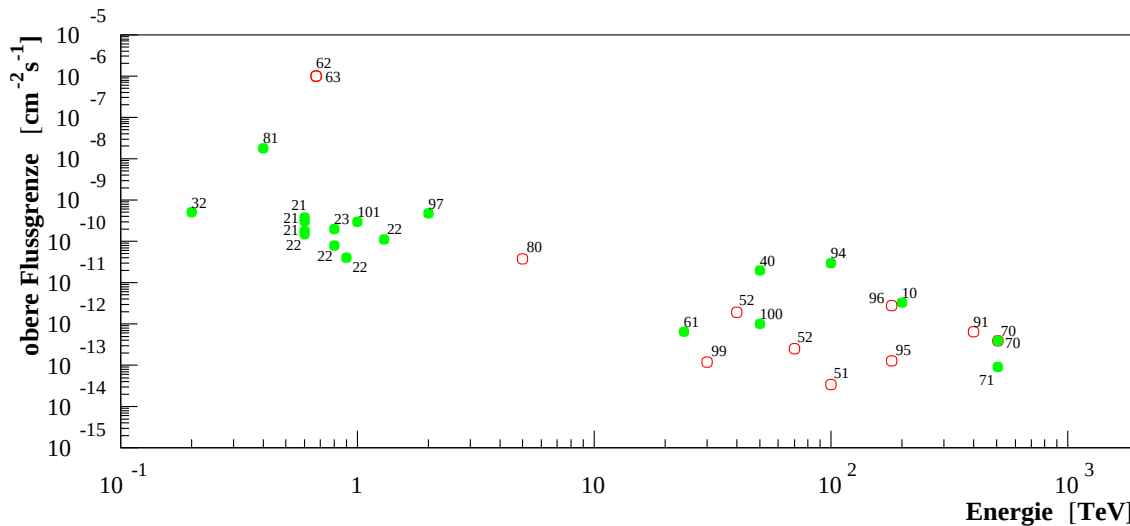


Abbildung A.4: Die in den verschiedenen Untersuchungen ermittelten oberen Flussgrenzen in Abhängigkeit der Beobachtungsenergie des entsprechenden Experiments. Die Werte entstammen zum Teil aus Datensätzen, die in mehreren Jahren angesammelt wurden (Langzeitbeobachtungen mit Detektorfeldern), und zum Teil aus kurzweiligen, nächteweisen Beobachtungen, die einen geringen Ereignisüberschuss zeigten und können daher strenggenommen nicht direkt miteinander verglichen werden. Die Nummern entsprechen denen der näheren Beschreibungen im Text (geschweifte Klammern). Die ausgefüllten Kreise stellen die Messungen mit möglichen Ausbrüchen dar, die unausgefüllten jene ohne einen Hinweis auf Emission.

der Spiegel am Himmel wurde mit 0.25° angegeben und die Energieschwelle sowie die durchschnittliche Triggerrate des Feldes betrugen $E_{\text{Schw}} \geq 0.4 \text{ TeV}$ bzw. 800 Ereignisse pro Minute. Die Ereigniszeiten wurden mit einer absoluten Genauigkeit von $\pm 0.5 \text{ ms}$ digitalisiert.

[81]: In einer Beobachtungsserie vom 5. bis zum 14. April 1986 wurde am 11. April von 21:47 bis 22:01 UTC (MJD 46531.51, $\Phi_{\text{orb}} = 0.19$ und $\Phi_{35} = 0.31$) ein 42σ Ausbruch gemessen, wobei die Triggerrate Werte von 1332 min^{-1} bei einer zenitwinkelabhängigen erwarteten Untergrundrate von etwa 900 min^{-1} erreichte [Vishwanath et al. (1989)]. Der ermittelten Fluss ergab sich zu $(1.80 \pm 0.04) \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Suche nach einer Periode erwies sich wegen lückenhafter Daten, die auf technische Probleme bei der Datenaufzeichnung zurückzuführen waren, als schwierig, so dass die im $[0.79; 0.83] \text{ Hz}$ Intervall mit Rayleigh-Werten ≥ 10 gefundenen Frequenzen von 0.8010 Hz, 0.8071 Hz und 0.8197 Hz nach Angabe der Autoren nicht Ernst genommen werden konnten. Ein Einfluss der Probleme auf die sonstige Datenanalyse wurde jedoch ausgeschlossen.

[80]: In weiteren Beobachtungen vom 2. April bis zum 11. Mai 1989 (MJD 47619 bis 47658, 16 Nächte mit je einer bis drei Stunden) wurde in einem Frequenzfenster von $\pm 0.315\%$ um die damalige Pulsarperiode von $P_p = 1.2378527\text{ s}$ nach einer Periodizität gesucht [Bhat et al. (1990)]. Es wurden jedoch keine statistisch signifikanten Rayleigh-Werte gefunden. Die obere Flussgrenze der Beobachtungen wurde angegeben mit $F(E \geq 5\text{ TeV}) < 3.7 \cdot 10^{-11}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$.

Sonstige

[91]: Das SPICA-Feld bei Akeno (36° N, 138° O) bestand aus 138 Szintillator-Detektoren mit je 1 m² Grundfläche und sieben Myonen-Detektoren mit je 25 m² Fläche, die der γ -Hadron-Separation der Luftschauer dienten. Das Feld triggerte bei einer Energieschwelle von $E_{\text{Schw}} \geq 400$ TeV und einer Winkelauflösung von 3° mit etwa 200 Ereignissen pro Stunde. Aufgrund zahlreicher Berichte gepulster Emission von anderen Gruppen im Jahre 1986 wurde der SPICA-Datensatz vom 8. Februar bis zum 17. Oktober 1986 (MJD 46470 bis 46721) ebenfalls genauer untersucht [Weekes et al. (1990)]. Eine hierbei entdeckte Ungenauigkeit der Ereigniszeiten von $\pm 100 \mu\text{s}$ seit Juli 1986, die auf eine Fehlfunktion während der Datennahme zurückzuführen war, konnte nachträglich korrigiert werden. In den Daten vom 20. März 1986 (MJD 46510) wurde mit 16 bei 4.7 erwarteten Ereignissen ein 2σ Ereignisüberschuss beobachtet, was jedoch in Anbetracht der entsprechenden Anzahl analysierter

Nächte zu erwarten war. Bei Betrachtung des gesamten Datensatzes ergaben sich 1124 Quell- bei 1121 erwarteten Untergrundereignissen. Die obere Flussgrenze im 95% Vertrauensintervall wurde bestimmt zu $F(E \geq 400 \text{ TeV}) \leq 6.4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Eine Periodizitätsanalyse wurde wegen einer unzureichend genauen Systemuhr bei der Ereignisaufzeichnung nicht durchgeführt.

{92}: Im Mai 1988 (MJD 47283 bis 47313) und im Mai/Juni 1989 (MJD 47648 bis 47709) wurde Her X-1 von den *Sandia National Laboratories* bei Albuquerque, New Mexico beobachtet, die aus zwei Cherenkovlicht-Detektoren mit einem Spiegeldurchmesser von je 11 m^2 und einer Energieschwelle von $E_{\text{Schw}} \geq 0.2 \text{ TeV}$ bestanden [Akerlof et al. (1990)]. Die Frequenzsuche wurde in einem Frequenzfenster von $\pm 2.785\%$ um die Röntgenpulsarperiode durchgeführt. In der Analyse wurden weder signifikante Abweichungen von der Verteilung der Rayleigh-Werte noch Anzeichen für eine stetige Emission gemessen.

{93}: In den Beobachtungen des Ohya-Experimentes bei Utsunomia City, Japan (139.83° O , 36.58° N), das aus 42 Szintillatorhütten bestand, vom Januar 1986 bis zum April 1991 (MJD 46432 bis 48378) wurden an folgenden Tagen Anzeichen sporadischer Emission gemessen: 28. November 1986 (MJD 46762.5 mit 4.79σ), 4. Dezember 1987 (MJD 47133.5 mit 3.75σ), 23. Juni 1988 (MJD 47336.5 mit 4.56σ) und 22. März 1989 (MJD 47607.5 mit 4.88σ [Muraki et al. (1991)]). Hierbei wurden alle Ereignisse, die innerhalb eines $\pm 3^\circ$ Intervalls in Deklination bzw. eines $\pm 4^\circ$ Intervalls in Rektaszension um die Himmelsposition von Her X-1 zentriert lagen, als Quellereignisse gewertet. Eine genaue Uhr ($\pm 1 \text{ ms}$) wurde am 2. Mai 1988 (MJD 47283) installiert, so dass eine Suche nach Periodizitäten möglich wurde, die eine Periode von $(1.2362 \text{ s} \pm 0.001) \text{ s}$ mit 4.2σ ergab¹¹.

{94}: Auch die Daten aus dem Jahre 1986 des Ooty-Szintillator-Feldes, das sich bei Ooty, Süd-Indien (11.4° N , 77° O , 2200 m über NN) befand und aus 24 Szintillationszählern bestand, wurden aufgrund der von anderen Gruppen zahlreich veröffentlichten Anzeichen gepulster Emission auf Periodizität untersucht [Gupta et al. (1990)]. Das Detektorfeld besaß eine Energieschwelle von $E_{\text{Schw}} \geq 100 \text{ TeV}$ und eine Winkelauflösung von etwa 1.5° ; die Ereigniszeiten wurden mit einer Genauigkeit von 1 ms aufgezeichnet.

Zunächst wurde der Datensatz im Zeitraum der signifikanten CYGNUS-Messung {40} vom 24. Juli 1986 untersucht, wobei am 8. und 9. August 1986 jeweils sechs Schauer im Ooty-Datensatz entdeckt wurden, deren Gesamtsignifikanz bezogen auf die 685 des gesamten Datensatzes jedoch nicht allzu hoch war. Die Zeiten dieser beiden Schauersätze wurden mit der Protheroe-Statistik in einem Intervall von $1.2357 - 1.2359 \text{ s}$ nach Periodizitäten durchsucht. Bei der Periode von 1.23577 s erreichte die Protheroe-Statistik mit 5.23 ihr Maximum, was einer aus *Monte-Carlo*-Methoden ermittelten Zufallswahrscheinlichkeit von $1.75 \cdot 10^{-3}$ entsprach, die sich jedoch unter Beachtung der in der Analyse 20 abgetasteten Frequenzen auf $3.5 \cdot 10^{-2}$ reduzierte. Hinzu kam jedoch die Tatsache, dass die gefundene Periode sehr nahe der in der CYGNUS-Messung {40} gefundenen von 1.23568 s lag. Im gesamten Datensatz wurden desweiteren diejenigen Nächte auf Periodizität untersucht, die einen deutlichen Ereignisüberschuss von acht Schauern in einer Nacht gegenüber der Untergrunderwartung von 2.48 Schauern aufwiesen. Hiermit wurden in zwei weiteren Nächten, am 1. Juli 1986 (MJD 46582.57) und am 21. November 1986 (MJD 46755.57), ebenfalls Anzeichen für periodisch emittierte Strahlung gefunden, deren Zufallswahrscheinlichkeiten sich für die untersuchte Periode von 1.23577 s zu $2.9 \cdot 10^{-2}$ bzw. $8.8 \cdot 10^{-2}$ ergaben, wobei sich die hierzu beitragenden Ereignisse vorwiegend bei $\Phi_{\text{orb}} = 0.54 - 0.76$, sowie alle innerhalb von $\Phi_{35} = 0.59 - 0.70$ (*Short-On*-Zustand) ansammelten. Die Wahrscheinlichkeit, die Periodizität in allen drei erwähnten Nächten zu messen wurde auf $5 \cdot 10^{-4}$ abgeschätzt.

Die Zeiten der 28 Schauer aus allen drei Nächten wurden zusätzlich in einer gemeinsamen Periodizitätsanalyse untersucht, was mit einem Protheroe-Wert von 7.80 auf eine Periode von 1.2357701 s führte und einer Gesamtzufallswahrscheinlichkeit von $2.2 \cdot 10^{-4}$ entsprach. Der entsprechende Fluss wurde abgeschätzt zu $F(E \geq 100 \text{ TeV}) = (3.0 \pm 0.7) \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Zwischen dem 1. Juli und dem 21. November waren vier weitere Nächte mit je sieben oder sechs Schauern vorhanden, die jedoch keine Anzeichen auf Periodizität zeigten¹². Insgesamt beinhaltete der Datensatz 904 Tage, an denen Her X-1 beobachtet wurde, von denen 685 die Qualitätsschnitte (Wetter etc.) überlebten.

¹¹ Alle in dieser Übersicht dargestellten Ergebnisse wurden unter dem Gesichtspunkt der Vollständigkeit zusammengetragen, es wurden - nach bestem Gewissen - keine Bewertungen oder Selektionen in der Darstellung vorgenommen. Es sollte an dieser Stelle dennoch erwähnt werden, dass [Muraki et al. (1991)] keine genaueren Darstellungen der Analysemethoden geben, was bei derartigen Resultaten durchaus wünschenswert wäre; es bleibt dem Leser selbst überlassen, wie er diese Ergebnisse wertet.

¹² Diese ebenfalls auf Periodizität untersuchten Nächte gingen nicht - wie eigentlich notwendig - in die Berechnung der Zufallswahrscheinlichkeit der vorigen Perioden ein.

{95}: Beobachtungen von Her X-1 mit dem *Haverah Park Gamma-Array* (GREX, $E_{\text{Schw}} \geq 180$ TeV) in den North Yorkshire Moors (53.96° N, 1.63° W, 220 m über NN) für 31 Monate vom 1. Januar 1986 bis zum Juli 1988 (MJD 46431 bis 47392) lieferten lediglich einen schwachen Ereignisüberschuss von 1.7σ , in dem keine Orbitalperioden-Abhängigkeit zu erkennen war [Bloomer et al. (1990)]. 8 von 5.9 erwarteten Nächten gaben schwachen Anlass zur Vermutung von gelegentlich sporadischer Emission. Die obere Flussgrenze wurde angegeben mit $F(E \geq 180 \text{ TeV}) \leq 1.28 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

{96}: In den Daten von März bis August 1986 (MJD 46497 bis 46650, etwa 27 Stunden) des *Haverah Park Gamma-Array* (GREX) konnten keine Anzeichen für einen konstanten Flussüberschuss festgestellt werden [Bloomer et al. (1987)]. Eine obere Flussgrenze wurde im 95%-Vertrauensintervall bestimmt zu $F(E \geq 180 \text{ TeV}) \leq 2.8 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

{97}: Vom 11. bis zum 17. Juni 1988 (MJD 47324 bis 47330) wurde Her X-1 für insgesamt 16 Stunden mit einer 3-Spiegel-Bank des Gulmarg-Teleskops ($E_{\text{Schw}} \geq 2$ TeV) beobachtet, wobei abwechselnd Quell- und Untergrundbeobachtungen von je 30 Minuten Dauer durchgeführt wurden [Rawat et al. (1990)]. In der Zeitanalyse wurde jedes 30-minütige Datensegment einem Rayleigh-Test im Frequenz-Bereich von 11 IFS um die Röntgenfrequenz zentriert unterzogen, wobei die absolute Zeitgenauigkeit der aufgezeichneten Ereignisse $180 \mu\text{s}$ betrug. Hierbei wurde ein 15-minütiger Ausbruch am 12. Juni 1988 um 21:05 UTC (MJD 47324.87, $\Phi_{\text{orb}} = 0.66$ und $\Phi_{35} = 0.02$) gemessen, in dem mit einem Rayleigh-Wert von 9.5, was einer Gesamtzufallswahrscheinlichkeit von $1.3 \cdot 10^{-2}$ entsprach, eine Periode von $(1.237625 \pm 0.0001705) \text{ s}$ bestimmt wurde. Die Pulsarfrequenz im Röntgenbereich betrug zu dieser Zeit $P_p = 1.23776503 \text{ s}$. Die gesamte Zufallswahrscheinlichkeit ergab sich zu 0.03%. Der Anteil der Quellereignisse am Gesamtsignal wurde zu $27.3 \pm 5.3 \%$ abgeschätzt, was auf eine obere, zeitgemittelte Flussgrenze von $F(E \geq 2 \text{ TeV}) \leq 4.76 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ führte.

{99}: Das EAS-TOP-Detektor-Feld lag bei Campo Imperatore, Italien (42.35° N, 13.57° O, 2005 m über NN) am Gran Sasso Labor und bestand aus einem Szintillationszählerfeld und einem Myonen-Detektor. Von 1989 bis 1992 wurde die Szintillatorfläche schrittweise von 240 m^2 auf 350 m^2 erhöht. Die Ereigniszeiten wurden mit einer absoluten Genauigkeit von $100 \mu\text{s}$ gespeichert und die Energieschwelle des Detektors betrug $E_{\text{Schw}} \geq 30$ TeV. In den Daten vom Januar 1989 bis zum Dezember 1993 (MJD 47542 bis 49337) wurden keine positiven Anzeichen weder für eine Langzeitemission noch für sporadische Ausbrüche gefunden [Aglietta et al. (1995)]. Die obere Flussgrenze wurde bestimmt zu $F(E \geq 25 \text{ TeV}) \leq 1.2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

{100}: Das Cherenkov-Teleskop der Universität von Adelaide, Woomera (31° S) bestand aus drei 12 m^2 Spiegeln und drei 52 mm Photomultipliern. Die durchschnittliche gemessene Ereignisrate und die Energieschwelle betrugen 0.4 Hz bzw. $E_{\text{Schw}} \geq 50$ TeV. Die Beobachtungen wurden in insgesamt 75 Nächten zwischen 1990 und 1992 (MJD 47923 bis 48927) durchgeführt. Die Ergebnisse einer durchgeführten Frequenzanalyse sind verträglich mit den Erwartungen einer Zufallsverteilung der Ereigniszeiten [Roberts et al. (1993)]. Eine interessante Messung am 29. April 1992 (MJD 48741.3, $\Phi_{35} = 0.71$), die für etwa 320 Minuten bei einer Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} = 0.877 - 0.007$ andauerte, wurde dennoch gesondert erwähnt: In einem Fenster, das die Orbitalphase von $\Phi_{\text{orb}} = 0.93 - 0.974$ abdeckte - und somit dem Beginn der Verdeckung des Pulsars durch den Begleitstern entsprach - wurde eine Periode von 1.23710 s mit einer Zufallswahrscheinlichkeit von $4 \cdot 10^{-3}$ bestimmt. Dies entsprach einer Blauverschiebung bezogen auf die zeitgleiche Pulsarperiode von 0.053 %. Der hieraus bestimmte Fluss ergab sich zu $F(E \geq 50 \text{ TeV}) = 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, was einem Anteil der gepulsten Strahlung zur Gesamtstrahlung von etwa 50 % entspricht.

{101}: Ein zeitgleiche Beobachtung des Cherenkov-Teleskopes der Durham-Gruppe bei Dugway (40.2° N, 112.8° W, 1.3 km über NN) mit dem Whipple Teleskop {21} am 4. April 1984 von 9:30 bis 10:30 UTC (MJD 45794.4, $\Phi_{\text{orb}} = 0.4$ und $\Phi_{35} = 0.2$) wurde von [Chadwick et al. (1987)] berichtet. Auch die aus den Dugway-Messungen bestimmte Periode ergab sich zu $(1.2376 \pm 0.0004) \text{ s}$, wobei die Zufallswahrscheinlichkeit $3 \cdot 10^{-3}$ betrug. Auch der bestimmte Fluss von $F(E \geq 1 \text{ TeV}) = 3 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ stimmte bei einer etwas unterschiedlichen Energieschwellen der beiden Experimente überein. Die Energieschwelle des Durham-Teleskopes betrug $E_{\text{Schw}} \geq 1$ TeV.

Literaturverzeichnis

- [Acharya et al. (1991)] Acharya, B.S., Vishwanath, P.R., et al. — **22nd ICRC (Dublin), 1, 237, (1991)**
Search for UHE Gamma-Rays from Hercules X-1
- [Aglietta et al. (1995)] Aglietta, M., et al. — **Astropart. Phys., 3, 1, (1995)**
Results on Candidate UHE Gamma Ray Sources by the EAS-TOP Array (1989-1993)
- [Aharonian et al. (2000)] Aharonian, F.A., et al. — **ApJ, 539, 317, (2000)**
The Energy Spectrum of TeV Gamma-Rays from the Crab Nebula as measured by the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes
- [Aharonian et al. (2001)] Aharonian, F.A., et al. — **A&A, 370, 112, (2001)**
Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A
- [Akerlof et al. (1990)] Akerlof, C., et al. — **21st ICRC (Adelaide), 2, 95, (1990)**
Search for 200 GeV Gamma Rays from Hercules X-1
- [Alexandreas et al. (1993)] Alexandreas, D.E., et al. — **ApJ, 405, 353, (1993)**
Daily search for emission of ultra-high-energy radiation from point sources
- [Austin et al. (1990)] Austin, R., et al. — **21st ICRC (Adelaide), 2, 110, (1990)**
TeV Gamma Rays from Hercules X-1 at an Anomalous Period
- [Baltrusaitis et al. (1985a)] Baltrusaitis, R.M., et al. — **ApJ, 293, L69, (1985)**
Evidence for 500 TeV gamma-ray emission from Hercules X-1
- [Baltrusaitis et al. (1985b)] Baltrusaitis, R.M., et al. — **19th ICRC (La Jolla), 1, 111, (1985)**
500 TeV Gamma Rays from Hercules X-1
- [Bell (1978)] Bell, A.R. — **MNRAS, 182, 147, (1978)**
The acceleration of cosmic rays in shock fronts - I
- [Bhat et al. (1990)] Bhat, P.N., Vishwanath, P.R., et al. — **21st ICRC (Adelaide), 2, 108, (1990)**
Observation on Her X-1 for TeV Gamma Ray Emission
- [Bildsten et al. (1997)] Bildsten, L., Chakrabarty, D., Chiu, J., et al. — **ApJS, 113, 367, (1997)**
Observations of Accreting Pulsars
- [Bird et al. (1994)] Bird, D.J., et al. — **ApJ, 424, 491, (1994)**
The Cosmic-Ray Energy Spectrum observed by the Fly's Eye
- [Blandford & Teukolsky (1976)] Blandford, R., & Teukolsky, S.A. — **ApJ, 205, 580, (1976)**
Arrival-Time Analysis For A Pulsar In A Binary System
- [Blobel & Lohrmann (1998)] Blobel, V., & Lohrmann, E. — **Teubner Studienbücher, Physik, (1998)**
Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse
- [Bloomer et al. (1987)] Bloomer, S.D., et al. — **Proc. 20th ICRC (Moscow), 1, 248, (1987)**
Observations of Hercules X-1, 4U0115+63 and the Crab Pulsar above 200 TeV made at Haverah Park
- [Bloomer et al. (1990)] Bloomer, S.D., et al. — **21st ICRC (Adelaide), 2, 334, (1990)**
Optical and VHE Monitoring of Hz Her / Her X-1 Binary System
- [Borione et al. (1996)] Borione, A., Chantell, M.C., Covault, C.E., et al. — **astro-ph/9611117, to be published in Physical Review D, (1996)**
A High Statistic Search for Ultra-High Energy Gamma-Ray Emission from Cygnus X-3 and Hercules X-1
- [Bradbury et al. (1997)] Bradbury, S.M., et al. — **A&A, 320, L5, (1997)**
Detection of gamma-rays above 1.5 TeV from Mkn 501
- [Cawley et al. (1985)] Cawley, M.F., Gorham, P.W., Lamb, R.C., et al. — **19th ICRC (La Jolla), 1, 119, (1985)**
Hercules X-1: Pulsed Gamma-Rays Detected above 150 GeV

- [Chadwick et al. (1987)] Chadwick, P.M., et al. — in **'Very High Energy Gamma Ray Astronomy (ed. K.E. Turver)'**, p.121, (1987)
Simultaneous Measurements of VHE Gamma Rays from Hercules X-1
- [Chanmugam & Brecher (1985)] Chanmugam, G., & Brecher, K. — **Nature**, **313**, **767**, (1985)
Ultra-high energy gamma rays and cosmic rays from accreting degenerate stars
- [Cheng & Ruderman (1989)] Cheng, K.S., & Ruderman, M. — **ApJ**, **337**, **L77**, (1989)
Period differences between X-ray and very high energy gamma-ray observations of accreting X-ray pulsars
- [Ciampa et al. (1990)] Ciampa, D., et al. — **21st ICRC (Adelaide)**, **2**, **114**, (1990)
Hercules X-1 Results from Utah Cherenkov Array
- [Coburn et al. (2000)] Coburn, W., Heindl, W.A., Wilms, J., et al. — **ApJ**, **543**, **351**, (2000)
The 1999 Hercules X-1 Anomalous Low State
- [Daum et al. (1997)] Daum, A., Hermann, G., Hess, M., et al. — **Astroparticle Physics**, **8**, **1**, (1997)
First results on the performance of the HEGRA IACT array
- [De Jager (1987)] De Jager, O.C. — **Ph.D. Thesis, Potchefstroom University**, (1987)
The Analysis and Interpretation of VHE Gamma Ray Measurements
- [De Jager et al. (1988)] De Jager, O.C., et al. — **ApJ**, **329**, **831**, (1988)
A TeV Triple Peak From PSR 1509-58?
- [De Jager et al. (1989)] De Jager, O.C., Swanepoel, J.W.H., & Raubenheimer, B.C. — **A&A**, **221**, **180**, (1989)
A powerful test for weak periodic signals with unknown light curve shape in sparse data
- [Deeter et al. (1981)] Deeter, J.E., Boynton, P.E., & Pravdo, S.H. — **ApJ**, **247**, **1003**, (1981)
Pulse-timing observations of Hercules X-1
- [Deeter et al. (1991)] Deeter, J.E., Boynton, P.E., Miyamoto, S., et al. — **ApJ**, **383**, **324**, (1991)
Decrease in the orbital period of Hercules X-1
- [Delgado et al. (1983)] Delgado, A.J., Schmidt, H.U., & Thomas, H.C. — **A&A**, **127**, **L15**, (1983)
HZ Herculis, still active
- [Dingus et al. (1988)] Dingus, B.L., et al. — **Phys. Rev. Lett.**, **61**, **1906**, (1988)
Ultrahigh-energy pulsed emission from Hercules X-1 with anomalous air-shower muon production
- [Eichler & Vestrand (1985)] Eichler, D., & Vestrand, W.T. — **Nature**, **318**, **L345**, (1985)
Implications of ultra-high-energy emission from Hercules X-1
- [Fermi (1949)] Fermi, E. — **Phys. Rev.**, **75**, **8**, (1949)
On the Origin of Cosmic Radiation
- [Ferrario et al. (1999)] Ferrario, L., Li, J., Saxton, C., & Wu, K. — **PASA**, **16**, **234**, (1999)
Accretion Processes in Magnetic Binaries
- [Forman & Jones (1976)] Jones, C., Forman, W. — **ApJ**, **209**, **L131**, (1976)
UHURU observations of Hercules X-1 during the low state of the 35-day cycle
- [Giacconi et al. (1973)] Giacconi R., Gursky, H., Kellogg, E., et al. — **ApJ**, **184**, **227**, (1973)
Further X-ray observations of HER X-1 from Uhuru
- [Götting et al. (2001)] Götting, N., & the HEGRA-Collaboration — **27th ICRC (Hamburg)**, **7**, **2669**, (2001)
Search for TeV-gamma-ray emission from giant radiogalaxies with the HEGRA Cherenkov Telescopes
- [Gorham et al. (1986a)] Gorham, P.W., Cawley, M.F., Lamb, R.C., Weekes, T.C., et al. — **ApJ**, **308**, **L11**, (1986)
Pulsed TeV gamma rays detected from Hercules X-1 during X-ray source eclipse
- [Gorham et al. (1986b)] Gorham, P.W., et al. — **ApJ**, **309**, **114**, (1986)
Hercules X-1 - Pulsed gamma rays detected above 250 GeV
- [Gorham & Learned (1986)] Gorham, P.W., & Learned, J.G. — **Nature**, **323**, **422**, (1986)
Companion-star beam steering of high-energy particles from Hercules X-1
- [Gorham et al. (1987)] Gorham, P.W., et al. — in **'Very High Energy Gamma Ray Astronomy (ed. K.E. Turver)'**, **125**, (1987)
TeV Observations of Her X-1 at the Whipple Observatory: 1984-1985
- [Gosh & Lamb (1979a)] Ghosh, P., & Lamb, F.K. — **ApJ**, **234**, **296**, (1979)
Accretion by rotating magnetic neutron stars. III - Accretion torques and period changes in pulsating X-ray sources
- [Gosh & Lamb (1979b)] Ghosh, P., & Lamb, F.K. — **ApJ**, **232**, **259**, (1979)
Accretion by rotating magnetic neutron stars. II - Radial and vertical structure of the transition zone in disk accretion

- [Greisen (1960)] Greisen, K. — **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, **10**, **63**, (1960)
???
- [Gupta et al. (1990)] Gupta, S.K., et al. — **ApJ**, **354**, **L13**, (1990)
Episodic emission from Hercules X-1 at energies greater than 10 to the 14th eV - Observations with Ooty extensive air shower array during 1986
- [Heitler (1954)] Heitler, W. — **Quantum Theory of Radiation**, Oxford (1954)
Quantum Theory of Radiation
- [Helene (1983)] Helene, O. — **Nuclear Instruments and Methods A**, **212**, **319**, (1983)
Upper Limit of Peak Area
- [Hess (1912)] Hess, V.F. — **Physikalische Zeitschrift**, **13**, (1912)
Observation of Penetrating Radiation of seven Ballon Flights
- [Heß (1998)] Heß, M. — **Dissertation, Uni Heidelberg (1998)**
Untersuchung der Struktur von Luftschauern und Suche nach TeV-Gamma-Strahlung in Supernova-Überresten
- [Hillas (1985)] Hillas, A.M. — **19th ICRC (La Jolla)**, **3**, **445**, (1985)
Cherenkov light images of EAS produced by primary gamma rays and by nuclei
- [Hillas & Johnson (1990)] Hillas, A.M., Johnson, P.A. — **Proc. XXI ICRC (Adelaide)**, **4**, **19**, (1990)
Remarks On Acceleration Of UHE Particles Accosiated With Accretion Onto A Neutron Star
- [Hillas & Johnson (1991)] Hillas, A.M., Johnson, P.A. — **Proc. XXII ICRC (Dublin)**, **2**, **452**, (1991)
Narrow-Beam Geometry For VHE-UHE Gamma-Ray Sources: A Possible Reason For Sporadic Detection And Overestimate Of Power?
- [Horan et al. (2001)] Horan, D., & the VERITAS-Collaboration — **27th ICRC (Hamburg)**, **7**, **2622**, (2001)
Observation of 1H1426+428 with the Whipple 10m imaging atmospheric Cherenkov telescope
- [Horns (2000)] Horns, D. — **dissertation.de (2000)**
Suche nach TeV-Photonen aus intergalaktischen Kaskaden und nach Bose-Einstein-Kondensaten in TeV-Photonen
- [Johnson (1995)] Johnson, P.A. — **Astroparticle Physics**, **3**, **53**, (1995)
Rapid Stochastic Acceleration of Protons to Energies Above 100 TeV in the Accretion Column Of Her X-1
- [Karle et al. (1995)] Karle, A., et al. — **Astropart. Phys.**, **4**, **1**, (1995)
A Search for Gamma Ray Radiation above 24 TeV Energy from Cosmic Point Sources
- [Katz & Smith (1988)] Katz, J.I., & Smith, I.A. — **ApJ**, **326**, **733**, (1988)
Particle acceleration in accreting magnetospheres
- [Kazanas & Ellison (1986)] Kazanas, D., & Ellison, C.E. — **Nature**, **319**, **380**, (1986)
Origin of ultra-high-energy gamma-rays from Cygnus X-3 and related sources
- [Ketsaris et al. (2000)] Ketsaris, N.A., Kuster, M., Postnov, K.A., et al. — **astro-ph/0010035**, (2000)
The 35-day cycle in Her X-1 as observational appearance of freely precessing neutron star and forcedly precessing accretion disk
- [Kiraly & Meszaros (1988)] Kiraly, P., & Meszaros, P. — **ApJ**, **333**, **719**, (1988)
TeV and PeV gamma-ray emission from accreting pulsars
- [Klapdor-Kleingrothaus (1997)] Klapdor-Kleingrothaus, H.V., & Zuber, K. — **Teubner Studienbücher**, ISBN **3-519-03094-2** (1997)
Teilchenastrophysik
- [Kundt & Robnik (1980)] Kundt, W., & Robnik, M. — **A&A**, **91**, **305**, (1980)
Dipole Confined by a Disc
- [Lamb et al. (1987)] Lamb, R.C., et al. — **Proc. 20th ICRC (Moscow)**, **1**, **244**, (1987)
Observation of TeV Gamma Rays from Hercules X-1 Consistent with its Expected 35-Day Turn-On
- [Lamb et al. (1988)] Lamb, R.C., Cawley, M.F., Gorham, P.W., et al. — **ApJ**, **328**, **L13**, (1988)
TeV gamma rays from Hercules X-1 pulsed at an anomalous frequency
- [Larwood et al. (1996)] Larwood, J.D., Nelson, R.P., et al. — **MNRAS**, **282**, **597**, (1996)
The tidally induced warping, precession and truncation of accretion discs in binary systems: three-dimensional simulations
- [Larwood (1998)] Larwood, J. — **MNRAS**, **299**, **L32**, (1998)
On the Precession of Accretion discs in X-ray Binaries
- [Leahy & Scott (1998)] Leahy, D., & Scott, D.M. — **ApJ**, **503**, **L63**, (1998)
Evidence for Subsynchronous Rotation in Hz Herculis/Hercules X-1

- [Levine et al. (1996)] Levine, A., et al. — **ApJ**, **469**, **L33**, (1996)
First Results from the All-Sky Monitor on the Rossi X-Ray Timing Explorer
- [Li & Ma (1983)] Li, T., & Ma, Y. — **ApJ**, **272**, **317**, (1983)
Analysis methods for results in gamma-ray astronomy
- [Li & Wickramasinghe (1998)] Li, J., & Wickramasinghe, D.T. — **MNRAS**, **300**, **1015** (1998)
On spin-up/spin-down torque reversals in dis accreting pulsars
- [Maloney & Begelman (1997)] Maloney, P.R., & Begelman, M.C. — **ApJ**, **491**, **L43**, (1997)
The Origin of Warped, Precessing Accretion Disks in X-ray Binaries
- [Mardia (1972)] Mardia, K.V. — **Academic Press, London** (1972)
Statistics of Directional Data
- [Margon et al. (1999)] Margon, B., Deutsch, E.W., Leinhardt, Z.M., & Anderson, S.F. — **IAU Circ.**, **7144**, (1999)
Hz Her - Strong emission lines
- [McKay et al. (1991)] McKay, T.A., Borione, A., et al. — **22nd ICRC (Dublin)**, **1**, **230**, (1991)
A Search for Continuous 100 TeV Gamma-Ray Emission from Hercules X-1
- [Merck (1993)] Merck, M. — **Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München** (1993)
Suche nach Quellen ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung mit dem HEGRA-Detektor
- [Muraki et al. (1991)] Muraki, Y., et al. — **22nd ICRC (Dublin)**, **1**, **245**, (1991)
Observation of UHE Photons from Her X-1
- [Ögelman (1987)] Ögelman, H. — **A&A**, **172**, **79**, (1987)
The 35 day cycle of HER X-1 - Quality of the clock mechanism
- [Ögelman & Buccheri (1987)] Ögelman, H., & Buccheri, R. — **A&A**, **180**, **L23**, (1987)
The harmonic structure of the February 23.316 neutrino burst from the Supernova 1987 A
- [Oosterbroek et al. (2001)] Oosterbroek, T., Parmar, A.N., Orlandini, M., et al. — **astro-ph/0106193**, (2001)
A BeppoSAX observation of Her X-1 during the first main-on after an anomalous low state: evidence for rapid spin down
- [Parmar et al. (1985)] Parmar, A.N., Pietsch, W., McKechnie, et al. — **Nature**, **313**, **119**, (1985)
An extended X-ray low state from Hercules X-1
- [Petry et al. (1996)] Petry, D., et al. — **A&A**, **311**, **L13**, (1996)
Detection of VHE gamma-rays from Mkn 421 with the HEGRA Cherenkov telescopes
- [Prahl (1999)] Jürgen Prahl — **Dissertation, Uni Hamburg**, (1999)
Suche nach kosmischen γ -Punktquellen oberhalb von 20 TeV mit den HEGRA-Detektorfeldern
- [Pringle (1996)] Pringle, J.E. — **MNRAS**, **281**, **357**, (1996)
Self-induced warping of accretion discs
- [Protheroe (1985)] Protheroe, R.J. — **19th ICRC (La Jolla)**, **3**, **485**, (1985)
A New Statistic For The Analysis Of Circular Data In Gamma-Ray Astronomy
- [Protheroe (1987)] Protheroe, R.J. — **Proc. ASA**, **7** (2), **167** (1987)
Periodic Analysis of Gamma Ray Data
- [Quenby & Lieu (1987)] Quenby, J.J., & Lieu, R. — **Proc. 20th ICRC (Moscow)**, **1**, **252**, (1987)
Model for Energetic Particle Acceleration in a Jet in Cyg X-3
- [Rawat et al. (1990)] Rawat, H.S., et al. — **21st ICRC (Adelaide)**, **2**, **104**, (1990)
Pulsed Gamma Ray Emission from Hercules X-1 Above 2 TeV
- [Resvanis et al. (1987)] Resvanis, L., et al. — in **'Very High Energy Gamma Ray Astronomy (ed. K.E. Turver)'**, **131**, (1987)
VHE Gamma Rays From Her X-1 In June-July 1985
- [Resvanis et al. (1988)] Resvanis, L.K., et al. — **ApJ**, **328**, **L9**, (1988)
VHE gamma rays from Hercules X-1
- [Reynolds et al. (1990)] Reynolds, P.T., Cawley, M.F., et al. — **21st ICRC (Adelaide)**, **2**, **99**, (1990)
Observation of Hercules X-1 at TeV Energies
- [Reynolds et al. (1991)] Reynolds, P.T., Cawley, M.F., Lamb, R.C., et al. — **ApJ**, **382**, **640**, (1991)
Search for TeV gamma-ray emission from Hercules X-1
- [Reynolds & Parmar (1995)] Reynolds, A.P., & Parmar, A.N. — **A&A**, **297**, **747**, (1995)
A comparison between the Hercules X-1 pre-eclipse and anomalous dips
- [Reynolds et al. (1997)] Reynolds, A., Quaintrell, H., Still, M., et al. — **MNRAS**, **288**, **43**, (1997)
A new mass estimate for Hercules X-1

- [Roberts et al. (1993)] Roberts, M.D., et al. — **Proc. 23th ICRC (Calgary), 1, 322, (1993)**
50 TeV Observations of Her X-1 at Eclipse Ingress
- [Röhring (2000)] Röhring, A. — **dissertation.de (2000)**
Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von $3 \cdot 10^{14}$ eV bis 10^{16} eV aus der Messung der elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschauer mit dem HEGRA-Experiment
- [Scargle (1982)] Scargle, J.D. — **ApJ, 263, 835, (1982)**
Studies in Astronomical Time Series Analysis II. Statistical Aspects of Spectral Analysis of Unevenly Spaced Data
- [Schandl & Meyer (1994)] Schandl, S., & Meyer, F. — **A&A, 289, 149, (1994)**
Hercules X-1: Coronal winds producing the tilted shape of the accretion disk
- [Schandl (1996)] Schandl, S. — **A&A, 307, 95, (1996)**
Hercules X-1: modelling the anomalous and preclipse dips with the coronal wind model
- [Scott & Leahy (1999)] Scott, D.M., & Leahy, D.A. — **ApJ, 510, 974, (1999)**
RXTE/ASM Observations of the 35-day Cycle of Her X-1
- [Scott et al. (2000)] Scott, D.M., Leahy, D.A., Wilson, R.B., et al. — **ApJ, 539, 392, (2000)**
The 35-Day Evolution of the Hercules X-1 Pulse Profile: Evidence For A Resolved Inner Disk Occultation of the Neutron Star
- [Shakura et al. (1999)] Shakura, N.I., Prokhorov, M.E., Postnov, K.A., et al. — **A&A, 348, 917, (1999)**
On the origin of X-ray dips in Her X-1
- [Shapiro (1964)] Shapiro, I.I. — **Phys. Rev. Lett., Vol.13, Num.26, 789, (1964)**
Fourth Test Of General Relativity
- [Sinha et al. (1990)] Sinha, S., Vishwanath, P.R., et al. — **21st ICRC (Adelaide), 2, 126, (1990)**
UHE Gamma Ray Observation from Her X-1 with the KGF Array
- [Slane (1988)] Slane, P.A. — **Dissertation, University of Wisconsin, (1988)**
A Search For High Energy Gamma Rays From Hercules X-1
- [Slane & Fry (1989)] Slane, P., & Fry, W.F. — **ApJ, 342, 1129, (1989)**
Anomalous periodicity in the very high energy gamma-ray sources
- [Still et al. (2001)] Still, M., O'Brien, K., Horne, K., et al. — **astro-ph/0102100, (2001)**
RXTE Observations of Hercules X-1 During the July 1998 Short-high State
- [Tananbaum et al. (1972)] Tananbaum H., Gursky, H., Kellogg, E.M., et al. — **ApJ, 174, L143, (1972)**
Discovery of a Periodic Pulsating Binary X-Ray Source in Hercules from UHURU
- [Tanimori et al. (1998)] Tanimori, T., et al. — **ApJ, 497, L25, (1998)**
Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006: Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays
- [Tluczykont et al. (2001a)] Tluczykont, M., & the HEGRA-Collaboration — **27th ICRC (Hamburg), 6, 2558, (2001)**
Search for TeV gamma ray emission from young open star clusters with the HEGRA Cherenkov Telescopes
- [Tluczykont (2001b)] Tluczykont, M. — **Private Kommunikation, (2001)**
Zenitwinkelabhängige mscw-Verteilung von Ereignissen des Crab-Nebels
- [Trümper et al. (1978)] Trümper, J., Pietsch, W., Reppin, C., et al. — **ApJ, 219, L105, (1978)**
Evidence for strong cyclotron line emission in the hard X-ray spectrum of Hercules X-1
- [Trümper et al. (1986)] Trümper J., Kahabka, P., Oegelman, H., et al. — **ApJ, 300, L63, (1986)**
EXOSAT observations of the 35 day cycle of Hercules X-1 Evidence for neutron star precession
- [Urpin & Konenkov (1997)] Urpin, V., & Konenkov, D. — **MNRAS, 284, 741, (1997)**
Spin and Magnetic Evolution of Accreting Neutron Stars in Close Binaries
- [Vacanti & Reynolds (1991)] Vacanti, G., & Reynolds, P.T. — **22nd ICRC (Dublin), 1, 226, (1991)**
Optical and VHE Monitoring of the Binary System HZ Herculis / Hercules X-1
- [Vishwanath et al. (1989)] Vishwanath, P.R., Bhat, P.N., Ramanamurthy, P.V., et al. — **ApJ, 342, 489, (1989)**
A possible very high energy gamma-ray burst from Hercules X-1
- [Vrtilek et al. (2001)] Vrtilek, S.D., Quaintrell, H., Boroson, B., Still, M., et al. — **ApJ, 549, 522, (2001)**
Multiwavelength Studies of Hercules X-1 During Short High and Anomalous Low States: On-Again, Off-Again
- [Weekes et al. (1988)] Weekes, T.C., et al. — **Physics Reports, 160, Nos. 1 & 2, 1, (1988)**
Very High Energy Gamma-Ray Astronomy

- [Weekes et al. (1990)] Weekes, D.D., Ohno, Y., et al. — **21st ICRC (Adelaide), 2, 122, (1990)**
A Search for UHE Emission from Her X-1 Using the SPICA Array at Akeno
- [Wiebel-Sooth & Biermann (1998)] Wiebel-Sooth, B. & Biermann, P.L. — **New Serie, vol. VI 3C, p.37, (1998)**
Chapter 7.6: Cosmic Rays, Landolt-Börnstein

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei Prof. Dr. G. Heinzelmann für die interessante Aufgabenstellung, die gute Betreuung, die beiden interessanten und lehrreichen Messaufenthalte auf La Palma und die Möglichkeit zur Teilnahme an der ICRC 2001 in Hamburg bedanken.

Für die nette Aufnahme, die Unterstützung und die gute Arbeitsatmosphäre in der Hamburger Gruppe danke ich René Cornils, Niels Götting, Dieter Horns, Alexander Petz, Joachim Ripken, Jan Robrade, André Röhring und Martin Tluczykont.

Ein besonderer Dank geht an Niels Götting und Martin Tluczykont sowie A.Heusler aus Heidelberg für die schnelle Kalibration und Konvertierung der Her-X-1-Daten, insbesondere der Beobachtungsperiode 112, ohne die die rechtzeitige Fertigstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Erklärung:

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine weiteren Hilfsmittel als die angegebenen Quellen verwendet habe.

Hamburg, den

Matthias Beilicke