TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN

Institut für Planetare Geodäsie
Professur für Astronomie

Diplomarbeit

Exoplaneten-Transits am Triebenberg: Beobachtbarkeit und Auswertungsmethoden

Vorgelegt von: Franz Hofmann
geboren am: 04.06.1982
in: Annaberg-Buchholz

zur

Erlangung des akademischen Grades

Diplomingenieur
(Dipl.-Ing.)

Verantwortlicher Hochschullehrer: Prof. Dr. phil. nat. habil. Michael H. Soffel
Betreuer: Dr.-Ing. Ralf Langhans
Dr.-Ing. Enrico Gerlach
Tag der Einreichung: 09.12.2008

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN

Fakultät Forst-, Geo- und Hydrowissenschaften Fachrichtung Geowissenschaften
Institut für Planetare Geodäsie, Lohrmann-Observatorium

Aufgabenstellung für die Diplomarbeit

im Studiengang: Geodäsie

Name des Diplomanden: Franz Hofmann

Thema: "Exoplaneten-Transits am Triebenberg: Beobachtbarkeit und Auswertungsmethoden"

Zielsetzung:

Seit dem ersten Nachweis eines Planeten außerhalb unseres Sonnensystems (Exoplanet) hat sich dieses Forschungsfeld stark entwickelt. Der weitaus größte Teil der bisher entdeckten Exoplaneten wurde durch indirekte Verfahren beobachtet, wozu z.B. die Messung der Radialgeschwindigkeit oder Helligkeit eines Sternes zählen. Letztgenannte Methode beruht auf dem Effekt, dass Exoplaneten, deren Bahnebene durch die Sichtlinie Stern-Erde verläuft, in periodischen Abständen vor ihrem Zentralstern vorbeiziehen und dabei einen Teil seines Lichts absorbieren (Transit). Für einen Beobachter auf der Erde verringert sich für die Dauer des Transits somit geringfügig die Helligkeit dieses Sterns.

Mit dieser Diplomarbeit soll untersucht werden, inwieweit die Beobachtung von Exoplaneten-Transits von der Außenstelle des Lohrmann-Observatoriums auf dem Triebenberg aus möglich und sinnvoll ist. Anhand vorhandener bzw. neu zu gewinnender Aufnahmen ist im Zuge dessen die photometrische Güte des Systems zu untersuchen und hinsichtlich der Aufgabenstellung zu bewerten.

Weiterhin sollen Auswertungsmethoden entwickelt werden, mit denen sich die aus beobachteteten Lichtkurven ableitbaren Orbitparameter der Exoplaneten bestimmen lassen. Die Wirksamkeit der Methoden ist anhand von simulierten Beobachtungen nachzuweisen, wobei in die Simulationen die ermittelten Eigenschaften des realen Systems, beispielsweise in Form von Rauschen, einfließen sollen.

Die Zeiträume zwischen den Transits sind in Anwesenheit eines dritten Körpers nicht mehr konstant, sondern ändern sich in Abhängigkeit der Masse und Entfernung des Störkörpers. Diese Beziehungen sind durch Simulationen zu untersuchen und für schon bekannte Systeme mit mehreren Exoplaneten abzuschätzen. In diesem Zusammenhang ist eine Fehlerbetrachtung durchzuführen, um beurteilen zu können, wie genau sich der Zeitpunkt des Transits, und bei Beobachtung mehrerer aufeinander folgender Transits die Periodendauer, mit dem System auf dem Triebenberg bestimmen lassen.

Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen über das Beobachtungssystem sind aus den entsprechenden Quellen geeignete Kandidaten für Exoplaneten-Transit-Beobachtungen zu ermitteln. In Abhängigkeit von den gegebenen Witterungsbedingungen ist die Beobachtung einiger solcher Ereignisse anzustreben.

Betreuer: Dr.-Ing. Langhans, Dipl.-Ing.(FH) Gerlach
Ausgehändigt am: 9. Juli 2008
Einzureichen am: 9. Dezember 2008

Prof. Dr. phil. nat. habil. Soffel
Vorsitzender des Prüfungsausschusses

Prof. Dr. phil. nat. habil. Soffel
Geschäftsführender Institutsleiter bzw. betreuender Hochschullehrer

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die von mir am heutigen Tage der Diplomkommission der Fachrichtung Geowissenschaften eingereichte Diplomarbeit zum Thema:
„Exoplaneten-Transits am Triebenberg: Beobachtbarkeit und Auswertungsmethoden“
vollkommen selbstständig und nur unter Benutzung der in der Arbeit angegebenen Literatur angefertigt habe.

Dresden, den 09.12.2008

Franz Hofmann

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis iii

Abbildungsverzeichnis iv

Tabellenverzeichnis vi

1 Einleitung 1

1.1 Motivation . . . 1

1.2 Zielstellung . . . 2

2 Methoden zur Detektion von Exoplaneten 3

2.1 Stand der Wissenschaft . . . 3

2.2 Die Transitmethode . . . 7

2.2.1 Transitgeometrie . . . 7

2.2.2 Transitdauer . . . 9

2.2.3 Form der Lichtkurve . . . 10

2.2.3.1 Lichtkurve ohne Randverdunkelung . . . 10

2.2.3.2 Lichtkurve mit Randverdunkelung . . . 12

3 Datenerfassung und -analyse 16

3.1 Signal und Rauschen in CCD-Aufnahmen . . . 16

3.2 Korrektur der CCD-Aufnahmen . . . 19

3.2.1 Darkfield und Bias . . . 19

3.2.2 Flatfield . . . 21

3.2.3 Defektpixel . . . 23

3.3 Photometrie . . . 23

3.3.1 Realisierung der Photometrie in *MpCCD* . . . 24

3.3.2 Genauigkeit Einzelsternmessung . . . 25

3.3.3 Genauigkeit differentielle Photometrie . . . 31

3.3.4 Einfluss der Atmosphäre auf differentielle Photometrie - Extinktion . . . 33

3.3.4.1 Extinktion erster Ordnung . . . 33

3.3.4.2 Extinktion zweiter Ordnung . . . 35

3.4 Auswahl der Vergleichssterne . . . 38

3.5 Lichtkurvenanalyse 41
3.5.1 Umlaufzeit aus zeitlicher Verschiebung der Lichtkurven 41
3.5.2 Tiefe der Lichtkurve, Radienverhältnis und Signifikanz 45
3.5.3 Bestimmung der Kontaktzeiten 48
3.6 Abgeleitete Parameter des Exoplanetensystems 51

4 Auswertung der Beobachtungsdaten und Simulation 55
4.1 Bestimmung der photometrischen Güte 55
4.2 Auswertung der Transitbeobachtungen 58
4.3 Transitvariationen in Mehrfachsystemen 59

5 Zusammenfassung und Ausblick 67

A Abgeleitete Parameter aller beobachteten Transits 69

B Lichtkurven aller beobachteten Transits 72

Literaturverzeichnis 80

Abkürzungsverzeichnis

2MASS	2-Micron-All-Sky-Survey
☉	Astronomisches Symbol der Sonne
♁	Astronomisches Symbol der Erde
♃	Astronomisches Symbol für Jupiter
☿	Astronomisches Symbol für Merkur
♆	Astronomisches Symbol für Neptun
A&A	Astronomy & Astrophysics (Quelle)
ADU	Analog-to-Digital Unit
AE	Astronomische Einheit
AJ	The Astronomical Journal (Quelle)
ApJ	The Astrophysical Journal (Quelle)
ExA	Experimental Astronomy (Quelle)
FI	Farbindex
FWHM	Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum) einer Sternabbildung
HJD	Heliozentrisches Julianisches Datum
HWHM	Halbwertsradius (Half Width at Half Maximum) einer Sternabbildung
IAU	International Astronomical Union
JD	Julianisches Datum
MmSAI	Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplement (Quelle)
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (Quelle)
PASP	Publications of the Astronomical Society of the Pacific (Quelle)
pc	Parsek
PSF	Punktübertragungsfunktion (Point Spread Function)
SNR	Signal/Rausch-Verhältnis (Signal to Noise Ratio)
SuW	Sterne und Weltraum (Quelle)
VLT	Very Large Telescope
WGESP	Working Group On Extrasolar Planets Of The International Astronomical Union

Abbildungsverzeichnis

2.1 Radialgeschwindigkeitskurve von 51 Pegasi . . . 3
2.2 Lichtkurve des Gravitationslinseneffekts mit Planet . . . 5
2.3 Halbachsen und Massen der mittels Radialgeschwindigkeitsmethode entdeckten Exoplaneten . . . 7
2.4 Transitgeometrie: Seiten- und Beobachteransicht . . . 8
2.5 Mindestinklination der Planetenbahn für Transits . . . 8
2.6 Transitdauer und Kontaktpunkte des Transits . . . 9
2.7 Transitdauer bei verschiedenen Bahnhalbachsen und Inklinationen . . . 10
2.8 Parameter für Transitlichtkurve . . . 11
2.9 Lichtkurve ohne Randverdunkelung . . . 13
2.10 Sonne mit Randverdunkelung . . . 14
2.11 Geometrie zur Randverdunkelung . . . 14
2.12 Lichtkurve mit Randverdunkelung . . . 15

3.1 Apertur-Photometrie eines Sterns . . . 24
3.2 Hintergrundrauschen während der Dämmerung . . . 27
3.3 Intensitätsszintillation . . . 28
3.4 Theoretisches Szintillationsrauschen für ein 60 cm-Teleskop . . . 29
3.5 Intensitätsunsicherheit durch Aperturpositionierung . . . 30
3.6 Genauigkeit differentielle Photometrie für Stern mit SNR=400 . . . 32
3.7 Genauigkeit differentielle Photometrie für Stern mit SNR=650 . . . 32
3.8 Genauigkeit differentielle Photometrie für Stern mit SNR=1000 . . . 33
3.9 Genauigkeit differentielle Photometrie, gemischte Vergleichssterne . . . 33
3.10 Differentielle Extinktion innerhalb einer Aufnahme . . . 34
3.11 Bestimmung des Extinktionskoeffizienten erster Ordnung . . . 36
3.12 Spektrale spezifische Ausstrahlung von Sternen bei 4500 K und 8000 K . . . 36
3.13 Vergleichssterne: Extinktionskorrigiert . . . 39
3.14 Vergleichssterne: Ausreißer beseitigt . . . 39
3.15 Selektierte Vergleichssterne: Extinktionskorrigiert . . . 39
3.16 Lichtkurve des XO-1b Transits vom 24.04.2008 . . . 39
3.17 Ablauf zur Erstellung der Transitlichtkurve . . . 41
3.18 Aufweitung der Lichtkurve durch Mittelbildung . . . 42
3.19 Grenze der Umlaufzeitbestimmung über Kreuzkorrelation . . . 43
3.20 Grenze der Umlaufzeitbestimmung über Lichtkurvendifferenz . . . 43

3.21 Transitzeiten und Lichtgeschwindigkeit 44
3.22 Simulierte Lichtkurve $R_v = 0.05$, $\sigma_{mag} = 5\,\mathrm{mmag}$ 45
3.23 Simulierte Lichtkurve $R_v = 0.05$, $\sigma_{mag} = 2\,\mathrm{mmag}$ 45
3.24 Vergleich zwischen theoretischem und modelliertem Transitverlauf 49

4.1 Photometriegenauigkeit in Abhängigkeit vom Aperturradius 56
4.2 Photometriegenauigkeit mit gleich hellen und helleren Vergleichssternen 56
4.3 Photometriegenauigkeit mit schwächeren Vergleichssternen 56
4.4 Photometriegenauigkeit mit 3 gleich hellen und zusätzlichen schwächeren Sternen 56
4.5 Photometriegenauigkeit mit 3 schwächeren und zusätzlichen gleich hellen Sternen 56
4.6 Transit-SNR_T bei $\sigma_{mag} = 3\,\mathrm{mmag}$ 58
4.7 Variation des Transitzeitpunkts 61
4.8 Aliasing-Effekt bei zu geringer Abtastrate 64
4.9 Transitvariationen im Exoplanetensystem Gl 581 65
4.10 Transitvariationen im Planetensystem A: $M_{St} = M_{♃}$, $e = 0$, $a = 0.09$ AE 65
4.11 Transitvariationen im Planetensystem A: $M_{St} = M_{♃}$, $e = 0.2$, $a = 0.09$ AE 66

B.1 Transit CoRoT-Exo-2b vom 30. 07. 2008 72
B.2 Transit CoRoT-Exo-2b vom 27. 08. 2008 73
B.3 Transit GJ 436b vom 16. 02. 2008 73
B.4 Transit GJ 436b vom 08. 05. 2008 74
B.5 Transit HAT-P-5b vom 14. 05. 2008 74
B.6 Transit TrES-3b vom 06. 05. 2008 75
B.7 Transit TrES-3b vom 10. 05. 2008 75
B.8 Transit TrES-3b vom 09. 06. 2008 76
B.9 Transit TrES-3b vom 26. 07. 2008 76
B.10 Transit TrES-4b vom 06. 05. 2008 77
B.11 Transit WASP-3b vom 07. 05. 2008 77
B.12 Transit XO-1b vom 24. 04. 2008 78
B.13 Transit XO-1b vom 30. 06. 2008 78

Tabellenverzeichnis

2.1 Anzahl der bisher entdeckten Exoplaneten . . . 6
2.2 Intensitätsverminderung der Sonne bei Transits im Sonnensystem . . . 12

3.1 Vergleich Poissonrauschen in ADU und Elektronen . . . 18
3.2 Thermisches Rauschen in Einzelbildern . . . 21
3.3 Auswirkung der Flatfieldkorrektur auf das Rauschen . . . 23
3.4 Szintillationsrauschen am Stern . . . 29
3.5 SNR zur Genauigkeitsabschätzung der differentiellen Photometrie . . . 32
3.6 Helligkeitsvariation aufgrund Extinktion zweiter Ordnung . . . 37
3.7 Genauigkeit Transitabstand, zeitliche Auflösung 40 s . . . 46
3.8 Genauigkeit Transitabstand, zeitliche Auflösung 60 s . . . 46
3.9 Genauigkeit Transitabstand, zeitliche Auflösung 80 s . . . 46
3.10 Genauigkeit Transitabstand, unvollständiger Transit, zeitliche Auflösung 60 s . . . 46
3.11 Eigenschaften der Zentralsterne für simulierte Lichtkurve . . . 47
3.12 Genauigkeit Radienverhältnis Planet/Stern . . . 48
3.13 Abhängigkeit des berechneten Radienverhältnisses von der Inklination . . . 48
3.14 Genauigkeit Kontaktzeitenbestimmung, zeitliche Auflösung 40 s . . . 50
3.15 Genauigkeit Kontaktzeitenbestimmung, zeitliche Auflösung 80 s . . . 50
3.16 Genauigkeitsvergleich Bestimmung Transitabstand . . . 50
3.17 A-priori-Genauigkeit der beobachteten Größen zur Genauigkeitsabschätzung der abgeleiteten Parameter . . . 53
3.18 Genauigkeit der abgeleiteten Parameter . . . 54

4.1 Intensitäten der Ziel- und Vergleichssterne . . . 55
4.2 Photometriegenauigkeit erd- und weltraumgestützter Observatorien . . . 57
4.3 Eigenschaften der simulierten Transitsysteme . . . 61
4.4 Transitvariationen Planetensystem A . . . 62
4.5 Transitvariationen Planetensystem B . . . 62
4.6 Transitvariationen Planetensystem C . . . 62
4.7 Transitvariationen ausgewählter Mehrfachsysteme . . . 63

A.1 Abgeleitete Parameter aus CoRoT-Exo-2b Transit . . . 69
A.2 Abgeleitete Parameter aus GJ 436b Transit . . . 69
A.3 Abgeleitete Parameter aus HAT-P-5b Transit . . . 70
A.4 Abgeleitete Parameter aus TrES-3b Transit . . . 70

A.5 Abgeleitete Parameter aus TrES-4b Transit 71
A.6 Abgeleitete Parameter aus WASP-3b Transit 71
A.7 Abgeleitete Parameter aus XO-1b Transit 71

1 Einleitung

1.1 Motivation

Über Jahrtausende hinweg wurden am Himmel Objekte beobachtet, die sich von den scheinbar feststehenden Sternen durch ihre Bewegung unterscheiden und die Bezeichnung Planeten (von griech. planetes „die Umherschweifenden“) erhielten. Bis ins 18. Jh. waren nur die fünf klassischen, mit bloßem Auge leicht sichtbaren Planeten (Merkur, Venus, Mars, Jupiter und Saturn) bekannt. Nach der Erfindung des Teleskops wurden neben einer Vielzahl an kleineren Objekten (z. B. Asteroiden und Monde) auch die Planeten Uranus und Neptun entdeckt. Mit der Erde enthält das Sonnensystem damit acht bekannte Planeten.

Über die Existenz von extrasolaren Planeten (Exoplaneten) konnten die Astronomen lange Zeit nur spekulieren. Vermeintliche Entdeckungen von Planeten um 61 Cygni (Strand, 1943) oder um Barnard's Pfeilstern (van de Kamp, 1963) in der Mitte des 20. Jahrhunderts wurden durch weitere Beobachtungen nicht bestätigt. Erst in den neunziger Jahren des letzten Jahrhunderts gelang der Nachweis der ersten Exoplaneten.

Mit der Entdeckung eines Planetensystems um den Pulsar PSR1257 + 12 im Jahr 1992 (Wolszczan und Frail, 1992) und dem ersten Planeten um den sonnenähnlichen Stern 51 Pegasi (Mayor und Queloz, 1995) im Jahr 1995 begann die intensive Suche nach weiteren Planeten außerhalb unseres Sonnensystems. Um zu klären, ob neu entdeckte Objekte in die Klasse der Planeten fallen, erstellte die Working Group On Extrasolar Planets (WGESP) Of The International Astronomical Union (IAU) im Februar 2003 eine Arbeitsdefinition des Objekts „Planet“. Darin wird die Abgrenzung zu Braunen Zwergen vorgenommen, in denen bereits Kernfusionsprozesse ablaufen. Aufgrund der geringeren Masse sind diese Prozesse in Planeten nicht vorhanden. Als Massenobergrenze für Planeten werden 13 Jupitermassen festgelegt (WGESP, 2003). Die Mindestmasse bzw. -größe wird hingegen durch die Planetendefinition der IAU in unserem Sonnensystem bestimmt (IAU, 2006).

Mit einer Vielzahl an Suchprogrammen (Schneider, 2008) wurden bisher 329 Exoplaneten in 281 Planetensystemen nachgewiesen (Stand: 28.11.2008). Um mehr Informationen über diese Planetensysteme zu erhalten, sind weitere Beobachtungen nötig.

Liegt die Bahn eines Exoplaneten in der Sichtlinie Erde - Stern zieht er von der Erde aus gesehen vor dem Stern vorüber. Aus der photometrischen Beobachtung eines solchen Planetendurchgangs (Transit) können einige Orbitparameter des Exoplaneten abgeleitet und bereits vorhandene Orbitparameter verbessert werden. Enthält das System weitere Planeten, können sich diese durch gravitative Wechselwirkung mit dem Transitkandidaten bemerkbar machen und unter bestimmten Umständen dessen Orbitparameter messbar stören.

Die Transit-Neuentdeckung ist in der Regel auf zwei Arten möglich. Wird ein Himmelsausschnitt über einen längeren Zeitraum beobachtet und photometrisch ausgewertet, kann, ohne Vorwissen über

vorhandene Planeten, ein Transitereignis nachgewiesen werden. Die zweite Möglichkeit ist die Beobachtung bereits bekannter Exoplanetensysteme. Ist zusätzlich ein Zeitraum bekannt, in dem ein Transit stattfinden soll, kann durch eine „Nicht-Beobachtung“ ein berechnetes Transit-Zeitfenster verkleinert werden.

1.2 Zielstellung

Im Rahmen der Diplomarbeit sollte die Beobachtung und Auswertung von Exoplaneten-Transits am Observatorium Triebenberg (Beobachtung mittels 60 cm f/4 Newton-Teleskop in Verbindung mit einer CCD-Kamera vom Typ *PL16801* der Firma *Finger Lakes Instrumentation* und einem CLRGB-Filtersatz[1] von *Astrodon*) erfolgen.
Für die Arbeit ergeben sich folgende Ziele:

- Untersuchung, ob die Genauigkeit photometrischer Messungen am Observatorium Triebenberg ausreicht, um Helligkeitsschwankungen des Sternenlichts im Bereich weniger Millimagnituden zu detektieren.
- Entwicklung einer Auswertesoftware ET^2, um aus beobachteten Transitereignissen die entsprechenden Lichtkurven zu extrahieren und mögliche Orbitparameter des Exoplaneten abzuleiten.
- Simulation der Störeinflüsse auf Transitereignisse in Mehr-Planeten-Systemen.

[1] bestehend aus einem Clear-, Luminanz-, Rot-, Grün- und Blau-Filter
[2] Exoplaneten-Transits

2 Methoden zur Detektion von Exoplaneten

2.1 Stand der Wissenschaft

Die Suche nach extrasolaren Planeten wurden bisher hauptsächlich mit indirekten Methoden durchgeführt. Bei diesen Verfahren wird nicht der Planet selbst beobachtet, sondern es werden Effekte erfasst, welche sich aufgrund seiner Anwesenheit in einem Planetensystem ergeben. Dies betrifft z. B. die Bewegung des Zentralsterns (Radialgeschwindigkeit, Astrometrische Methode und Timing), die von der Erde erfasste scheinbare Helligkeit des Sterns (Transit) oder auch Helligkeitsschwankungen von Hintergrundsternen (Gravitationslinsenmethode). Im Folgenden werden diese Methoden kurz vorgestellt:

- **Radialgeschwindigkeitsmethode:** Beim Umlauf eines Planeten um einen Stern bewegen sich beide Körper um ihren gemeinsamen Schwerpunkt, dem Baryzentrum des Systems. Dies führt zu einer periodischen Bewegung des Sterns, dessen Bewegungskomponente entlang der Sichtlinie des Beobachters mit Hilfe des Dopplereffekts bestimmt werden kann. Bewegt sich der Stern vom Beobachter weg, so wird sein Licht rotverschoben. Bei Bewegung auf den Beobachter zu, erscheint das Licht blauverschoben. Die Messung dieser Verschiebungen erfolgt an den Spektrallinien des Sterns und kann direkt in eine Geschwindigkeit umgerechnet werden. Abb. 2.1 zeigt den

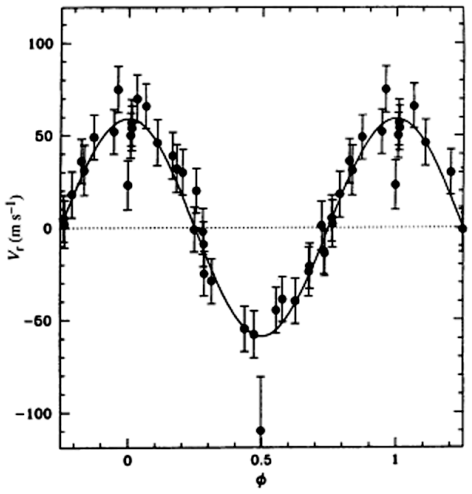

Abb. 2.1: Radialgeschwindigkeitskurve von 51 Pegasi in Abhängigkeit von der Phase des Umlaufs von 51 Peg b, aus Mayor und Queloz (1995)

.

Radialgeschwindigkeitsverlauf von 51 Pegasi, hervorgerufen durch den ersten, mit dieser Methode entdeckten Planeten 51 Peg b[1]. Die Periodendauer ist durch die Umlaufzeit des Exoplaneten gegeben, während die Amplitude bei einer kreisähnlichen Bahn von der Sternmasse sowie Masse

[1] Üblicherweise werden Exoplaneten mit kleinen Buchstaben, beginnend mit b, in der Reihenfolge ihrer Entdeckung benannt.

und großer Halbachse des Planeten abhängt (Voss, 2006). Die gemessenen Radialgeschwindigkeiten sind umso größer, je masseärmer der Stern und je massereicher der Planet ist. Auch geringere Entfernungen zwischen Stern und Planet erhöhen die Radialgeschwindigkeiten.

Da mit dieser Methode keine Geschwindigkeiten senkrecht zur Sichtlinie gemessen werden können und die Inklination der Bahnebene[2] des Planeten unbekannt ist, kann aus der Radialgeschwindigkeit nur die Mindestmasse des Planeten ermittelt werden. Bei einer Inklination von 0 ° ist keine Radialgeschwindigkeit vorhanden und es können keine Planeten detektiert werden.

Die Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung liegt zur Zeit bei wenigen Dezimetern pro Sekunde. Dies ist ausreichend für die Entdeckung eines Körpers mit fünf Erdmassen in einem merkurähnlichen Orbit um einen sonnenähnlichen Stern. Für den Nachweis eines erdähnlichen Körpers in einem erdähnlichen Orbit ist eine Genauigkeit von $5\,\mathrm{cm\,s^{-1}}$ nötig, welche in den kommenden Jahren erreicht werden soll (Li u. a., 2008).

- **Astrometrische Methode:** Bei einer geringen Bahninklination des Exoplaneten führt die Bewegung des Sterns um den gemeinsamen Schwerpunkt zu einer Positionsänderung am Himmel. Die Amplitude dieser Bewegung liegt im Bereich von Mikrobogensekunden und erfordert eine hochgenaue Astrometrie. Bei einem 100 pc entfernten sonnenähnlichen Stern ergibt sich durch einen jupiterähnlichen Exoplaneten mit einer großen Halbachse von fünf Astronomischen Einheiten (AE) z. B. eine Positionsänderung von ca. 50 µas. Mit dem Astrometriesatelliten GAIA und dem Projekt *Exoplanet Search with Phase Referenced Imaging and Microarcsecond Astrometry* (ESPRI) am Very Large Telescope Interferometer soll in den nächsten Jahren der Genauigkeitsbereich von 10-20 µas erreicht werden.
- **Transitmethode:** Zieht der Exoplanet mit großer Bahninklination vor seinem Zentralstern vorüber, wird die scheinbare Helligkeit des Sterns für die Zeit des Durchgangs vermindert. Ein Nachweis ist mit photometrischen Methoden möglich und wird ausführlicher in Abschnitt 2.2 erläutert.
- **Gravitationslinseneffekt:** In Himmelsbereichen mit hoher Sterndichte kann ein Vordergrundstern vor einem fernen Hintergrundstern vorüberziehen. Da der Vordergrundstern wie eine Linse wirkt, wird das Licht des Hintergrundsterns in seinem Gravitationsfeld abgelenkt und verstärkt. Diese Intensitätserhöhung kann gemessen werden, während die Ablenkung des Lichts im Bereich von Mikrobogensekunden liegt und zur Zeit noch nicht messbar ist.

  Die Dauer des Ereignisses beträgt in Abhängigkeit von der Masse, Geschwindigkeit und Entfernung des Vordergrundsterns mehrere Tage. Besitzt der Vordergrundstern einen oder mehrere Planeten, so können diese ebenfalls als Gravitationslinse wirken und eine zusätzliche, kürzere Helligkeitsschwankung des Hintergrundsterns hervorrufen (Abb. 2.2). Zur Zeit ist die Beobachtung des Gravitationslinseneffekts die einzige Methode auch erdähnliche Planeten um sonnenähnliche Sterne nachzuweisen. Dies gelang im Jahr 2005 mit der Entdeckung eines Planeten mit 5.5-facher Erdmasse (Beaulieu u. a., 2006).

  Ein Nachteil dieser Methode ist die Einschränkung der Beobachtungsrichtung. Um die maximale Wahrscheinlichkeit eines Gravitationslinsenereignisses zu erreichen, muss die Flächendichte der Hintergrundsterne in Beobachtungsrichtung sehr hoch sein. Dies schränkt die Suche nach

[2] Die Inklination gibt die Neigung der Bahnebene des Planeten zur Sichtlinie an. Bei einer Inklination von 0 ° steht die Bahnebene senkrecht zur Sichtlinie, bei einer Inklination von 90 ° liegt die Sichtlinie in der Bahnebene des Exoplaneten.

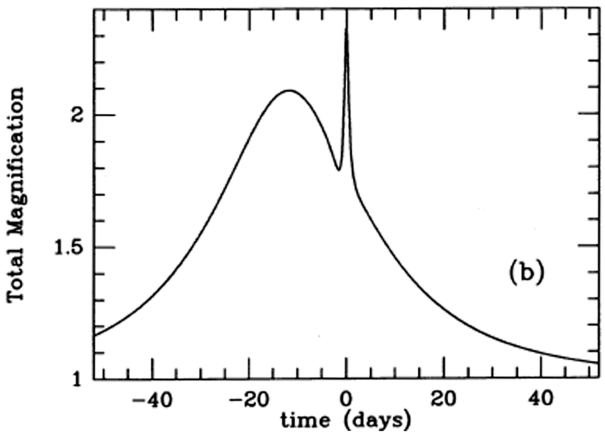

Abb. 2.2: Simulierte Lichtkurve des Gravitationslinsenereignisses eines Vordergrundsterns mit Planet. Dargestellt ist die Linsenwirkung der Sonne mit Jupiter (Sonnenabstand 5.2 AE rechtwinklig zur Sichtlinie) auf einen Hintergrundstern. Die Entfernung des Beobachters zum Sonnensystem beträgt 4 kpc. Der Einfluss des Planeten bewirkt einen kurzen zusätzlichen Helligkeitsanstieg über einen Zeitraum von etwa einem Tag (Spitze bei time = 0 days). Aus Gould und Loeb (1992).

Exoplaneten hauptsächlich auf die sternreichsten Gebiete der Milchstraße ein, wobei auch eine Beobachtung in Richtung der Magellanschen Wolken denkbar ist. Weiterhin sind die beobachteten Ereignisse einmalig, da sich die Beobachtungsgeometrie durch die Eigenbewegung der beteiligten Objekte (Beobachter, Stern mit Planet, Hintergrundstern) nicht wiederherstellen lässt. Eine ausführliche Beschreibung des Gravitationslinseneffekts findet sich bei Gould und Loeb (1992).

- **Timing:** Einige Sterne emittieren sehr regelmäßige Strahlungspulse in zeitlich konstanten Abständen, welche z. B. bei Pulsaren im Radiobereich oder auch im optischen Bereich empfangen werden können. Bewegt sich der Stern unter dem gravitativen Einfluss eines Planeten um das Baryzentrum des Systems, so ändert sich aufgrund des Dopplereffekts auch die Ankunftszeit der Strahlungspulse am Empfänger. Wie bei der Radialgeschwindigkeitsmethode ist die Stärke des Effekts bei einer kreisförmigen Bahn von Sternmasse, Planetenmasse sowie großer Bahnhalbachse und Bahninklination des Planeten abhängig. Bewegt sich der Stern auf den Beobachter zu, so verkürzt sich die Ankunftszeit der Pulse, während sie sich anderenfalls verlängert.

  Durch eine hochgenaue Zeitbestimmung der ankommenden Strahlungspulse, können sehr kleine Variationen in der Ankunftszeit bestimmt werden. Dies ermöglicht die Detektion sehr leichter Planeten. Die Mindestmassen der von Wolszczan und Frail (1992) mit der Timingmethode entdeckten Planeten um PSR1257 + 12 wurden zu 3.4 und 2.8 Erdmassen bestimmt. Die zugehörigen Variationen der Pulsankunft liegen im Bereich von 15 ps. Theoretisch sollte es möglich sein, Körper bis zur Masse des Erdmonds in den Pulsar-Systemen zu erfassen. Bei massereicheren Planeten in Verbindung mit masseärmeren Sternen wird die Pulsvariation bis in den Bereich von wenigen Sekunden verlängert. In Verbindung mit einer Pulsrate von mehreren Sekunden können diese Variationen im optischen Bereich detektiert werden. Silvotti u. a. (2007) entdeckten damit einen Planeten um den heißen Unterzwerg V 391 Peg.

  Mit der Timingmethode kann innerhalb seltener Sternsysteme, deren Zentralstern zeitlich konstante Strahlungspulse aussendet, nach zum Teil sehr massearmen Exoplaneten gesucht werden.
- **Bildgebende Verfahren:** Die direkte Abbildung eines Exoplaneten erlaubt die Untersuchung mit

weiteren Methoden, z. B. Spektroskopie oder Polarimetrie. Die Schwierigkeit der direkten Abbildung liegt weniger an den geringen Winkelabständen von Planeten zu ihren Zentralgestirnen[3], sondern hauptsächlich an den großen Helligkeitsunterschieden zwischen Planet und Stern, welcher seine Umgebung überstrahlt. Unter diesen Voraussetzungen können zur Zeit nur Planeten abgebildet werden, die sich nicht zu nahe am Zentralstern befinden. Diese Forderung kann nur durch eine entsprechend große Bahnhalbachse des Planeten bzw. durch eine geringe Entfernung des Exosystems erfüllt werden.

Das erste Bild eines Exoplaneten wurde 2004 mit dem Very Large Telescope (VLT) aufgenommen (Chauvin u. a., 2004). Der Zentralstern ist ein leuchtschwacher Brauner Zwerg in einer Entfernung von 70 pc mit einem planetaren Begleiter von ca. 5 Jupitermassen im Abstand von 55 AE. Ab 2010 sollen am VLT mit dem neuen Instrument SPHERE auch Planeten um leuchtkräftigere Sterne abgebildet werden. Es wird erwartet, dass sich in einer Entfernung von 5pc jupitergroße Exoplaneten um sonnenähnliche Sterne mit einer Großen Halbachse von 1 AE abbilden lassen (Feldt und Kasper, 2007).

Die bisher bekannten Exoplaneten sind in Tab. 2.1 nach der Methode ihrer Entdeckung zusammengefasst (der Begriff „Mehrfachsysteme“ bezieht sich in dieser Arbeit auf Systeme mit mehr als einem Planeten). Objekte mit einer Mindestmasse über 13 Jupitermassen ($M_{♃}$) sind getrennt aufgeführt, da sie laut Definition der IAU nicht zu den Planeten zählen (Abschnitt 1.1).

Tab. 2.1: Anzahl der bisher entdecken Exoplaneten in Abhängigkeit von der Entdeckungsmethode und Anzahl der entdeckten Mehrfachsysteme (Stand: 28.11.2008), nach (Schneider, 2008). Objekte mit einer Mindestmasse größer 13 Jupitermassen ($M_{♃}$) gehören nach bisheriger Definition nicht mehr zu den Planeten, sondern zu den Braunen Zwergen.

Entdeckung durch	Anzahl Planeten		Anzahl der Mehrfachsysteme
	$< 13\ M_{♃}$	$> 13\ M_{♃}$	
Radialgeschw. und Astrometrie	242	9	30
Transit	51	1	-
Gravitationslinsenmethode	8	-	1
Bildgebende Verfahren	7	4	1
Timing	6	1	2
Gesamt	314	15	34

Die Radialgeschwindigkeitsmethode ist bislang der erfolgreichste Ansatz bei der Suche nach extrasolaren Planeten. Da massereiche Planeten mit geringen Abständen zum Zentralgestirn hohe Radialgeschwindigkeiten des Sterns verursachen, wurden bisher sehr viele Planetensysteme mit sogenannten „Hot-Jupiters“ entdeckt. Dies sind Planeten mit bis zu 10 Jupitermassen, welche teilweise große Halbachsen unter 0.1 AE aufweisen und sich in unserem Sonnensystem weit innerhalb der Merkurbahn[4] befinden würden. Mit steigender Messgenauigkeit und längeren Beobachtungszeiträumen wird in Zukunft auch die Entdeckung von masseärmeren und weiter vom Zentralstern entfernten Planeten möglich sein. Abb. 2.3 zeigt die Verteilung der mittels Radialgeschwindigkeitsmethode entdeckten Planeten in Abhän-

[3] Das Auflösungsvermögen eines 8 m-Teleskops beträgt im nahen Infrarot bei einer Wellenlänge von 1.5 µm ca. $0.05''$. Wenn Sonne und Jupiter die gleiche Helligkeit aufweisen würden, könnten die beiden Körper bis in eine Entfernung von 100 pc getrennt abgebildet werden, da die Luftunruhe der Atmosphäre durch moderne adaptive Optiken fast vollständig beseitigt wird.

[4] Große Halbachse der Merkurbahn: $a_{☿} = 0.38\,\mathrm{AE}$

gigkeit von Masse und großer Halbachse. Neben der Erstentdeckung dient dieses Verfahren häufig zur Überprüfung der weiteren Methoden, da aus den Radialgeschwindigkeitsmessungen die Mindestmassen der Körper bestimmt werden kann und erst danach eine Einordnung in die Kategorie „Planet“ möglich ist. Eine aktuelle Übersicht und umfangreiche Informationen zu allen bekannten Exoplaneten findet sich bei Schneider (2008).

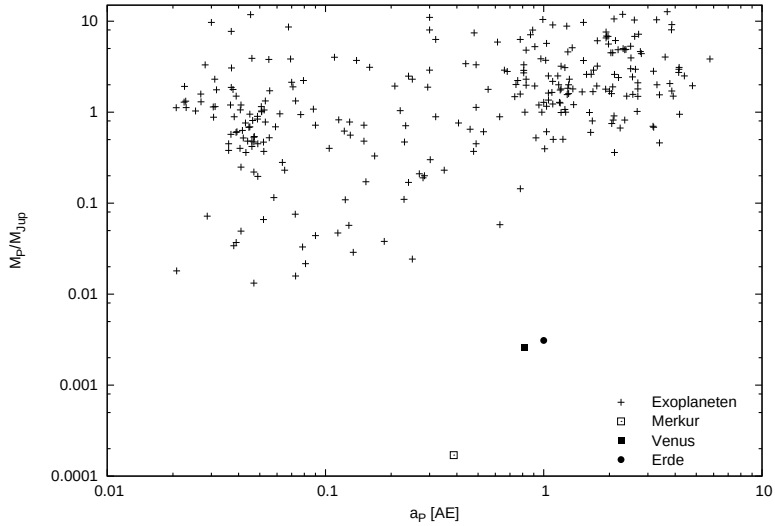

Abb. 2.3: Mit Hilfe der Radialgeschwindigkeitsmethode entdeckte Exoplaneten mit großer Halbachse im Bereich von $0.01\,\mathrm{AE} < a_P < 10\,\mathrm{AE}$ und Massen im Bereich von $0.0001\,\mathrm{M}_{\mathrm{Jup}} < M_P < 15\,\mathrm{M}_{\mathrm{Jup}}$. Zum Vergleich sind die Planeten Merkur, Venus und Erde dargestellt. Daten für Exoplaneten aus Schneider (2008).

2.2 Die Transitmethode

Als Transitereignis wird die teilweise Bedeckung eines Sterns durch einen Planeten bezeichnet. Dies führt für die Dauer des Transits zu einer Verminderung der scheinbaren Helligkeit des Sterns. Aus dem charakteristischen zeitlichen Intensitätsverlauf kann auf die Existenz eines extrasolaren Planeten geschlossen werden. Die Idee, mit Hilfe von photometrischen Messungen mögliche Transitereignisse extrasolarer Planeten zu beobachten, entstand bereits Mitte des 20. Jahrhunderts (Struve, 1952). Die erste erfolgreiche Beobachtung eines Exoplaneten-Transits gelang allerdings erst 1999 am Stern HD 209458 im Sternbild Pegasus durch Henry u. a. (2000) und Charbonneau u. a. (2000).

2.2.1 Transitgeometrie

Ein Transit kann von einem Beobachter außerhalb des Exoplanetensystems nur dann beobachtet werden, wenn sich die Sichtlinie Beobachter-Stern nahezu in der Bahnebene des Exoplaneten befindet. Bei einer Bahninklination von $i = 90°$ findet immer ein Transit statt. Weicht die Inklination von 90 ° ab, so ist ein Transit vom Abstand des Planeten zum Stern sowie vom Sternradius abhängig (Abb. 2.4). Für eine nahezu kreisförmige Bahn eines Planeten mit Radius R_P und großer Halbachse a_P um einen Stern mit Radius R_S gilt die Transitbedingung:

$$R_S + R_P > a_P \cos i. \tag{2.1}$$

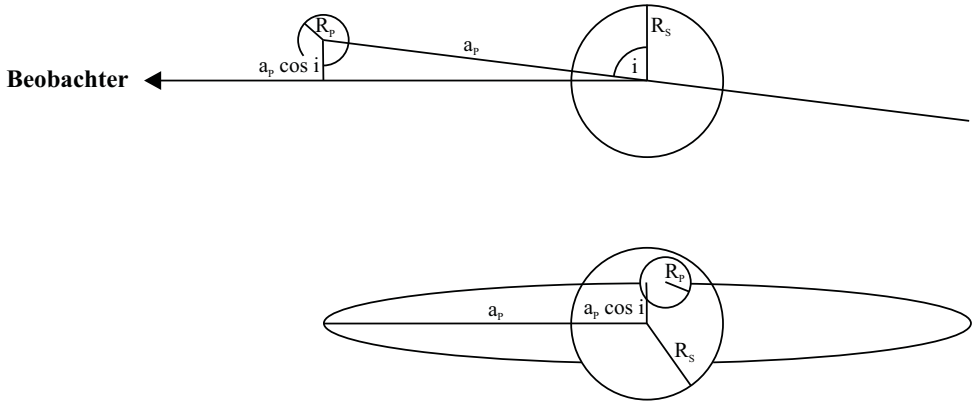

Abb. 2.4: Transitgeometrie eines Exoplaneten mit großer Halbachse a_P und Inklination i in der Seitenansicht rechtwinklig zur Sichtlinie Beobachter-Stern und Bahnnormalen (oben) sowie aus der Beobachtersicht (unten). Nach Sackett (1998).

Für den Fall $R_S - R_P < a_P \cos i < R_S + R_P$ handelt es sich um einen partiellen Transit, d. h. nur ein Teil des Exoplaneten bedeckt den Stern. In Abb. 2.5 ist die Mindestinklination für ein Transitereignis anhand verschiedener Stern- und Planetenparameter dargestellt. Bei sehr kleinen Sternen mit Radien um 0.1 Sonnenradien ($R_\odot$) und Bahnhalbachsen unter 0.05 AE kann der Planetenradius für das Eintreten eines Transits bei gegebener Inklination entscheidend sein, während er bei größeren Sternen und Bahnhalbachsen nur eine untergeordnete Rolle spielt.

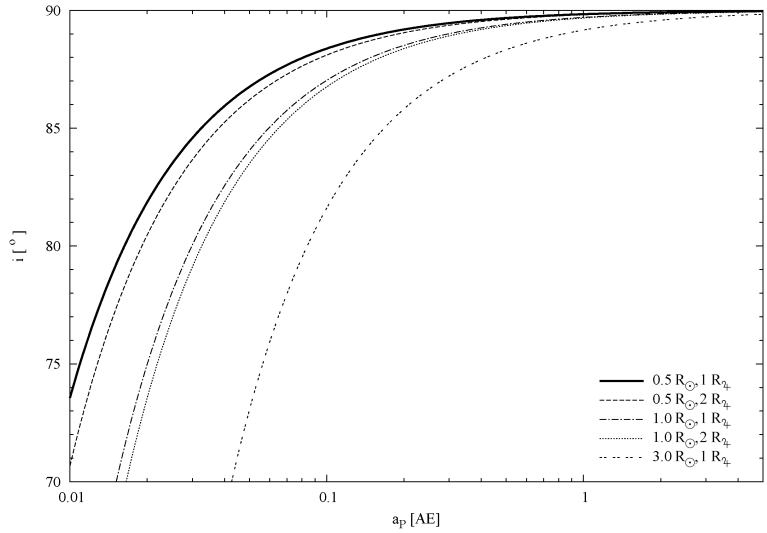

Abb. 2.5: Mindestinklination der Planetenbahn für ein Transitereignis in Abhängigkeit vom Radius des Sterns (in Sonnenradien: $R_\odot = 696000\,\mathrm{km}$), großer Halbachse und Planetenradius (in Jupiterradien $R_{♃} = 71000\,\mathrm{km}$) im Bereich von $0.01\,\mathrm{AE} < a_P < 5\,\mathrm{AE}$.

2.2.2 Transitdauer

Der Beginn eines Transits ist durch den ersten Kontakt gekennzeichnet, bei dem sich die scheinbaren Scheiben der beiden Objekte erstmalig berühren (Abb. 2.6 links). Sein Ende wird durch den vierten Kontakt festgelegt. In dieser Zeitspanne (Transitdauer) erscheint der projizierte Abstand zwischen Stern- und Planetenmittelpunkt kleiner als die Summe von Stern- und Planetenradius.

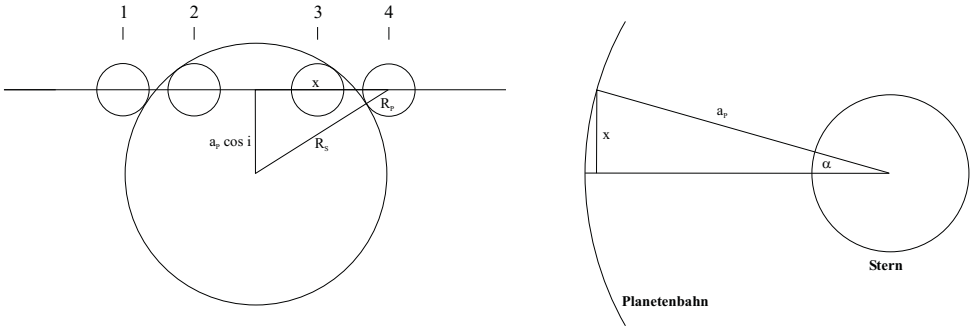

Abb. 2.6: Die Transitdauer ist abhängig von der Länge des projizierten Bahnstücks *x*, sowie der Inklination und Bahnhalbachse des Planeten. Sicht vom Beobachter (links) und Sicht senkrecht auf die Planetenbahn (rechts). Die Positionen 1 bis 4 zeigen die vier Kontakte eines vollständigen Transits. Bei partiellen Transits entfällt der zweite und dritte Kontakt. Nach Sackett (1998).

Die während des Transits vom Planeten zurückgelegte halbe Strecke x vor der Sternscheibe ergibt sich zu:

$$x = \sqrt{(R_S + R_P)^2 - a_P^2 \cos^2 i}. \tag{2.2}$$

Aus Abb. 2.6 (rechts) folgt für x:

$$x = a_P \sin \alpha. \tag{2.3}$$

Mit der Umlaufperiode des Planeten P_P und halber Transitdauer $t_T/2$ ergibt sich α zu:

$$\alpha = \frac{t_T}{2P_P} 2\pi. \tag{2.4}$$

Damit folgt für die Transitdauer:

$$t_T = \frac{P_P}{\pi} \arcsin\left(\frac{\sqrt{(R_S + R_P)^2 - a_P^2 \cos^2 i}}{a_P} \right). \tag{2.5}$$

Für eine Inklination von $i = 90\,°$ vereinfacht sich dies zu:

$$t_T = \frac{P_P}{\pi} \arcsin\left(\frac{R_S + R_P}{a_P} \right). \tag{2.6}$$

Die Umlaufzeit P_P eines Planeten ist über das dritte Keplersche Gesetz mit der großen Halbachse sowie der Sternmasse M_S verknüpft ($M_S \gg M_P$):

$$P_P = \sqrt{\frac{4\pi^2 a_P^3}{GM_S}}. \tag{2.7}$$

Diese kann z. B. durch Beobachtung mehrerer Transitereignisse bestimmt werden.

Abb. 2.7 zeigt die Transitdauer eines jupiterähnlichen Planeten in Abhängigkeit von der großen Halbachse. Da bei Planeten mit Bahnhalbachsen $a_P > 1\,\mathrm{AE}$ ein Transit nur unter der Bedingung einer hohen Bahninklination $i > 89.7°$ eintritt, werden in den meisten Fällen nur Transitereignisse von Planeten mit Bahnhalbachsen $a_P \ll 1\,\mathrm{AE}$ beobachtbar sein.

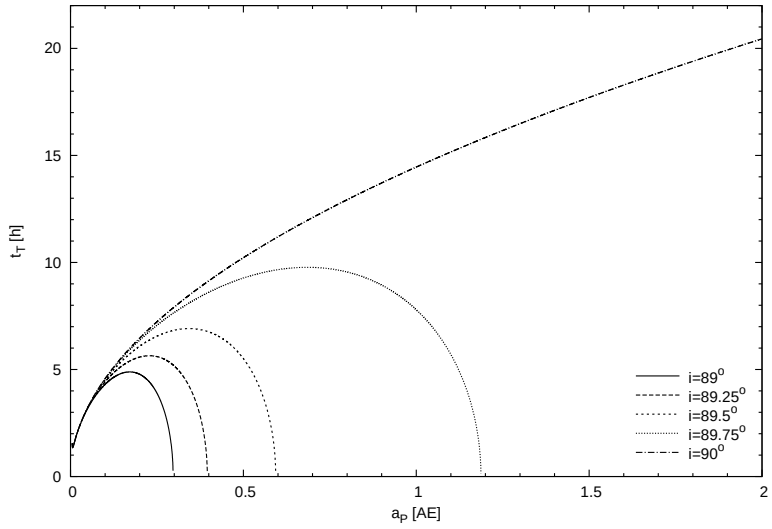

Abb. 2.7: Transitdauer t_T in Abhängigkeit von Bahnhalbachse und Inklination eines jupiterähnlichen Planeten um einen Stern mit Radius $R_S = R_\odot$.

2.2.3 Form der Lichtkurve

Die Form der Lichtkurve wird neben den geometrischen Gegebenheiten auch durch die Helligkeitsverteilung der Sternoberfläche beeinflusst. In Abschnitt 2.2.3.1 wird die dem Beobachter zugewandte Sternansicht als eine gleichmäßig leuchtende Fläche betrachtet, während in Abschnitt 2.2.3.2 der Effekt der Randverdunkelung mit berücksichtigt wird.

2.2.3.1 Lichtkurve ohne Randverdunkelung

Nach Mandel und Agol (2002) werden zur Beschreibung der Lichtkurve folgende Parameter benötigt (Abb. 2.8):

- R_S Sternradius
- R_P Planetenradius
- D Abstand zwischen Stern- und Planetenmittelpunkt

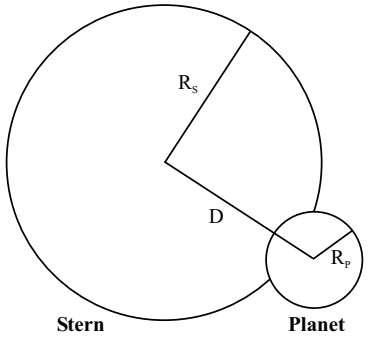

Abb. 2.8: Parameter zur Bestimmung der Lichtkurve. D ist der Abstand zwischen Stern- und Planetenzentrum. Nach Voss (2006).

Daraus ergibt sich der normierte Abstand k zwischen den Mittelpunkten, sowie das Radienverhältnis R_v zwischen Planet und Stern zu:

$$k = \frac{D}{R_S}, \tag{2.8}$$

$$R_v = \frac{R_P}{R_S}. \tag{2.9}$$

Im Folgenden wird angenommen, dass Stern und Planet dem Beobachter als kreisförmige Fläche ohne Abplattung erscheinen, in der Planetenatmosphäre kein Licht in Richtung Beobachter gebeugt wird und die Bedingung $R_P < R_S$ erfüllt ist. Die empfangene Intensität $I(R_v,k)$ relativ zur Gesamtintensität des unbedeckten Sterns kann beschrieben werden durch

$$I(R_v,k) = 1 - I_T(R_v,k), \tag{2.10}$$

wobei $I_T(R_v,k)$ die relative Intensitätsverminderung des Sterns durch den bedeckenden Planeten beschreibt. Befindet sich der Planet außerhalb des Transitbereichs mit $k \geq R_v + 1$, wird die Sternintensität nicht beeinflusst und es gilt:

$$I_T(R_v,k) = 0. \tag{2.11}$$

Bei einem vollständigen Transit mit $k \leq 1 - R_v$ wird $I_T(R_v,k)$ über das Flächenverhältnis von Stern- und Planetenscheibe bestimmt:

$$I_T(R_v,k) = R_v^2. \tag{2.12}$$

In den Zeiten zwischen erstem und zweitem, sowie zwischen drittem und viertem Kontakt mit $1 - R_v < k < 1 + R_v$ wird die Intensitätsverminderung beschrieben durch:

$$I_T(R_v,k) = \frac{1}{\pi}\left[R_v^2 b_0 + b_1 - \sqrt{\frac{4k^2 - (1+k^2-R_v^2)^2}{4}}\right], \tag{2.13}$$

mit:

$$b_0 = \arccos\left(\frac{R_v^2 + k^2 - 1}{2R_v k}\right), \tag{2.14}$$

$$b_1 = \arccos\left(\frac{1 - R_v^2 + k^2}{2k}\right). \tag{2.15}$$

Der Parameter k kann mittels der Orbitparameter als Funktion der Zeit beschrieben werden. Mit Hilfe von Abb. 2.6 und 2.8 kann k (unter der Annahme eines kreisförmigen Orbits) ausgedrückt werden durch

$$k = \frac{a_P\sqrt{(\sin\omega t)^2 + (\cos i)^2}}{R_S}, \tag{2.16}$$

mit der Umlauffrequenz des Planeten $\omega = 2\pi/P_P$ und der Zeit t, gemessen von der Transitmitte aus. Für Planeten mit sehr kleinen Bahnhalbachsen, kann der Pfad des Planeten vor der Sternscheibe nicht mehr als Gerade angenommen werden, sondern ist leicht gekrümmt (Abb. 2.4 unten) und ebenfalls von der Zeit abhängig. Dies führt zu einer Erweiterung von Gl. (2.16) zu:

$$k = \frac{a_P\sqrt{(\sin\omega t)^2 + (\cos i\cos\omega t)^2}}{R_S}. \tag{2.17}$$

Für einen Transitbeobachter außerhalb des Sonnensystems fasst Tab. 2.2 die zu erwartende relative Intensitätsverminderung eines Transits für alle Planeten zusammen. In Abb. 2.9 ist die Form der Lichtkurve für einen „Hot-Jupiter“ dargestellt.

Tab. 2.2: Relative Intensitätsverminderung der Sonne bei vollständigen Transits im Sonnensystem mit $k \leq 1 - R_v$. Durch die unterschiedliche Bahnneigung der Planeten zueinander ist die Beobachtung aller Transits von einem einzigen extrasolaren Standort nicht möglich. Zum Vergleich die Intensitätsverminderung bei einem Stern mit 0.5 und 1.5 Sonnenradien $R_\odot$.

	I_T [%] mit $R_S = R_\odot$	I_T [%] mit $R_S = 0.5R_\odot$	I_T [%] mit $R_S = 1.5R_\odot$
Merkur	0.001	0.005	0.0005
Venus	0.008	0.030	0.003
Erde	0.008	0.034	0.003
Mars	0.002	0.010	0.001
Jupiter	1.056	4.224	0.469
Saturn	0.751	3.002	0.311
Uranus	0.135	0.540	0.059
Neptun	0.127	0.507	0.056

2.2.3.2 Lichtkurve mit Randverdunkelung

Die Sternoberfläche wird im sichtbaren Licht durch die Photosphäre begrenzt, welche fast die gesamte sichtbare Strahlung emittiert. Dabei erscheint das Bild des Sterns nicht als eine gleichmäßig ausgeleuchtete Fläche. Vom Zentrum zum Rand ist eine Intensitätsverringerung zu erkennen (Abb. 2.10). Der Sehstrahl senkrecht zur Sternoberfläche kann, im Vergleich zu einem schräg auf die Oberfläche auftreffenden

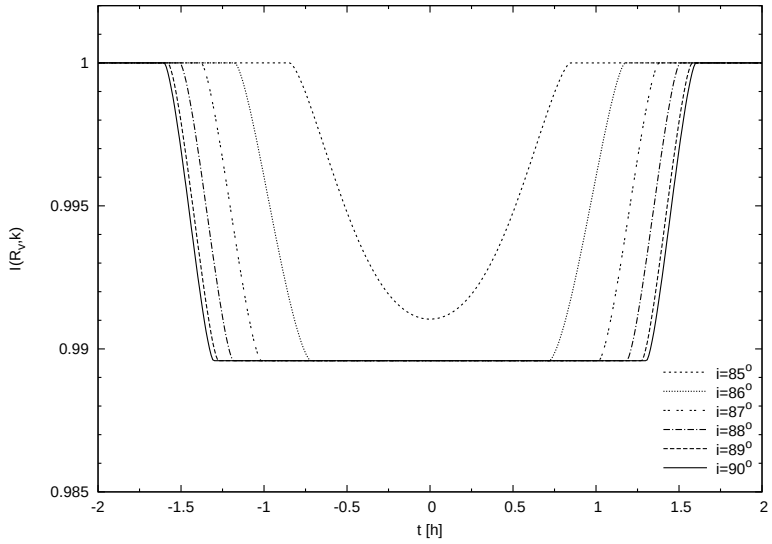

Abb. 2.9: Lichtkurve ohne Randverdunkelung für einen jupitergroßen Planeten in einer Sternentfernung von 0.05 AE bei verschiedenen Bahninklinationen.

Sehstrahl, in tiefere Schichten eindringen. Da mit höherer Temperatur die Strahlungsintensität steigt[5], erscheint das Zentrum des Sterns heller als der Rand. Die Randverdunkelung ist wellenlängenabhängig und im blauen Spektralbereich stärker ausgeprägt als im roten. Der Vergleich verschiedener Transitlichtkurven zeigt, dass Lichtkurven mit Randverdunkelung abgerundeter erscheinen als ohne. Weiterhin führt die Randverdunkelung während der vollständigen Transitphase zu einer stärkeren Intensitätsverringerung (Abb. 2.12).

Zur Bestimmung der Randverdunkelung ist für erdgebundene Transitbeobachtungen ein quadratischer Ansatz ausreichend (Voss, 2006). Die relative Intensität des Sterns in Abhängigkeit vom normierten Radius r bezüglich der Sternscheibe wird beschrieben durch

$$I(r) = 1 - c(1-\mu) - d\,(1-\mu)^2\,, \tag{2.18}$$

mit:

$$\mu = \cos\gamma = \sqrt{1-r^2} \;\text{ (Abb. 2.11).} \tag{2.19}$$

Die Randverdunkelungskoeffizienten c und d sind abhängig von Effektivtemperatur der Photosphäre, Oberflächenschwerkraft, Metallgehalt des Sterns und betrachtetem Spektralbereich. Diese Koeffizienten können für verschiedene Parameterkombinationen aus Claret (2000) entnommen werden. Für Planeten mit einem Radienverhältnis Planet/Stern von $R_V \leq 0.1$ (entspricht etwa dem Radienverhältnis von Jupiter zu Sonne) kann die Transitlichtkurve nach Mandel und Agol (2002) beschrieben werden. Es sei:

$$e = (k - R_v)^2 \tag{2.20}$$

$$\Omega = \frac{1}{4} - \frac{1}{12}c - \frac{1}{24}d. \tag{2.21}$$

[5] Bei einem Schwarzen Körper ist die Gesamtintensität proportional zu T^4 (Stefan-Boltzmann-Gesetz)

Die empfangene Intensität des Sterns ist analog zu Gl. (2.10)

$$I_{rand}(R_v,k) = 1 - I_{T(rand)}(R_v,k) \tag{2.22}$$

und es gilt analog zu Gl. (2.11) für $k \geq R_v + 1$:

$$I_{T(rand)} = 0. \tag{2.23}$$

Für die vollständige Phase des Transits wird die Intensitätsverringerung beschrieben durch

$$I_{T(rand)}(R_v,k) = \frac{R_v^2 I_{voll}(R_v,k)}{4\Omega}, \tag{2.24}$$

mit:

$$I_{voll}(R_v,k) = \frac{1}{4R_v k}\int_{k-R_v}^{k+R_v} I(r)2r\,dr. \tag{2.25}$$

Die Intensitätsverringerung während der partiellen Phase des Transits ergibt sich zu

$$I_{T(rand)}(R_v,k) = \frac{I_{part}(R_v,k)}{4\pi\Omega}\left[R_v^2 \arccos\left(\frac{k-1}{R_v}\right) - (k-1)\sqrt{R_v^2-(k-1)^2}\right], \tag{2.26}$$

mit:

$$I_{part}(R_v,k) = \frac{1}{1-e}\int_{k-R_v}^{1} I(r)2r\,dr. \tag{2.27}$$

Der Zusammenhang zwischen k und den Orbitparametern wird über Gl. (2.17) hergestellt.

Abb. 2.10: Sonne mit Randverdunkelung

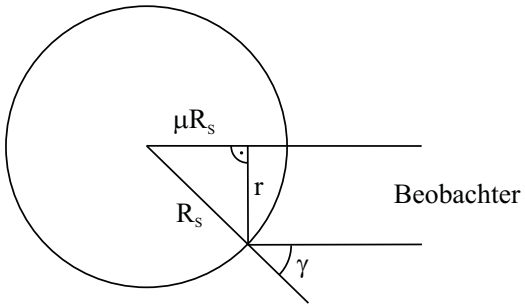

Abb. 2.11: Geometrie zur Randverdunkelung. γ ist der Winkel zwischen der Oberflächennormalen und dem Sehstrahl des Beobachters.

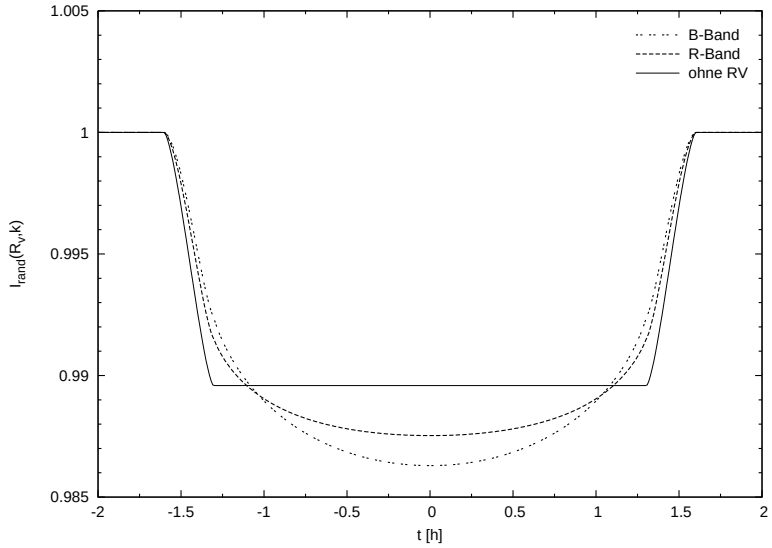

Abb. 2.12: Lichtkurve mit Randverdunkelung für einen jupitergroßen Planeten in einer Sternentfernung von 0.05 AE mit $i = 90°$ um einen sonnenähnlichen Stern. Dargestellt für den blauen und roten Spektralbereich (B-Band und R-Band) sowie zum Vergleich die Lichtkurve ohne Randverdunkelung (ohne RV).

3 Datenerfassung und -analyse

Die transitbedingte Verminderung der Sternhelligkeit bei jupitergroßen Planeten beträgt nur wenige Prozent der Gesamtintensität (Abschnitt 2.2). Zum Nachweis dieser geringen Intensitätsänderungen in CCD-Aufnahmen muss die Helligkeit des Transitsterns auf wenige Millimagnituden genau bestimmt werden (eine Intensitätsverringerung von 1 % entspricht einer Helligkeitsänderung von etwa 11 mmag). Um das mmag-Niveau zu erreichen, ist es notwendig, vorhandene systematische Fehler der Helligkeitsmessung (Photometrie) weitestgehend zu reduzieren und zufällige Fehlereinflüsse so gering wie möglich zu halten.

3.1 Signal und Rauschen in CCD-Aufnahmen

Das von einem Himmelskörper ausgesendete Signal besteht aus einer Vielzahl von einzelnen Photonen. Je mehr Photonen dabei ausgesendet werden, desto heller erscheint das Objekt. Über die Anzahl der pro Zeiteinheit auf einen Detektor auftreffenden Photonen kann die Helligkeit des beobachteten Objekts bestimmt werden. Am Observatorium Triebenberg erfolgt die Beobachtung mit Hilfe einer 16 Megapixel CCD-Kamera.

Treffen Photonen auf ein Pixel des CCD-Sensors, werden aufgrund des inneren lichtelektrischen Effekts im Sensormaterial (für den optischen Spektralbereich Silizium) Elektronen freigesetzt. Durch den Sensoraufbau kann nicht das gesamte einfallende Licht zur Elektronenfreisetzung genutzt werden. Die daraus resultierende wellenlängenabhängige Lichtempfindlichkeit wird durch die Quanteneffizienz des Sensors beschrieben. Sie gibt an, wieviel Prozent des ankommenden Lichts in ein messbares Signal umgesetzt werden und liegt bei der verwendeten CCD-Kamera im Bereich von 62 % bei 660 nm Wellenlänge (Eastman Kodak Company, 2000).

Beim Auslesen des Sensors liefert die Anzahl der Elektronen eine Spannung, die mit Hilfe eines Analog-Digital-Wandlers in Grauwerte (Analog-to-Digital Unit: ADU) umgerechnet wird. Die Anzahl der freigesetzten Elektronen steigt in der Regel linear zur Anzahl der auftreffenden Photonen, d. h. die Anzahl der Elektronen stellt ein Maß für die Helligkeit des Himmelskörpers und das messbare Signal des Objekts dar. Ein einzelnes Pixel hat jedoch nur ein begrenztes Fassungsvermögen an freigesetzten Elektronen. Wird diese Elektronenzahl erreicht, ist das Pixel gesättigt und es besteht keine Linearität mehr zwischen auftreffenden Photonen und abgeleiteter Helligkeit.

Die Photonen eines Himmelsobjekts erreichen den Sensor nicht in einem kontinuierlichen Fluss mit gleichen Zeitabständen, sondern in zufälligen, voneinander unabhängigen Abständen. Die Anzahl der auf ein Pixel treffenden Photonen und damit die Zahl der freigesetzten Elektronen unter konstanter Beleuchtungsstärke und Belichtungszeit ist bei aufeinanderfolgenden Aufnahmen nicht gleich. Sie entspricht einer Poissonverteilung, welche bei einer großen Anzahl an freigesetzten Elektronen durch eine Normalverteilung angenähert werden kann. Durch den zufälligen Charakter der freigesetzten Elektronen ist das

in einem Pixel erzeugte Signal S_{px} mit einer statistischen Unsicherheit von

$$\sigma_{px} = \sqrt{S_{px}} \tag{3.1}$$

behaftet. Dies entspricht der einfachen Standardabweichung und wird auch als Poissonrauschen bezeichnet. Punktförmige Lichtquellen wie Sterne oder Asteroiden werden nicht auf einem einzelnen Pixel, sondern aufgrund von atmosphärischen Einflüssen sowie aus abbildungs- und messtechnischen Gründen flächenhaft abgebildet. Das Gesamtsignal über n Pixel ergibt sich mit dem jeweiligen Signal S_n zu:

$$S_{ges} = \sum_{i=1}^{n} S_n. \tag{3.2}$$

Für das zugehörige Poissonrauschen gilt:

$$\begin{aligned} \sigma_{ges} &= \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \sigma_{px,n}^2} \\ &= \sqrt{\sum_{i=1}^{n} S_{px,n}} \\ &= \sqrt{S_{ges}}. \end{aligned} \tag{3.3}$$

Bei erdgebundenen Beobachtungen wird das empfangene Signal vom eigentlichen Objekt und zusätzlich vom aufgehellten Himmelshintergrund erzeugt (Abschnitt 3.3).

Neben dem photonenerzeugten Signal des Himmelsobjekts enthält eine CCD-Aufnahme weitere systematische und zufällige Komponenten:

Systematische Komponenten

- Konstanter Bias (Offset in jeder CCD-Aufnahme): Eine am Analog-Digital-Wandler angelegte Grundspannung erzeugt auch bei einer Belichtungszeit von 0 s ein Signal, welches in ADU umgewandelt wird.
- Abweichungen in der angelegten Bias-Spannung
- Temperaturabhängige Dunkelladungen: Aufgrund von thermischen Effekten freigesetzte Elektronen im Detektormaterial, unabhängig von Lichteinfall auf den Sensor.
- Abweichungen der Dunkelladungen
- Empfindlichkeitsunterschiede zwischen den einzelnen Pixeln aufgrund von unterschiedlichen Eigenschaften des Detektormaterials und z. B. Staub im Strahlengang
- Defekte Pixel

Zufällige Komponenten:

- Variationen in der Bias-Spannung
- Variationen der Dunkelladungen
- Rauschen des Ausleseverstärkers (Ausleserauschen)
- Quantisierungsrauschen des Analog-Digital-Wandlers: Entsteht durch Auf- oder Abrundung des Signals auf ganzzahlige Ausgabewerte. Ist im Vergleich zu den anderen Rauschquellen sehr klein und kann vernachlässigt werden.

Während die systematischen Effekte durch entsprechende Korrekturaufnahmen minimiert werden können, bleiben die in den Aufnahmen enthaltenen zufälligen Fehler weiter bestehen. Durch die Weiterverarbeitung der CCD-Aufnahmen entsteht zusätzliches Rauschen (Abschnitt 3.2).

Um Rauschanteile, z. B. das Poissonrauschen eines Sterns, bestimmen zu können, müssen die in der Aufnahme ausgegebenen ADU-Werte in die Anzahl freigesetzter Elektronen umgerechnet werden. Diese Elektronen stellen das Messsignal dar, dessen Unsicherheit mit Gl. (3.3) berechnet werden kann. Die Verwendung der ADU-Werte würde die Genauigkeit verfälschen. Tab. 3.1 stellt den Unterschied am Beispiel eines Sterns dar. Der Zusammenhang zwischen dem Signal des Sterns S_S, der Messunsicherheit in gemessenen Einheiten (ADU oder Elektronen) σ_S und der Messunsicherheit in Magnituden σ_{mag} ist gegeben durch:

$$\sigma_{mag} = 2.5 \log\left(\frac{S_S + \sigma_S}{S_S}\right). \tag{3.4}$$

Tab. 3.1: Vergleich des Poissonrauschens bei Verwendung unterschiedlicher Einheiten (ADU oder Elektronen). Der Stern setzt im Detektor 100 Elektronen frei, welche über den Konvertierungsfaktor des Analog-Digital-Wandlers $g = 0.5\,\mathrm{e}^-/\mathrm{ADU}$ in 200 ADU umgewandelt werden. Aus dem Sternsignal S_S ergibt sich das Poissonrauschen über $\sigma_S = \sqrt{S_S}$ woraus sich über Gl.(3.4) σ_{mag} berechnet. Eine Bestimmung des Rauschens in ADU führt in diesem Beispiel zur Unterschätzung der statistischen Unsicherheit.

	[ADU]	[e^-]
S_S	200	100
σ_S	14.1	10
σ_{mag}	0.07	0.10

Für die Umrechnung von ADU in freigesetzte Elektronen muss der Gain- oder auch Konvertierungsfaktor des Analog-Digital-Wandlers bekannt sein. Dieser Faktor beschreibt den Zusammenhang zwischen der Anzahl der freigesetzten Elektronen und der entsprechenden Ausgabe in ADU. Die Einheit des Gainfaktors ist $Elektronen/ADU$. Eine schnelle Variante zur Berechnung des Gainfaktors wird in Berry und Burnell (2006) beschrieben. Dazu werden zwei Bias-Aufnahmen B_1, B_2 mit Belichtungszeit $t_B = 0\,\mathrm{s}$ sowie zwei Flatfieldaufnahmen (Abschnitt 3.2.2) F_1, F_2 benötigt. Der Gainfaktor kann folgendermaßen bestimmt werden:

1. **Mittelwert und Standardabweichung Flatfield:** Addition der beiden Flatfields und Bestimmung des Mittelwertes $\bar{F}_{F_1+F_2}$ eines möglichst gleichmäßig ausgeleuchteten Bereichs des Flats. Um die Standardabweichung innerhalb dieses Bereiches zu bestimmen, werden die Flats voneinander subtrahiert. Damit werden alle systematischen und konstanten Effekte in der Aufnahme minimiert und es bleibt das Rauschen $\sigma_{F_1-F_2}$ aus beiden Aufnahmen übrig. Dieses Rauschen entspricht dem $\sqrt{2}$-fachen Rauschen im Einzelbild.
2. **Mittelwert und Standardabweichung Bias:** Berechnung von $\bar{B}_{B_1+B_2}$ und $\sigma_{B_1-B_2}$ analog zu Punkt 1.
3. **Berechnung des Gainfaktors g:** Aus den Mittelwerten und Standardabweichungen kann der Gainfaktor berechnet werden, wobei alle Messwerte in ADU vorliegen. Am Beispiel eines einzelnen Flatfields erfolgt die Umrechnung in Elektronen im einfachsten Fall mit

$$\begin{aligned} F_{Elektronen} &= gF_{ADU}, \\ \sigma_{Elektronen} &= g\sigma_{ADU} \end{aligned} \tag{3.5}$$

und die Berechnung des Poissonrauschens mit

$$g\sigma_{ADU} = \sqrt{gF_{ADU}},$$

woraus folgt:

$$g = \frac{F_{ADU}}{\sigma^2_{ADU}}. \tag{3.6}$$

Bei einem kurzbelichteten Flatfield kann der Einfluss der Dunkelladungen vernachlässigt werden, während der Offset-Effekt und das Rauschen des Bias nicht vernachlässigt werden können. Damit berechnet sich der Gainfaktor zu:

$$g = \frac{\bar{F}_{F_1+F_2} - \bar{B}_{B_1+B_2}}{\sigma^2_{F_1-F_2} - \sigma^2_{B_1-B_2}}. \tag{3.7}$$

Für die am Observatorium Triebenberg verwendete Kamera wurde der Gainfaktor mit vier verschiedenen Bias-Flat-Kombinationen zu 1.2 e^-/ADU bestimmt.

Weiterhin lässt sich aus den Bias-Aufnahmen die Summe aus Ausleserauschen, Quantisierungsrauschen und möglichen zufälligen Bias-Variationen bestimmen. Weitere Rauschquellen sollten im Bias nicht auftreten. Dieses Rauschen wird im Folgenden als Ausleserauschen σ_{out} bezeichnet und berechnet sich mit:

$$\sigma_{out} = g\frac{\sigma_{B_1-B_2}}{\sqrt{2}}. \tag{3.8}$$

Das Ausleserauschen wurde aus vier verschiedenen Bias-Kombinationen zu 11.5 e^- bestimmt, dies liegt im Bereich der Herstellerangabe von 15 e^- für den verwendeten Sensor.

3.2 Korrektur der CCD-Aufnahmen

Die Minimierung der in Abschnitt 3.1 erwähnten systematischen Einflüsse innerhalb einer CCD-Aufnahme erfordert zusätzliche Aufnahmen zur Erzeugung von Korrekturbildern.

3.2.1 Darkfield und Bias

Im ersten Korrekturschritt werden die in jeder Aufnahme vorhandenen Dunkelladungen reduziert. Da die Erzeugung von Dunkelladungen stark von der Sensortemperatur abhängt[1], kann bereits während der Beobachtungszeit die Freisetzung der Ladungen verringert werden, indem der Sensor auf eine möglichst

[1] Für den verwendeten Kodak KAF-16801E Chip verdoppeln sich die erzeugten Dunkelladungen mit einer Temperaturerhöhung von 6.3 °C. So werden z. B. bei einer Kühlung von 25 °C unter Umgebungstemperatur die Dunkelladungen um 94 % reduziert.

geringe Temperatur gekühlt wird. Die verbleibenden Ladungen können mit Hilfe einer Darkfieldaufnahme reduziert werden. Dazu wird eine in völliger Dunkelheit mit gleicher Belichtungszeit und CCD-Temperatur erzeugte Aufnahme von der Rohaufnahme subtrahiert. Gleichzeitig wird auch der Einfluss des Bias beseitigt, der sowohl in der Rohaufnahme als auch im Darkfield vorhanden ist.

Um das Rauschen sowie den Einfluss von Ausreißern (z.B. durch Cosmics[2]) in den Einzelaufnahmen zu minimieren, wird aus jeweils zehn Darkfieldaufnahmen für alle auftretenden Temperatur-Belichtungszeit-Kombinationen ein mediangemitteltes Master-Darkfield erstellt. Für die folgenden theoretischen Betrachtungen wird aus rechentechnischen Gründen anstelle der Medianmittelung das arithmetische Mittel verwendet. Dieses reduziert das Rauschen effektiver, verhält sich jedoch weniger robust gegenüber Ausreißern.

Das thermische Rauschen (Darkrauschen) σ_{dark} im Einzelbild ergibt sich aus der Anzahl der freigesetzten Dunkelladungen n_{dark}:

$$\sigma_{dark} = \sqrt{n_{dark}}. \tag{3.9}$$

Nach der Mittelung von zehn Darkfieldaufnahmen beträgt das Rauschen

$$\begin{aligned} \sigma_{dark_m} &= \frac{\sqrt{10\,\sigma_{dark}^2}}{10} \\ &= 0.32\,\sigma_{\mathrm{dark}}. \end{aligned} \tag{3.10}$$

Die Rohaufnahme enthält ebenfalls ein Darkrauschen von σ_{dark}. Die Subtraktion des Master-Darkfields erhöht das Darkrauschen im darkkorrigierten Bild

$$\begin{aligned} \sigma_{dark,sub} &= \sqrt{\sigma_{dark}^2 + \sigma_{dark_m}^2} \\ &= 1.05\,\sigma_{\mathrm{dark}} \end{aligned} \tag{3.11}$$

um 5 % (41 % bei Verwendung eines einzelnen Darkfields). Das thermische Rauschen einer Darkfieldaufnahme σ_{dark} kann mit Hilfe zweier Einzel-Darkfields sowie der Kenntnis des Gainfaktors und des Ausleserauschens bestimmt werden. Nach der Subtraktion der beiden Aufnahmen voneinander verbleibt das Ausleserauschen und das Darkrauschen aus beiden Aufnahmen als Gesamtrauschen mit der Standardabweichung σ_{ges}

$$g\sigma_{ges} = \sqrt{2\left(\sigma_{out}^2 + \sigma_{dark}^2\right)}, \tag{3.12}$$

woraus das Darkrauschen im Einzelbild bestimmt werden kann:

$$\sigma_{dark} = \sqrt{\frac{g^2}{2}\sigma_{ges}^2 - \sigma_{out}^2}. \tag{3.13}$$

[2] Kosmische Strahlung kann in der Erdatmosphäre eine große Anzahl an hochenergetischen Teilchen erzeugen, welche teilweise den Erdboden und damit auch den CCD-Sensor erreichen. Dabei setzen sie in den betroffenen Pixeln sehr viele Elektronen frei und können im Bild als kurze, helle Striche erscheinen

In Tab. 3.2 ist das Darkrauschen in Einzelbildern für verschiedene Temperaturen und Belichtungszeiten zusammengefasst. Die Berechnung erfolgte mit allen Pixeln der Aufnahme und stellt einen eher pessimistischen Wert des thermischen Rauschens dar, da z. B. Cosmics aus den Aufnahmen nicht entfernt wurden. Die Anzahl der Dunkelladungen nimmt mit steigender Sensortemperatur und Belichtungszeit zu, damit erhöht sich auch das Darkrauschen.

Tab. 3.2: Thermisches Rauschen in Einzelbildern. Für jede Temperatur-Belichtungszeit-Kombination wurde das Rauschen (in e^-) aus sechs einzelnen Darkfieldaufnahmen ermittelt.

	Belichtungszeit		
Chiptemperatur	30 s	60 s	120 s
+5 °C	9.8	13.2	20.1
0 °C	7.3	8.3	12.2
-5 °C	5.7	7.1	8.8
-10 °C	5.5	6.5	7.4
-15 °C	4.8	5.7	6.8
-20 °C	4.7	5.5	7.3
-25 °C	4.4	5.3	6.9

3.2.2 Flatfield

Im zweiten Korrekturschritt, der Flatfieldkorrektur, werden sensorinterne Sensitivitätsunterschiede zwischen den einzelnen Pixeln korrigiert. Diese ergeben sich aus Unregelmäßigkeiten in der Fertigung des Sensors. Zusätzlich korrigiert dieses Verfahren auch mögliche Abschattungen der Sensorfläche durch Staub auf den optischen Bauteilen (z.B. Filteroberfläche) oder den Einfluss einer Vignettierung[3] im optischen System.

Zur Erzeugung der Korrekturaufnahme wird mit dem Teleskop eine gleichmäßig ausgeleuchtete Fläche aufgenommen, wobei die Fokussierung der Rohaufnahmen beibehalten werden muss. Diese Aufnahme (Flatfield) wird zuerst einer Darkfieldkorrektur unterzogen. Anschließend wird die darkkorrigierte Rohaufnahme durch das normierte Flatfield dividiert.

Die rauscharme Bestimmung der Flatfieldkorrektur ist besonders wichtig, da bei längeren Aufnahmesequenzen kleine Nachführungenauigkeiten auftreten. Diese verursachen im Laufe des Beobachtungszeitraums kleine Bildfeldverschiebungen was eine Bewegung der Sterne über die CCD-Matrix zur Folge hat. Im unkorrigierten Bild führt diese Bewegung über unterschiedlich empfindliche Pixel zu einer scheinbaren Variation der Sternhelligkeit. Zur Ermittlung der Korrektur wurde für jeden Beobachtungszeitraum ein Master-Flatfield aus einer Medianmittelung über 15 Flatfieldaufnahmen erzeugt, welches ein möglichst hohes Signal/Rausch-Verhältnis (SNR) aufweist.

Das Signal in einem Flatfield S_{roh} setzt sich zusammen aus dem eigentlichen Flatfieldsignal S_{flat}, einem Darkfieldanteil S_{dark} und dem Bias S_{bias}:

$$S_{roh} = S_{flat} + S_{dark} + S_{bias}. \tag{3.14}$$

[3] Abschattung zum Bildfeldrand hin, wird z. B. durch Blenden im Strahlengang verursacht.

Das Signal eines Pixels im Flatfield sollte etwa die Hälfte bis zwei Drittel der möglichen Gesamtsignalstärke erreichen. Ein typisches Flatfield enthält Pixelwerte im Bereich von 33500 ADU. Die Pixelwerte im Bias betragen etwa 980 ADU, während die Werte aus dem Darkfield vernachlässigt werden können. Daraus ergibt sich das Flatfieldsignal zu:

$$\begin{aligned} S_{flat} &= S_{roh} - S_{bias} \\ &= 32520\,\text{ADU}. \end{aligned} \tag{3.15}$$

Aus Tab 3.2 kann das Darkrauschen bei -15 °C und einer Belichtungszeit von 20 s zu 4.5 e^- abgeschätzt werden, das Ausleserauschen beträgt 11.5 e^- (Abschnitt 3.1). Damit kann das Rauschen im Einzelflat bestimmt werden zu:

$$\begin{aligned} \sigma_{flat} &= \sqrt{gS_{flat} + \sigma_{dark}^2 + \sigma_{out}^2} \\ &= 198\,e^-. \end{aligned} \tag{3.16}$$

Das Rauschen im Master-Flatfield wird bestimmt durch die Anzahl der Einzelflats sowie durch das Rauschen des subtrahierten Master-Darkfields, worin auch das Ausleserauschen aller Einzeldarks enthalten ist:

$$\begin{aligned} \sigma_{flat_m} &= \sqrt{\frac{(\sigma_{flat})^2}{15} + \frac{(\sigma_{dark})^2}{10} + \frac{(\sigma_{dark_out})^2}{10}} \\ &= 51.3\,e^-. \end{aligned} \tag{3.17}$$

Das SNR des Master-Flatfields beträgt damit $35520\,g/51.3 = 760$.

Das Anbringen der Flatfieldkorrektur führt zu einer Zunahme des Gesamtrauschens im Bild. Die Herleitung des Rauschen erfolgt anhand eines Sterns S und des Flatfields F mit der jeweiligen Intensität $S = 1$ sowie $F = 1$. Der Zusammenhang zwischen SNR und Rauschen ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} \sigma_S &= \frac{1}{SNR_S}, \\ \sigma_F &= \frac{1}{SNR_F}. \end{aligned} \tag{3.18}$$

Bei Division der Sternabbildung durch das Flatfield ergibt sich das Gesamtrauschen zu:

$$\begin{aligned} \sigma_{gesF}^2\left(\frac{S}{F}\right) &= \left(\frac{1}{F}\right)^2 \sigma_S^2 + \left(\frac{St}{F^2}\right)^2 \sigma_F^2 \\ &= \sigma_S^2 + \sigma_F^2 \\ \sigma_{gesF}\left(\frac{S}{F}\right) &= \sqrt{\sigma_S^2 + \sigma_F^2}. \end{aligned} \tag{3.19}$$

Ausgedrückt mit Hilfe des SNR:

$$SNR_{gesF} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{SNR_S^2} + \frac{1}{SNR_F^2}}}. \tag{3.20}$$

Mit dem SNR des Master-Flatfields und einem Beispielstern mit $SNR = 500$ ergibt sich ein Signal/Rausch-Verhältnis des Sterns nach der Korrektur von 418. Analog zu Gl. (3.4) kann das Rauschen mit

$$\sigma_{mag} = 2.5 \log\left(1 + \frac{1}{SNR_{gesF}}\right) \tag{3.21}$$

in Magnituden umgerechnet werden. Tab. 3.3 zeigt die zu erwartende Rauscherhöhung bei verschiedenen Signal/Rausch-Verhältnissen des untersuchten Sterns. Bei Sternen mit einem hohen SNR sind gegebenenfalls mehr als 15 Einzelflats für die Flatfieldkorrektur nötig, um das zusätzliche Rauschen gering zu halten.

Tab. 3.3: Auswirkung der Flatfieldkorrektur auf das Rauschen in Magnituden für unterschiedliche Signal/Rausch-Verhältnisse eines Teststerns SNR_S im Vergleich zur unkorrigierten Aufnahme mit σ_{unkorr}. Das Master-Flatfield wurde aus 15 Einzelflats erstellt.

SNR_S	σ_{unkorr} [mmag]	σ_{korr} [mmag]
100	10.8	10.9
300	3.6	3.9
500	2.2	2.6
700	1.6	2.1
900	1.2	1.9
1100	1.0	1.7

3.2.3 Defektpixel

Ungenauigkeiten bei der Sensorherstellung können fehlerhafte Pixel zur Folge haben. Diese Defektpixel werden in zwei Gruppen unterteilt. Weist ein Pixel eine überdurchschnittlich hohe Rate an Dunkelladungen auf, was zur schnellen Sättigung führt, wird dieses als „heißes Pixel“ bezeichnet. „Kalte“ bzw. „tote Pixel“ sind hingegen teilweise oder vollständig lichtunempfindlich.

Befindet sich innerhalb des abgebildeten Sterns ein defektes Pixel, wird die Photometrie des Sterns verfälscht. Um den Einfluss defekter Pixel zu minimieren, wurde mit Hilfe des an der Professur für Astronomie entwickelten Programms *ScanForDefects* eine Defektpixelmaske erstellt, in der die Positionen aller abnormer Pixel vorhanden sind. Im Auswerteprozess wird der Grauwert für diese Pixel aus den umliegenden acht Pixeln interpoliert.

3.3 Photometrie

Nach der Kalibrierung erfolgt die Objekterkennung und Photometrie der vorhandenen Sterne in den Einzelaufnahmen. Dazu wird das Programm *MpCCD* verwendet, eine von Dr.-Ing. Ralf Langhans entwickelte astrometrische Software, die auch zur Photometrie eingesetzt werden kann.

Zur Bestimmung der Intensität eines Sterns in CCD-Aufnahmen gibt es im Wesentlichen zwei Ansätze:

- **Apertur-Photometrie:** Die Sternintensität wird aus der Summe der Pixelwerte innerhalb eines bestimmten Radius (Apertur) um das Sternzentrum ermittelt. Diese Methode kann in vielen Himmelsgebieten eingesetzt werden, in denen die Sterndichte nicht zu hoch ist und der Bereich innerhalb der Apertur nicht durch Hintergrundsterne gestört wird.
- **PSF-Photometrie:** Die Intensitätsverteilung eines abgebildeten Sterns ist nicht punktförmig, sondern wird aufgrund der Einflüsse von Atmosphäre, Teleskop, Filter und CCD-Sensor zu einer zweidimensionalen Funktion, der Punktübertragungsfunktion oder point spread function (PSF), aufgeweitet. Die PSF kann z. B. durch eine zweidimensionale Gaußverteilung approximiert werden. Für jeden Stern wird eine eigene PSF angepasst. Die Integration der Funktion liefert die Intensität des Sterns. In sehr dichten Sternfeldern (vor allem in Sternhaufen und langbelichteten Aufnahmen im Bereich der Milchstraße) in denen die Apertur-Photometrie durch viele Hintergrundsterne gestört ist, wird mit Hilfe der PSF-Photometrie eine Intensitätsbestimmung der Einzelsterne ermöglicht. Nähere Erläuterungen zur PSF-Photometrie finden sich bei Sterken und Manfroid (1992) sowie Stetson (1987).

3.3.1 Realisierung der Photometrie in *MpCCD*

In der aktuellen Version von *MpCCD* (Stand: 11/2008) wird die Sternintensität mittels Apertur-Photometrie ermittelt. Dazu wird um jeden Stern ein Kreis (Apertur) bestimmt und die darin enthaltenen Pixelwerte aufsummiert. Die Summe enthält sowohl Intensitätsanteile des Sterns als auch Anteile des Himmelshintergrunds, da dieser ebenfalls eine geringe Helligkeit aufweist. Um den Anteil des Hintergrunds zu bestimmen, wird außerhalb der Apertur ein Kreisring festgelegt, welcher überwiegend Hintergrundpixel enthält (Abb. 3.1). Durch eine Medianmittelung der Pixelwerte im Kreisring wird die Hintergrundintensität bestimmt. Die Radien von Apertur und Kreisring können vor der Durchführung der Photometrie in Einheiten des Halbwertsradius der Sternabbildung festgelegt werden. Der Halbwertsradius, auch half width at half maximum (HWHM) genannt, ist neben der Maximalintensität ein zentraler Parameter zur Beschreibung der PSF. Der HWHM-Wert beschreibt den halben Durchmesser der Sternabbildung an der

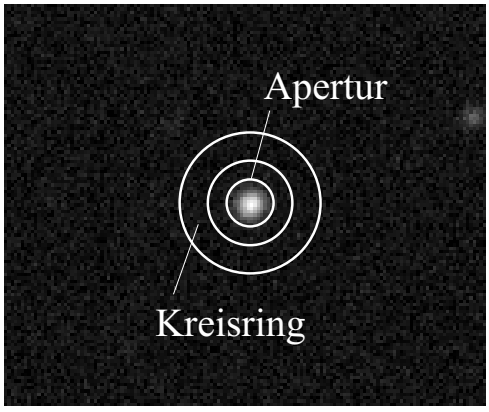

Abb. 3.1: Apertur und Kreisring zur Photometrie eines Sterns. Um Streulichteinfluss des Sterns auf die Hintergrundbestimmung zu minimieren, wird zwischen Apertur und Kreisring ein Zwischenraum eingefügt.

Stelle, an der die Intensität auf die halbe Maximalintensität des Sterns gefallen ist[4]. Mit der Koppelung der Radien an den HWHM-Wert wird sichergestellt, dass von jedem Stern der gleiche prozentuale Intensitätsanteil in die Photometrie eingeht.

Zur Bestimmung der Grauwertsumme werden in *MpCCD* derzeit ganze Pixel verwendet. Befindet sich der Mittelpunkt eines Pixels innerhalb des Aperturkreises, geht der gesamte Grauwert des Pixels in die Berechnung ein, befindet er sich im nächsten Bild außerhalb des Aperturkreises, wird das Pixel nicht berücksichtigt. Dies führt vor allem bei kleinen Aperturradien zu einem erhöhten Messrauschen (Abschnitt 4.1).

Die Sternintensität wird bei *MpCCD* als Zehnerlogarithmus der Grauwertsumme über den Parameter $LGCNT$ ausgegeben:

$$LGCNT = \log\left(C_{ap} - n_{ap}\bar{C}_{hg}\right)\ [\mathrm{ADU}], \tag{3.22}$$

mit der Grauwertsumme innerhalb der Apertur C_{ap} über n_{ap} Aperturpixel und dem Medianwert der Hintergrundgrauwerte $\bar{C}_{hg}$. Der $LGCNT$ eines Sterns kann in Magnituden umgerechnet werden. Das Ergebnis ist die instrumentelle Helligkeit eines Sterns, welche von der verwendeten CCD-Kamera, den Filtern sowie vom spektralen Durchlass des Teleskops abhängt. Durch Beobachtung von Standardsternen mit definierter scheinbarer Helligkeit in einem bestimmten Spektralbereich kann die instrumentelle Helligkeit in eine scheinbare Helligkeit umgerechnet werden. Dies ist jedoch für diese Arbeit nicht nötig, da zur Auswertung der Transit ein anderes Verfahren verwendet wird (Abschnitt 3.3.3). Die instrumentelle Helligkeit m_S eines Sterns berechnet sich mit der Belichtungszeit t zu:

$$m_S = -2.5\log\left(\frac{10^{LGCNT}}{t}\right) + m_0\ [\mathrm{mag}]. \tag{3.23}$$

Die Konstante m_0, auch als instrumenteller Nullpunkt bezeichnet, kann einen beliebigen Wert annehmen und wird häufig so gewählt, dass die instrumentelle Helligkeit etwa der scheinbaren Helligkeit des Sterns entspricht. Der instrumentelle Nullpunkt ist neben den Beobachtungsinstrumenten auch von atmosphärischen Einflüssen abhängig und beträgt etwa 21 mag für das Observatorium Triebenberg.

3.3.2 Genauigkeit Einzelsternmessung

Um die Genauigkeit der Helligkeitsmessung abzuschätzen, ist es notwendig das Signal/Rausch-Verhältnis des untersuchten Sterns zu bestimmen. Dazu wird das Signal des Sterns und das Rauschen der Einzelpixel betrachtet. Das Signal des Sterns ergibt sich aus:

$$S_S = g\,10^{LGCNT}. \tag{3.24}$$

Bei einem idealen Detektor ohne Rauschen und einem perfekt schwarzen Himmel würde die Genauigkeit nur durch das Poissonrauschen des Sterns nach Gl. (3.3) begrenzt. In der Realität müssen weitere Rauschquellen berücksichtigt werden.

[4] Oft wird auch der vollständige Durchmesser an der Stelle des halben Maximums verwendet. Dieser wird als Halbwertsbreite oder full width at half maximum (FWHM) bezeichnet

Rauschen durch Subtraktion des Hintergrundes und Korrekturaufnahmen:
Das Rauschen der summierten Grauwerte innerhalb der Apertur σ_{ap} ergibt sich mit dem Grauwert der Hintergrundpixel $\bar{C}_{hg}$, dem Darkrauschen σ_{dark} und dem Ausleserauschen σ_{out} zu

$$\sigma_{ap} = \sqrt{S_S + n_{ap}\left(g\bar{C}_{hg} + \sigma_{dark}^2 + \sigma_{out}^2\right)}. \tag{3.25}$$

Das Rauschen σ_{hg} der Summe der Hintergrundpixel n_{hg} innerhalb des Kreisrings berechnet sich nach:

$$\sigma_{hg} = \sqrt{n_{hg}\left(g\bar{C}_{hg} + \sigma_{dark}^2 + \sigma_{out}^2\right)}. \tag{3.26}$$

Die Anzahl der Hintergrundpixel muss auf die Anzahl der Aperturpixel normiert werden. Zur besseren Übersicht wird der Klammerausdruck in Gl. (3.25) und (3.26) durch Z ersetzt. Das Hintergrundrauschen

$$\sigma_{hg} = \sqrt{n_{hg}Z}$$

wird auf die Aperturpixelzahl normiert:

$$\sigma'_{hg} = \frac{\sqrt{n_{hg}Z}}{n_{hg}} n_{ap}.$$

Von der ermittelten Grauwertsumme der Apertur wird der entsprechende Hintergrundwert subtrahiert. Für das Rauschen folgt:

$$\begin{aligned}
\sigma_{S,hg} &= \sqrt{S_S + n_{ap}Z + {\sigma'_{hg}}^2} \\
&= \sqrt{S_S + n_{ap}Z + \frac{n_{hg}Z}{n_{hg}^2} n_{ap}^2} \\
&= \sqrt{S_S + Z\left(n_{ap} + \frac{n_{ap}^2}{n_{hg}}\right)} \\
&= \sqrt{S_S + n_{ap}\left(1 + \frac{n_{ap}}{n_{hg}}\right)Z}.
\end{aligned} \tag{3.27}$$

Das Signal/Rausch-Verhältnis des Sterns nach Subtraktion des Hintergrunds kann bestimmt werden zu:

$$SNR_{S,hg} = \frac{S_S}{\sqrt{S_S + n_{ap}\left(1 + \frac{n_{ap}}{n_{hg}}\right)\left(g\bar{C}_{hg} + \sigma_{dark}^2 + \sigma_{out}^2\right)}}. \tag{3.28}$$

Neben dem Poissonrauschen des Sterns verursacht hauptsächlich die Hintergrundintensität $\bar{C}_{hg}$ zusätzliches Rauschen. Für die Aufhellung des Hintergrunds ist vor allem der Fremdlichteinfluss durch benachbarte Städte und Dörfer sowie durch den Mond (in Abhängigkeit von Mondphase und Höhe über dem Horizont) verantwortlich, für dunklere Standorte auch das Eigenleuchten der Erdatmosphäre (Airglow). Bei Beobachtungen in der Dämmerung ist das Hintergrundrauschen im Wesentlichen vom Sonnenstand abhängig. Ab einem Sonnenstand unter -13 ° ist das Hintergrundrauschen nur noch in geringem Maße von der Dämmerung beeinflusst (Abb. 3.2).

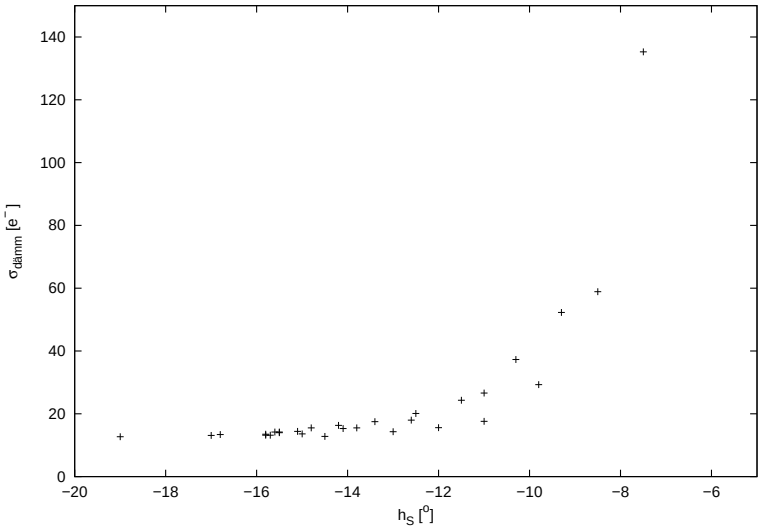

Abb. 3.2: Hintergrundrauschen während der Dämmerung $\sigma_{dämm}$ in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe h_S. Das Rauschen wurde aus der Hintergrundhelligkeit C_{hg} mit $\sigma_{dämm} = \sqrt{gC_{hg}}$ berechnet. Dazu wurden 29 Aufnahmen mit einer Belichtungszeit von 45 s mit R-Filter verwendet.

Um das Rauschen aus der Subtraktion der Hintergrundintensität zu verringern, sollte nach Gl. (3.28) das Verhältnis n_{ap}/n_{hg} möglichst klein sein. Ist die Pixelanzahl in Apertur und Kreisring gleich, so verdoppelt sich der Einfluss des Hintergrundrauschens. Mit steigender Pixelzahl im Kreisring nimmt die statistische Unsicherheit der Hintergrundintensität ab und das Rauschen verringert sich. Mittels Gl. (3.20) kann das SNR des flatfieldkorrigierten Sterns berechnet werden:

$$SNR_{S,flat} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{SNR^2_{S,hg}} + \frac{1}{SNR^2_{flat}}}}. \tag{3.29}$$

Nach Gl. (3.21) erfolgt die Umrechnung in Magnituden mit:

$$\sigma_{mag,flat} = 2.5 \log\left(1 + \frac{1}{SNR_{S,flat}}\right). \tag{3.30}$$

Szintillationsrauschen:

Weiteres Rauschen wird durch die Szintillationseinflüsse der Atmosphäre hervorgerufen. Die außerhalb der Erdatmosphäre vorliegende ebene Wellenfront des Sternlichts wird durch turbulente Luftschichten verformt. Dabei treten zufällige Schwankungen von Richtung und Intensität der am Boden empfangenen Strahlung auf.

Richtungsschwankungen der Strahlung, welche auf leicht gegeneinander verkippte Schichten in der Atmosphäre zurückzuführen sind, führen zu einer Bewegung der Sternabbildung auf dem Detektor. Dadurch wird die Sternabbildung zu einem Scheibchen aufgeweitet. Je größer die Schwankungsamplitude, desto größer ist der Halbwertsradius des abgebildeten Sterns. Für die Photometrie des Sterns spielt dies nur eine untergeordnete Rolle, da der Aperturradius in Abhängigkeit vom HWHM-Wert bestimmt wird.

Die Intensitätsschwankungen der Strahlung werden als Szintillation oder auch Intensitätsszintillation bezeichnet und sind auf gekrümmte atmosphärische Schichten zurückzuführen, die wie Linsen wirken. Abbildung 3.3 zeigt, dass im Fall a) mehr Licht die Teleskopöffnung erreicht als im Fall b), womit

die gemessene Intensität des Sterns bei a) größer ist als bei b). Eine ausführliche Untersuchung der Szintillation findet sich in Dravins u. a. (1997a), Dravins u. a. (1997b) und Dravins u. a. (1998). Danach kann die relative Intensitätsänderung $\sigma_{szinti} = \Delta I/I$ näherungsweise bestimmt werden mit

$$\sigma_{szinti} = 0.09 D^{-2/3} \left(\frac{1}{\cos z} \right)^{1.75} \frac{\exp(-h/h_0)}{\sqrt{2t}}, \tag{3.31}$$

wobei D die Teleskopöffnung in Zentimetern, z die Zenitdistanz, h die Höhe des Beobachters über dem Meeresspiegel, $h_0 = 8000\,\mathrm{m}$ die Skalenhöhe der Atmosphäre und t die Belichtungszeit in Sekunden beschreibt. Die Umrechnung in Magnituden erfolgt analog zu Gl. (3.4) mit:

$$\sigma_{mag,szinti} = 2.5 \log(1 + \sigma_{szinti}). \tag{3.32}$$

Bei einer gegebenen Teleskopöffnung führt eine größere Zenitdistanz sowie eine Verkürzung der Belichtungszeit zu einem höheren Szintillationsrauschen. Vor allem sehr kurze Belichtungszeiten im Sekundenbereich sind geprägt durch starkes Rauschen, da sich bei längeren Belichtungszeiten die Szintillationseinflüsse herausmitteln. Abb. 3.4 zeigt das zu erwartende Szintillationsrauschen für das 60 cm-Teleskop des Observatoriums auf dem Triebenberg bei verschiedenen Zenitdistanzen und Belichtungszeiten. Einen Vergleich zwischen theoretischem Rauschen und Rauschen, welches aus einer Reihe von kurzbelichteten Aufnahmen bestimmt wurde, zeigt Tab. 3.4. Der größere Betrag des gemessenen Rauschens ist auf die Nichtbeachtung aller anderen Rauschanteile zurückzuführen. Weiterhin können durch wechselnde atmosphärische Bedingungen Abweichungen vom theoretisch erwarteten Verlauf des Rauschens auftreten. Es ist jedoch eine deutliche Zunahme des Rauschens bei kürzeren Belichtungszeiten und steigender Zenitdistanz zu erkennen, was auf den Einfluss der Szintillation zurückzuführen ist.

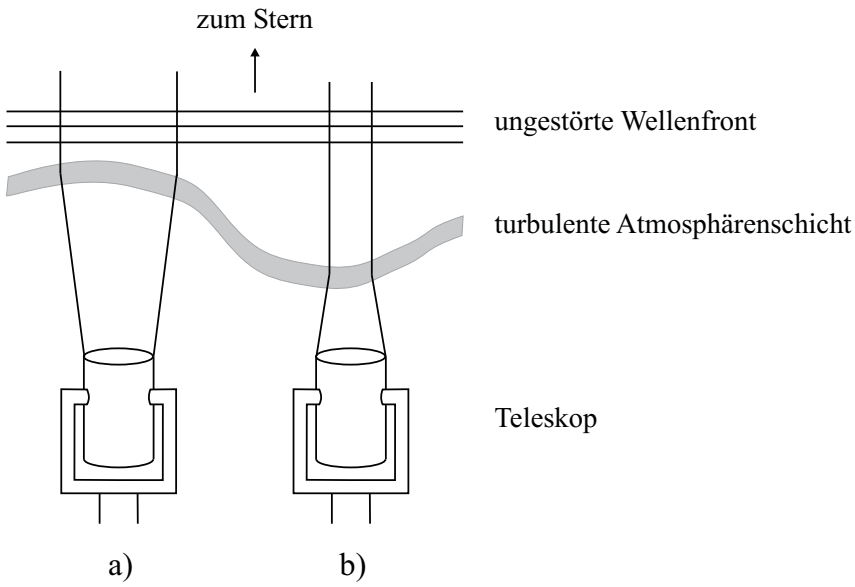

Abb. 3.3: Intensitätsszintillation durch gekrümmte atmosphärische Schichten, welche eine Linsenwirkung auf ankommende Strahlung ausübt. Dadurch empfängt das Teleskop im Fall a) mehr Licht vom Stern (Stern wirkt heller) als im Fall b) (Stern wirkt dunkler). Nach Berkefeld u. a. (2001).

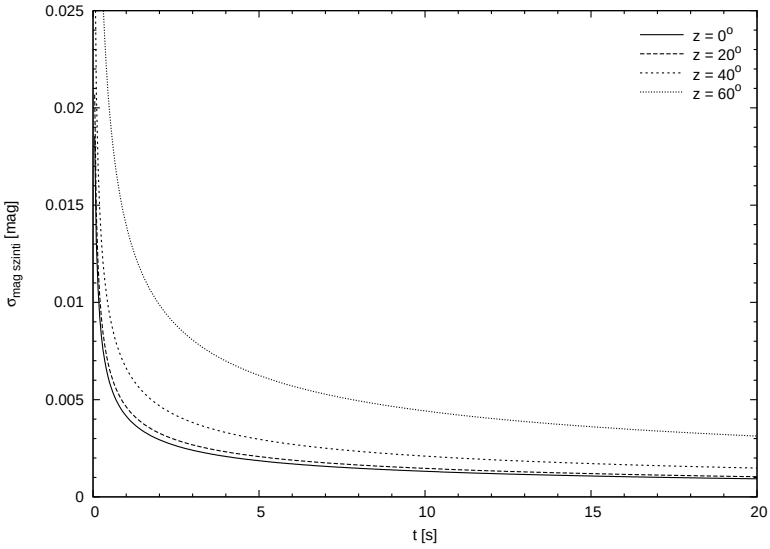

Abb. 3.4: Theoretisches Szintillationsrauschen $\sigma_{mag\,szinti}$ für das 60 cm-Teleskop im Observatorium Triebenberg bei unterschiedlichen Zenitdistanzen z in Abhängigkeit von der Belichtungszeit t.

Tab. 3.4: Szintillationsrauschen in Magnitudenergibt sich als Standardabweichung der mit *MpCCD* gemessenen Intensität des Sterns aus 50 Einzelaufnahmen. Dazu wurden zu jeder betrachteten Zenitdistanz z Sterne ausgewähltt, die bei den verwendeten Belichtungszeiten ein möglichst starkes Signal hervorrufen ohne dabei die Sättigungsgrenze zu erreichen.

	Belichtungszeit				
z [°]	0.2 s	0.8 s	1.5 s	5 s	
5	0.021	0.011	0.011	0.008	
30	0.021	0.029	0.025	0.008	gemessen
60	0.039	0.020	0.024	0.008	
5	0.010	0.005	0.004	0.002	
30	0.012	0.006	0.005	0.003	theoretischer Wert
60	0.021	0.010	0.008	0.004	

Um bei der Photometrie das Szintillationsrauschen an hellen Sternen[5] zu vermindern, sollte das Licht des Sterns durch eine gezielte Defokussierung auf eine größere Detektorfläche verteilt werden. Dies ermöglicht eine längere Belichtung des Sterns, da die Sättigungsgrenze des Detektors später erreicht wird.

Rauschen durch Aperturpositionierung:

Eine weitere Fehlerquelle ergibt sich aus der Positionierung der Apertur im Bild, da die Bestimmung des Sternzentrums eine gewisse Unsicherheit aufweist. Für eine gaußförmige PSF kann der relativen Fehler σ_{pos} in der gemessenen Intensität nach Irwin u. a. (2007) abgeschätzt werden mit:

$$\sigma_{pos} \approx \frac{2}{\sqrt{2\pi}}\, 1.175r\ (1.175\delta x)^2 \exp\left(-(1.175r)^2/2\right). \tag{3.33}$$

[5] Die hellsten Sterne bei denen ein Transitereignis festgestellt wurde besitzen scheinbare Helligkeiten von ca. 7.5 mag im roten Spektralbereich. Bei guten atmosphärischen Bedingungen mit FWHM-Werten um 1.5″ beträgt die maximale Belichtungszeit für diese Sterne etwa 0.6 s.

Über Gl. (3.4) kann dieser in Magnituden ausgedrückt werden:

$$\sigma_{mag,pos} = 2.5 \log\left(1 + \sigma_{pos}\right). \tag{3.34}$$

Dabei ist r der Aperturradius und δx der Positionierungsfehler der Apertur, wobei beide Größen als Vielfaches des Halbwertsradius HWHM angegeben werden. Der Faktor 1.175 entsteht aus dem Zusammenhang des Parameters σ mit dem Parameter $HWHM$ der gaußförmigen PSF über $HWHM = 1.175\sigma$. Da der Positionierungsfehler oft in Pixel angegeben ist, erfolgt die Umrechnung in Einheiten des Halbwertsradius über

$$\delta x = \frac{\delta x\,[\mathrm{px}]}{HWHM\,[\mathrm{px}]}. \tag{3.35}$$

Aus Gl. (3.33) geht hervor, dass bei einem Anwachsen des Aperturradius die Positionierungsgenauigkeit eine immer geringere Rolle spielt. Dabei verschlechtert sich allerdings das Signal/Rausch-Verhältnis des Sterns, da bei einer größeren Apertur der Einfluss des Hintergrundrauschens stärker wird. Im gegenteiligen Fall, d. h. bei kleiner werdender Apertur, kommt es zu einem immer stärker werdenden Intensitätsverlust, da ein immer kleinerer Teil der Sternabbildung zur Photometrie herangezogen wird. Der optimale Aperturradius mit dem bestmöglichen Signal/Rausch-Verhältnis des Sterns entspricht nach Howell (1989) und Irwin u. a. (2007) in etwa dem FWHM-Wert des Sterns. Abb. 3.5 zeigt die relative Abweichung der gemessenen Intensität in Magnituden bei verschiedenen HWHM-Werten des Sterns und einer Positionierungsgenauigkeit der Apertur von 0.1 px in Abhängigkeit vom Aperturradius.

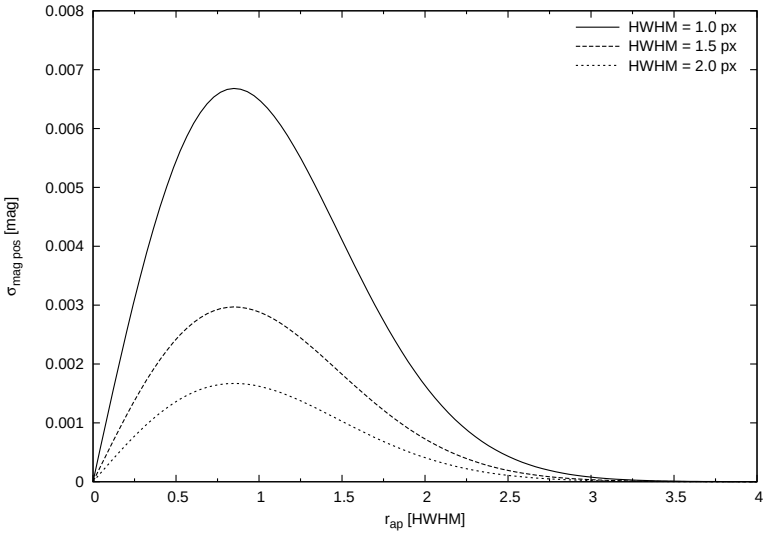

Abb. 3.5: Intensitätsunsicherheit durch Aperturpositionierung in Abhängigkeit des Aperturradius r_{ap}. Betrachtet wurde eine Unsicherheit der Positionierung von 0.1 px unter guten ($HWHM = 1\,\mathrm{px}$, entspricht am Triebenberg-Teleskop einem FWHM von 1.5″), mittleren ($HWHM = 1.5\,\mathrm{px} \rightarrow FWHM = 2.25''$) und schlechteren ($HWHM = 2\,\mathrm{px} \rightarrow FWHM = 3''$) atmosphärischen Bedingungen.

Die steigende Genauigkeit für Aperturradien unter 0.8 HWHM ist auf die Verwendung eines sehr kleinen Sternausschnitts zurückzuführen, an dem sich kleine Positionsänderungen nur noch gering auswirken. Da bei diesen kleinen Radien ein Großteil der Sternintensität nicht beachtet wird und sich das Signal/Rausch-Verhältnis verschlechtert (Howell, 1989) werden sehr kleine Aperturradien nicht ein-

gesetzt. Die Positionierungsgenauigkeit führt vor allem bei sehr guten atmosphärischen Bedingungen ($HWHM < 1''$) zu Ungenauigkeiten der Intensitätsbestimmung im Bereich von 2 mmag bei einem Aperturradius von 2 HWHM. Bei den vorherrschenden mittleren atmosphärischen Bedingungen sinkt die Unsicherheit unter 1 mmag und spielt damit in der Gesamtgenauigkeit nur noch eine untergeordnete Rolle.

Gesamtrauschen:

Mit den genannten Rauschkomponenten kann das Gesamtrauschen der ermittelten Sternintensität berechnet werden:

$$\sigma_{mag} = \sqrt{\sigma^2_{mag,flat} + \sigma^2_{mag,szinti} + \sigma^2_{mag,pos}}. \tag{3.36}$$

3.3.3 Genauigkeit differentielle Photometrie

Um die Intensitätsvariationen der untersuchten Transitereignisse mit höchstmöglicher Genauigkeit zu bestimmen, wird das Verfahren der differentiellen Photometrie eingesetzt. Dabei wird die Helligkeitsdifferenz des Zielobjekts (z. B. Stern mit Exoplanet, Asteroid, variabler Stern) relativ zu einem oder einer Gruppe von Vergleichssternen innerhalb der Aufnahme bestimmt. Bei konstanten Helligkeiten der Vergleichssterne stellen die Variationen der Helligkeitsdifferenz die Intensitätsvariationen des Zielobjekts dar. Die Differenzbildung erfolgt mit den gemessenen instrumentellen Helligkeiten. Dies hat den Vorteil, dass alle benötigen Sterne in einer Aufnahme vorhanden sind. Eine ebenfalls mögliche absolute Kalibrierung des Zielobjekts an Standardsternen führt zu ungenaueren Ergebnissen, da die Dichte der Standardsterne am Himmel sehr gering ist und daher in den meisten Fällen ein zweites Himmelsgebiet beobachtet werden muss. Dies hat vor allem bei unterschiedlichen atmosphärischen Bedingungen ungenauere Helligkeitsbestimmungen zur Folge. Weiterhin liegt die Helligkeitsgenauigkeit vieler Standardsterne deutlich über dem geforderten mmag-Bereich.

Die Genauigkeit der differentiellen Zielsternhelligkeit $\sigma_{mag,ges}$ ergibt sich aus der Genauigkeit der Einzelmessung des Zielsterns $\sigma_{mag,ziel}$ und der Genauigkeit der mittleren instrumentellen Helligkeit von n Vergleichssternen $\sigma_{mag\bar{V}}$. Dabei werden unkorrelierte Messungen vorausgesetzt. Die Gesamtgenauigkeit σ_{ges} berechnet sich nach

$$\begin{aligned} \sigma_{mag,ges} &= \sqrt{\sigma^2_{mag,ziel} + \sigma^2_{mag,\bar{V}}} \\ &= \sqrt{\sigma^2_{mag,ziel} + \frac{\sum_{i=1}^{n} \sigma_i^2}{n^2}}. \end{aligned} \tag{3.37}$$

Wird der Einfluss von $\sigma_{mag\bar{V}}$ minimiert, ist das Genauigkeitspotential hauptsächlich von der Einzelmessung des Zielsterns $\sigma_{mag\,ziel}$ abhängig. Die Vergleichssterngenauigkeit ist durch die Genauigkeit und Anzahl der darin enthaltenen Einzelsterne bestimmt. Um die Anzahl der benötigten Vergleichssterne abzuschätzen, werden drei Zielsterne mit unterschiedlichem SNR und vier Vergleichssterngruppen betrachtet. Tab. 3.5 zeigt die betrachteten Genauigkeiten der Zielsterne sowie der Einzelsterne in den Vergleichssterngruppen. In den Abb. 3.6 - 3.8 ist die zu erwartende Genauigkeit der differentiellen Photometrie für die drei Zielsterne dargestellt. Dabei wurde jede Vergleichssterngruppe aus Sternen mit gleichem SNR gebildet. Es ist zu erkennen, dass mit steigender Genauigkeit des Zielsterns auch die Anforderung an

Tab. 3.5: SNR und zugehörige Unsicherheit in Magnituden der Ziel- und einzelnen Vergleichssterne zur Genauigkeitsabschätzung der differentiellen Photometrie.

		SNR	σ_{mag} [mmag]
Zielstern	1	400	2.7
	2	650	1.7
	3	1000	1.1
Vgl.-stern	1	200	5.4
	2	400	2.7
	3	650	1.7
	4	1000	1.1

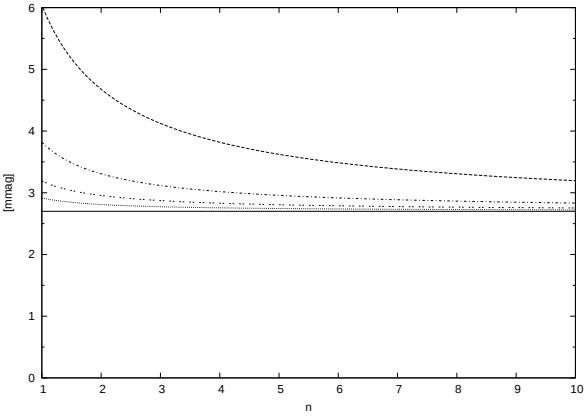

Abb. 3.6: Theoretische Genauigkeit der diff. Photometrie in *mmag* für Zielstern 1 (siehe Tab. 3.5, durchgezogene Linie) mit Vergleichssternen aus der Gruppe 1 (gestrichelt), 2 (Strich-Punkt), 3 (Strich-Strich), 4 (gepunktet). *n* bezeichnet die Anzahl der Vergleichssterne.

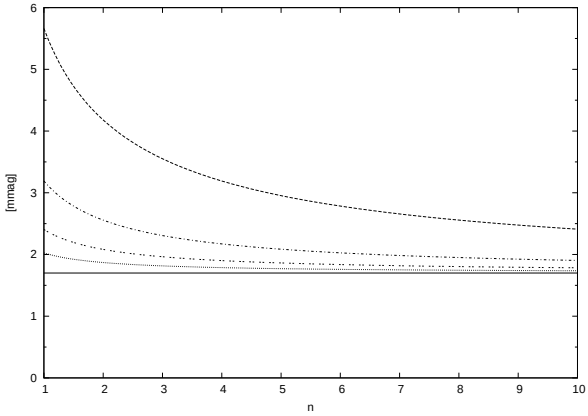

Abb. 3.7: Theoretische Genauigkeit der diff. Photometrie in *mmag* für Zielstern 2, alle Angaben wie in Abb. 3.6.

die Genauigkeit der Vergleichssterne steigt. Der Zielstern sollte immer mit möglichst gleich hellen (ähnliches SNR) oder helleren (besseres SNR), ungesättigten Sternen verglichen werden. Bei Verwendung gleich heller Vergleichssterne sind fünf bis sechs Sterne ausreichend, da sich die Genauigkeit bei einer größeren Anzahl Sterne nur noch gering verbessert. Sind nur wenige helle Vergleichssterne vorhanden, sollten diese nicht mit schwächeren Sternen kombiniert werden. Dies würde zu einer Verschlechterung der erreichbaren Genauigkeit führen (Abb. 3.9, Kurven a). Umgekehrt können wenige hellere Sterne die Genauigkeit einer Vergleichssterngruppe aus schwächeren Sternen stark verbessern. Die Genauigkeit der Vergleichssterngruppe kann nochmals gesteigert werden, wenn zur Berechnung des Mittelwerts statt des arithmetischen das gewichtete Mittel verwendet wird. Mit den Gewichten der einzelnen Vergleichsstern-magnituden

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \tag{3.38}$$

wird das gewichtete Mittel der Vergleichssterne mit

$$m_{\bar{V}} = \frac{\sum_{i=1}^{n} w_i m_i}{\sum_{i=1}^{n} w_i} \tag{3.39}$$

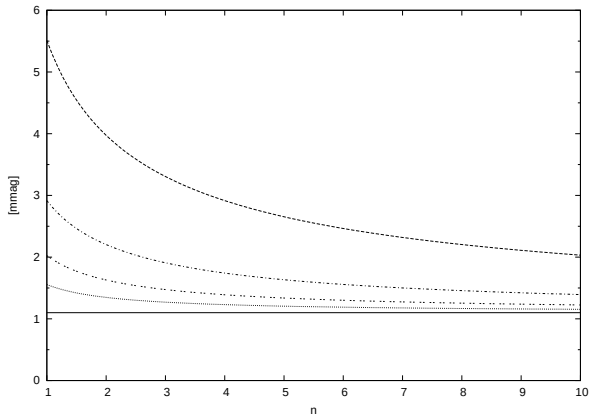

Abb. 3.8: Theoretische Genauigkeit der diff. Photometrie in *mmag* für Zielstern 3, alle Angaben wie in Abb. 3.6.

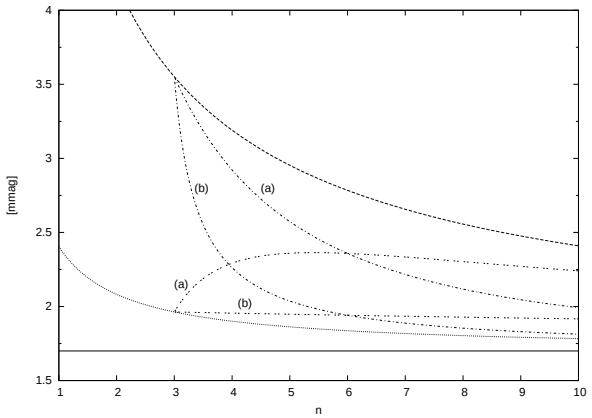

Abb. 3.9: Theoretische Genauigkeit der diff. Photometrie in *mmag* für Zielstern 2 mit Vergleichssternen aus Gruppe 1 und 3. Zusätzlich wurde für Vergleichssterne aus Gruppe 1 ab $n = 3$ mit Sternen aus Gruppe 3 „aufgefüllt“ (Strich-Punkt) und umgekehrt (Strich-Strich), um eine gemischte Vergleichssterngruppe zu simulieren. Die Mittelung der Vergleichssterne erfolgt mit arithmetischem Mittel (a) und gewichtetem Mittel (b). Man beachte die geänderte Skalierung der Achsen.

und der entsprechenden Standardabweichung $\sigma_{mag,\bar{V}}$ berechnet:

$$\begin{aligned} \sigma_{mag,\bar{V}} &= \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} w_i^2 \sigma_i^2}{\left(\sum_{i=1}^{n} w_i\right)^2}} \\ &= \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sigma_i^2}}}. \end{aligned} \tag{3.40}$$

Abb. 3.9 (Kurven b) zeigt die Verbesserung des gewichteten Mittels gegenüber dem arithmetischen Mittel (Kurven a).

3.3.4 Einfluss der Atmosphäre auf differentielle Photometrie - Extinktion

Die Extinktion beschreibt die Abschwächung der Sternstrahlung innerhalb der Erdatmosphäre durch Absorption und Streuung an den Luftmolekülen. Neben der Länge des zurückgelegten Lichtwegs durch die Atmosphäre ist die Extinktion auch von der Wellenlänge des Lichts abhängig (blaues Licht wird stärker geschwächt als rotes). Während des Beobachtungszeitraums führt die Extinktion zu einer Neigung und Krümmung der resultierenden Transitlichtkurven, was die Auswertung erschwert und deshalb weitestgehend korrigiert werden sollte.

3.3.4.1 Extinktion erster Ordnung

Die Extinktion erster Ordnung beschreibt die Abschwächung in Abhängigkeit vom verwendeten Filter und zurückgelegten Lichtweg. Der Lichtweg durch die Atmosphäre wird mit Hilfe der Luftmasse X ausgedrückt. Die Luftmasse ist ein relatives Maß und gibt das Verhältnis aus zurückgelegtem Weg bei

einer Zenitdistanz z und kürzestem Weg bei einer Zenitdistanz $z_0 = 0\,°$ an. Für die wahre Zenitdistanz z berechnet sich die Luftmasse nach Young und Irvine (1967) mit

$$X = \frac{1}{\cos z}\left[1 - 0.0012\left(\frac{1}{\cos^2 z} - 1\right)\right] \tag{3.41}$$

und

$$\cos z = \sin\phi \sin\delta + \cos\phi \cos\delta \cos h. \tag{3.42}$$

Dabei ist δ die Deklination der aktuellen Epoche, ϕ die geographische Breite des Observatoriums und h der Stundenwinkel des beobachteten Objekts. Eine Berechnungsvorschrift für h findet sich in Meeus (1998). Ändert sich die Zenitdistanz und damit die Luftmasse eines Sterns um ΔX, so ändert sich auch die Helligkeit des Sterns um

$$\Delta m = k'_F \Delta X, \tag{3.43}$$

mit dem filterabhängigen Extinktionskoeffizienten erster Ordnung k'_F, der die Änderung der Intensität in $mag/Luftmasse$ beschreibt.

Das Bildfeld der Aufnahmen am Observatorium Triebenberg beträgt $51.4' \times 51.4'$ am Himmel. Damit variiert die Luftmasse der abgebildeten Sterne bereits innerhalb einer Aufnahme (differentielle Extinktion) und es ist notwendig, die ermittelten Helligkeiten auf eine einheitliche Luftmasse (z.B. des Zielobjekts) umzurechnen. Ausgehend von zwei im Zenit gleich hellen Sternen zeigt Abb. 3.10 den Helligkeitsunterschied des Sternpaars mit zunehmender Zenitdistanz, wobei ein Stern eine um $50'$ größere Zenitdistanz aufweist. Bei einer größeren Anzahl an Vergleichssternen könnte sich der Einfluss der differentiellen Extinktion herausmitteln, wobei jedoch ein Resteinfluss vor allem bei Zenitdistanzen größer als $50\,°$ nicht ausgeschlossen werden kann.

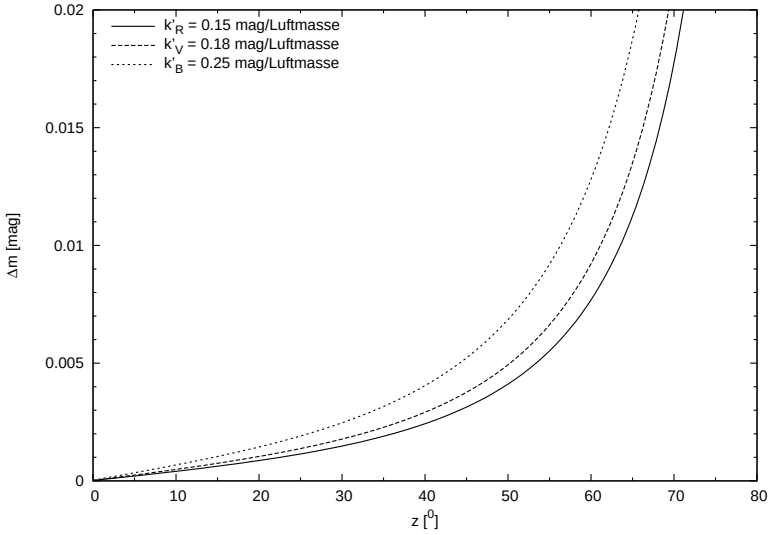

Abb. 3.10: Auswirkung der differentiellen Extinktion innerhalb einer Aufnahme für zwei gleich helle Sterne mit einem Zenitdistanzunterschied von $50'$ und unterschiedlichen Extinktionskoeffizienten k' in den Spektralbändern B,V und R.

Der Wert für k'_F ist von den atmosphärischen Eigenschaften, z. B. dem Gehalt an Schwebstoffen, und der Höhe des Beobachtungsstandorts abhängig. Sind mehrere Vergleichssterne mit ähnlichem Farbindex wie der Zielstern (Abschnitt 3.3.4.2) vorhanden, kann bei einer längeren Beobachtungsreihe der Extinktionskoeffizient geschätzt werden. Dazu ist es notwendig, dass der Luftmassenbereich des beobachteten Bildfelds während der Beobachtungsreihe möglichst groß ist und keine wechselnden atmosphärischen Bedingungen, z. B. in Form von aufziehenden dünnen Wolken, vorhanden sind. Zur Bestimmung des Koeffizienten werden in der Software *ET* die instrumentellen Helligkeiten aller Vergleichssterne in einer Aufnahme gemittelt und der mittleren Luftmasse der Aufnahme gegenübergestellt. Der Anstieg einer ausgleichenden Gerade durch die Messwerte der gesamten Aufnahmesequenz liefert den Extinktionskoeffizienten (Warner, 2006). Bei kleinen Luftmassenänderungen oder durchziehender Bewölkung sollte diese Methode nicht angewendet werden, da damit der Anstieg der Geraden nur ungenau bestimmt wird. In diesem Fall kann die Extinktionskorrektur mit festen Faktoren für den jeweiligen Filterbereich[6] durchgeführt werden, da diese Werte vermutlich näher am tatsächlichen Wert liegen als ein nicht berücksichtigter Extinktionskoeffizient. Aus Gary (2007) werden die Filterfaktoren bestimmt zu:

$$k'_B = 0.27\,\text{mag/Luftmasse},$$
$$k'_V = 0.18\,\text{mag/Luftmasse},$$
$$k'_R = 0.15\,\text{mag/Luftmasse}.$$

Allerdings können, wie in Abb. 3.11 am Beispiel des R-Filters dargestellt, die tatsächlichen Extinktionskoeffizienten erheblich von den festen Faktoren abweichen. Als Ursache wird eine geringe atmosphärische Transparenz aufgrund hoher Luftfeuchtigkeit in Verbindung mit einem hohen Schwebstoffanteil vermutet.

3.3.4.2 Extinktion zweiter Ordnung

Auch die unterschiedliche Farbe zweier Sterne verursacht eine Variation des Helligkeitsunterschieds zwischen den Sternen bei Beobachtung in verschiedenen Zenitdistanzen (Luftmassen). Das Licht blauer Sterne wird mit steigender Zenitdistanz stärker geschwächt als das Licht roter Sterne (Extinktion zweiter Ordnung). Dieser Effekt wirkt sich besonders stark auf ungefilterte Aufnahmen aus, tritt aber auch innerhalb der verwendeten breitbandigen Filter auf. Abb. 3.12 zeigt die emittierte Strahlung zweier Sterne (als Schwarze Körper angenommen) mit Temperaturen von 8000 K (blauer Stern) und 4500 K (roter Stern) sowie den Filterbereich des verwendeten B-Filters. Innerhalb des Filters nimmt die Strahlungsintensität des blauen Sterns bei kürzeren Wellenlängen, und die des roten Sterns bei längeren Wellenlängen, zu. Im betrachteten Filterband erscheint damit der blaue Stern bläulicher als der rote Stern. Die Extinktion zweiter Ordnung wirkt also auch innerhalb des Filters. Die Farbe eines Sterns wird mit Hilfe des Farbindex (FI) bestimmt, welcher sich aus der Helligkeitsdifferenz in zwei Spektralbändern ergibt. Dabei wird die Helligkeit im langwelligeren Spektralbereich von der Helligkeit im kurzwelligeren Spektralbereich subtrahiert. Es gilt: je größer der Farbindex, desto rötlicher erscheint der Stern. Gebräuchliche Farbindizes

[6] Die angegebenen Extinktionskoeffizienten gelten für Standard B,V,R-Filter. Aufgrund der geringen spektralen Abweichungen der verwendeten B,G,R-Filter, sollten für diese Filter ähnliche Koeffizienten gelten und es können die Koeffizienten für B,V,R-Filter verwendet werden.

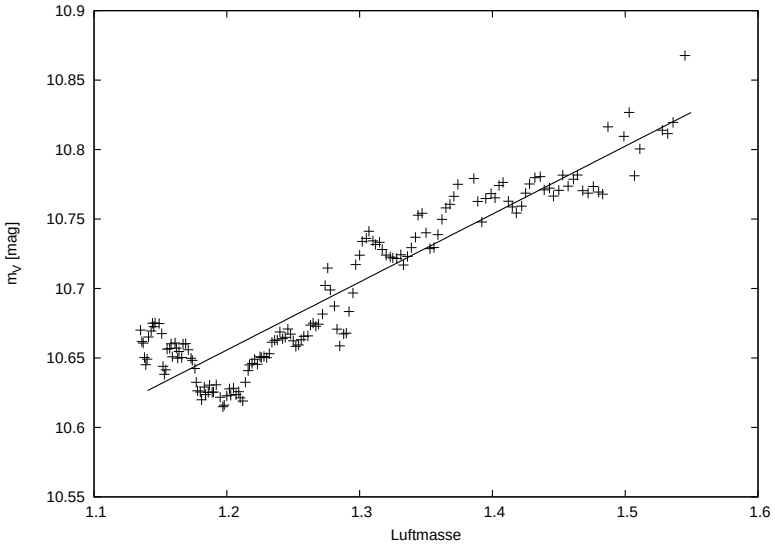

Abb. 3.11: Bestimmung des Extinktionskoeffizienten erster Ordnung als Anstieg einer ausgleichenden Gerade der instrumentellen Helligkeit der Vergleichssterne m_V in Abhängigkeit von der Luftmasse. Aus Aufnahmen zum Transit von XO-1b am 24.04.2008 mit R-Filter. Der Extinktionskoeffizient wurde zu $k'_R = 0.49\,\mathrm{mag/Luftmasse}$ bestimmt.

für den sichtbaren Spektralbereich sind z. B. B-V und V-R, für den infraroten Bereich J-K.

Die Helligkeitsänderung zweier Sterne, welche über einen Luftmassenbereich von ΔX beobachtet werden ergibt sich (ohne differentielle Extinktion) aus

$$\Delta m = k''_{FI} \Delta FI \Delta X \tag{3.44}$$

mit der Differenz der Farbindizes der Sterne ΔFI und dem Extinktionskoeffizienten zweiter Ordnung für den entsprechenden Spektralbereich k''_{FI}. Im Fall der in Abb. 3.12 betrachteten Sterne zeigt Tab. 3.6 die zu erwartende Helligkeitsvariation pro Luftmasse zwischen beiden Sternen. Bei Verwendung des C-Filters

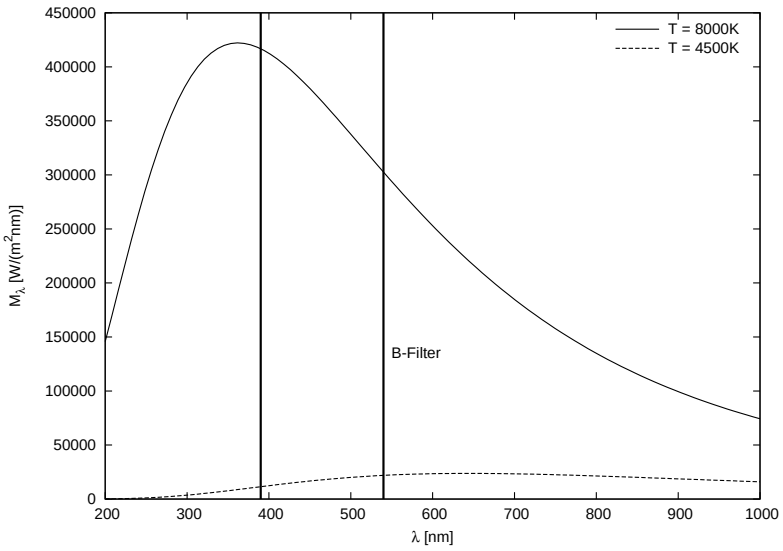

Abb. 3.12: Spektrale spezifische Ausstrahlung M_λ eines kühlen bzw. heißen Sterns (als Schwarzer Körper angenommen) und Durchlassbereich des verwendeten B-Filters.

Tab. 3.6: Helligkeitsvariation aufgrund von Extinktion zweiter Ordnung zwischen einem blauen ($T = 8000\,\mathrm{K}$) und roten (4500 K) Stern in den Filterbändern B,V,R. Im Vergleich die zu erwartende Helligkeitsvariation bei Verwendung des C-Filters. Aus Gary (2007).

Filterband	Δm [mmag/Luftmasse]
B	16
V	6
R	3
C	59

sind die Extinktionseinflüsse erwartungsgemäß am größten, sodass dieser Filter nicht zur Beobachtung verwendet werden sollte. Im Vergleich zum B-Filter wird der Einfluss der Extinktion zweiter Ordnung bei Verwendung des R-Filters um einen Faktor 5 reduziert. Aufgrund des sehr großen Farbunterschieds zwischen den beiden Sternen liegen die in Tab. 3.6 gezeigten Werte nahe an den möglichen Maximalwerten. Eine weitere Reduzierung mit dem Ziel, die Extinktion zweiter Ordnung zu vernachlässigen, ist die Verwendung von Vergleichssternen, die annähernd die Farbe des Zielobjekts besitzen. Der Katalog *2-Micron-All-Sky-Survey* (2MASS) stellt J-, H- und K-Helligkeiten für etwa 471 Millionen Sterne bereit, welche z. B. über den Aladin-Sky-Atlas (Bonnarel u. a., 2000) abgerufen werden können. Stehen für einen Teil der Sterne B-V oder V-R Farbindizes zur Verfügung kann der J-K Index für -0.1<J-K<1.0 in B-V und V-R umgerechnet werden (Warner, 2007):

$$\begin{aligned} B-V &= 0.0484 + 1.7006(\mathrm{J}-\mathrm{K}) - 0.4535(\mathrm{J}-\mathrm{K})^2 + 0.2807(\mathrm{J}-\mathrm{K})^3 \\ V-R &= 0.0451 + 1.0038(\mathrm{J}-\mathrm{K}) - 0.5401(\mathrm{J}-\mathrm{K})^2 + 0.3458(\mathrm{J}-\mathrm{K})^3. \end{aligned} \tag{3.45}$$

Die Bedingung „gleichfarbig“ ist nach Gary (2007) für zwei Sterne bei einer J-K Differenz ≤ 0.2 erfüllt. Daraus ergibt sich eine maximale B-V Differenz von 0.36 und V-R Differenz von 0.22.

In einigen Fällen besteht die Möglichkeit, dass nur wenige Vergleichssterne (im Extremfall ein Stern) mit stark vom Zielobjekt abweichenden Farben vorhanden sind und aufgrund der Beobachtungsbedingungen mit B- oder auch L- bzw. C-Filter beobachtet werden muss. Bei dieser Konfiguration kann die Bestimmung des Extinktionskoeffizienten zweiter Ordnung notwendig werden. Dazu wird für jeden Stern die instrumentelle Magnitude der entsprechenden Luftmasse gegenübergestellt und an die Messwerte eine ausgleichende Gerade angepasst. Für einen blauen Stern wird der Anstieg der Gerade etwas größer als für einen roten Stern sein, da die Extinktion auf den roten Stern einen etwas geringeren Einfluss ausübt. Der größte Anteil der Anstiege aller Sterne wird durch die Extinktion erster Ordnung verursacht. Die Differenz der Anstiege ist jedoch auf die Extinktion zweiter Ordnung zurückzuführen. Aus der Beobachtung von zwei Sternen mit den Farbindizes FI_1, FI_2 und den ermittelten Anstiegen m_1,m_2 ergibt sich der Extinktionskoeffizient zweiter Ordnung nach Warner (2006):

$$k''_{FI} = \frac{m_1 - m_2}{FI_1 - FI_2}. \tag{3.46}$$

3.4 Auswahl der Vergleichssterne

Zur präzisen Bestimmung der Transitlichtkurven mittels differentieller Photometrie ist es notwendig, die Vergleichssterne auf mögliche Variabilität zu prüfen und veränderliche sowie stark verrauschte Sterne von der Messung auszuschließen.

Um den Einfluss der Extinktion über dem gesamten Beobachtungszeitraum sowie Intensitätsverringerungen durch dünne Wolkenschichten aus den Daten zu entfernen, ist jedes Einzelbild auf eine Referenzaufnahme zu normieren. Als Referenzaufnahme wird häufig die erste Aufnahme im Beobachtungszeitraum verwendet. Für Transits, deren Beginn in der Dämmerung liegt, ist diese Methode nicht empfehlenswert, da ungünstige Signal/Rausch-Verhältnisse in den ersten Aufnahmen eine zusätzliche Fehlerquelle darstellen kann. Als Referenzaufnahme wird diejenige Aufnahme ausgewählt, in welcher der für die Bestimmung des Extinktionskoeffizienten erster Ordnung verwendete mittlere Vergleichsstern die maximale Intensität besitzt.

Die Helligkeitsdifferenzen Δm_k (in Magnituden) der Vergleichssterne in jeder Aufnahme k bezüglich der Referenzaufnahme werden gebildet mit

$$\Delta m_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \left(m_{Ref,i} - m_{k,i} \right), \tag{3.47}$$

wobei n die Anzahl der Vergleichssterne und $m_{k,i}$ die Helligkeit des Vergleichssterns i in Aufnahme k bezeichnet. Die Differenzen Δm_k werden als Korrekturwerte für alle Vergleichssterne im Bild k zu den gemessenen Helligkeiten $m_{k,i}$ addiert

$$m_{k,i}^{korr} = m_{k,i} + \Delta m_k. \tag{3.48}$$

Es ergeben sich die normierten Vergleichssternhelligkeiten $m_{k,i}$, aus denen für jeden Stern eine um die Einflüsse der Atmosphäre weitgehend befreite Lichtkurve erzeugt wird.

Die Selektion der Vergleichssterne erfolgt in der Software *ET* in vier Schritten:

- Eliminierung von Ausreißern in den einzelnen Lichtkurven der Sterne (Abb. 3.13). Alle Messwerte mit einer Abweichung größer als 0.03 mag vom Median der Lichtkurve werden entfernt.
- Ermittlung des Sterns mit der kleinsten Standardabweichung seiner Lichtkurve. In den Daten des ausgewählten Vergleichssterns wird in einem iterativen Prozess nach Messwerten mit einem Abstand größer 0.01 mag vom Mittelwert der Lichtkurve gesucht. Bei einer Abweichung über 0.01 mag wurde vermutlich ein Teil der Vergleichssterne durch Wolken verdeckt, sodass in dieser Aufnahme keine Messungen vorgenommen werden sollten und alle darin enthaltenen Vergleichssterne von der weiteren Berechnung ausgeschlossen sind.
- Erneute Bestimmung der Standardabweichung der Sternlichtkurven mit den um Ausreißer korrigierten Daten (Abb. 3.14). Überschreitet die Standardabweichung eines Sterns einen Grenzwert G_1[7], so wird der Stern komplett von der weiteren Berechnung ausgeschlossen, wobei aber mindestens ein Vergleichsstern zur differentiellen Photometrie erhalten bleiben muss.
- Die ausgewählten Vergleichssterne werden erneut über Gl. (3.47) und Gl. (3.48) auf die Referenz-

[7] Kann vom Nutzer der Software *ET* an die jeweiligen Auswertegegebenheiten angepasst werden, Voreinstellung: $G_1 = 0.009\,\text{mag}$.

aufnahme normiert und die Lichtkurve mit der geringsten Standardabweichung ermittelt. Multipliziert mit einem Faktor G_2[8] definiert diese Abweichung die maximal zulässige Standardabweichung der Vergleichssterne. Sterne mit größerer Standardabweichung werden in der weiteren Auswertung nicht berücksichtigt (Abb. 3.15).

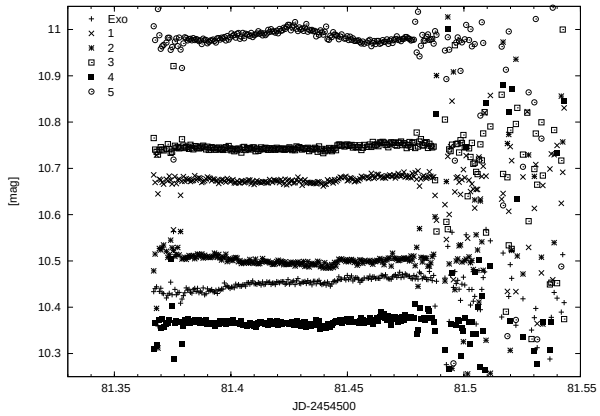

Abb. 3.13: Extinktionskorrigierte Lichtkurven (instrumentelle Helligkeiten) des Transitsterns XO-1 und der Vergleichssterne 1 bis 5. Das Ende der Messung ab JD=2454581.485 wurde durch stark wechselnde Bewölkung beeinträchtigt.

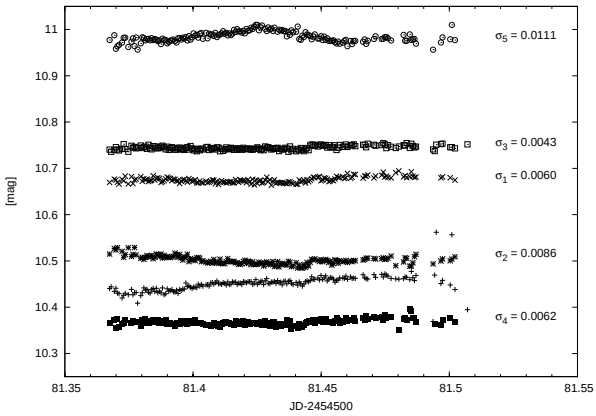

Abb. 3.14: Lichtkurven aus Abb. 3.13 um Ausreißer bereinigt, mit Standardabweichungen $\sigma_1 - \sigma_5$ der Vergleichssterne.

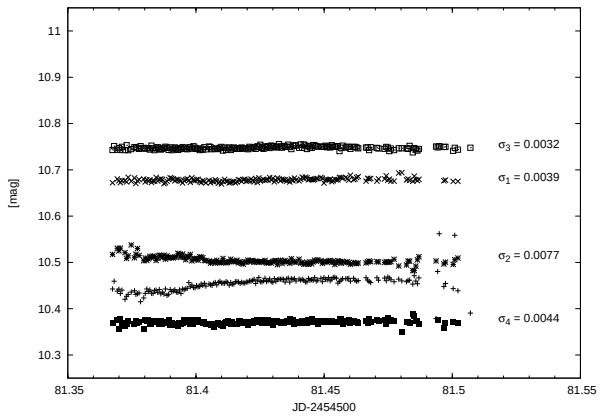

Abb. 3.15: Extinktionskorrigierte Lichtkurven des Transitsterns XO-1 und der Vergleichssterne (Abb. 3.13) nach Ausschluss von Lichtkurven mit einer Standardabweichung $> 0.009\,\mathrm{mag}$, mit neuen Standardabweichungen der Vergleichssterne. Bei einem Faktor $G_2 = 1.65$ wird Stern 2 von der Berechnung des mittleren Vergleichssterns ausgeschlossen.

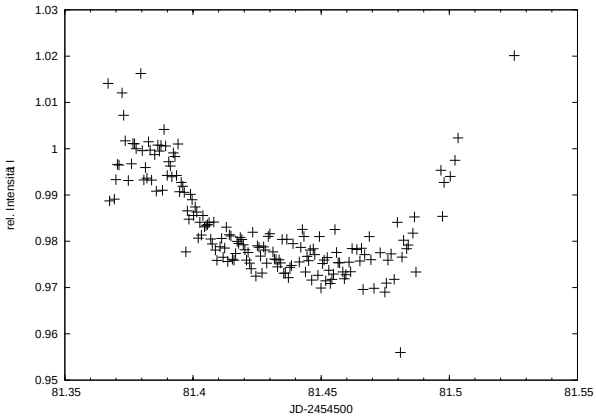

Abb. 3.16: Resultierende normierte Lichtkurve von XO-1 vom 24.04.2008. Der Austritt des Planeten konnte aufgrund wechselnder Bewölkung nur teilweise beobachtet werden.

8 siehe G_1, Voreinstellung: $G_2 = 1.65$.

Nach Auswahl der Vergleichssterne folgt die differentielle Photometrie des Zielsterns. Dazu werden in jeder Aufnahme k die selektierten Vergleichssterne mit ihren Unsicherheiten σ_{mag}^{korr} über ein gewichtetes arithmetisches Mittel, Gl. (3.39), zu einem einzelnen Vergleichsstern der Helligkeit $m_{\bar{V},k}$ zusammengefasst und die Helligkeitsdifferenz zum Zielstern bestimmt:

$$\Delta m_{ziel,k} = m_{\bar{V},k} - m_{ziel,k}. \tag{3.49}$$

Um einen Vergleich zwischen Lichtkurven eines oder mehrerer Transitsterne zu ermöglichen, ist die resultierende Lichtkurve zu normieren. Der Bereich außerhalb des Transits besitzt die relative Intensität 1. Dazu wird aus den Daten der Lichtkurve ein Grenzwert ermittelt, der alle Helligkeitsdifferenzen mit $\Delta m_{ziel,k} > Grenzwert$ dem Bereich außerhalb des Transits zuordnet. Mit dem Mittel $\bar{m}$ der zugeordneten Differenzen erfolgt die Normierung aller Einzeldifferenzen in relative Intensitäten I_k (Abb. 3.16) über

$$I_k = 10^{\left(\Delta m_{ziel,k} - \bar{m}\right)/2.5}, \tag{3.50}$$

mit dem normierten Rauschen

$$\sigma_{I_k} = 1 - 10^{\sigma_{mag,ges}/-2.5}. \tag{3.51}$$

Durch die Mittelung aufeinanderfolgender Datenpunkte einer Lichtkurve kann eine weniger verrauschte, gebinnte Lichtkurve[9] abgeleitet werden. Wie in Pont u. a. (2006) gezeigt, ist die Genauigkeit der gebinnten Datenpunkte σ_{Bin} von Korrelationen zwischen den Aufnahmen beeinflusst. Diese Korrelationen werden z. B. durch Änderungen der atmosphärischen Bedingungen hervorgerufen und erzeugen zusätzlich zum vorhandenen unkorrelierten weißen Rauschen σ_w ein rotes Rauschen σ_r. Eine Genauigkeitsabschätzung über $\sigma_{Bin} = \sigma_{mag,ges}/\sqrt{n}$ liefert daher zu optimistische Werte. Die Abschätzung von σ_{Bin} kann aus den Messwerten im Bereich außerhalb des Transits erfolgen. Liegen in diesem Bereich ausreichend viele Daten vor, kann σ_{Bin} direkt aus der Standardabweichung der gebinnten Daten ermittelt werden. Weiterhin können die Anteile des weißen und roten Rauschens in den Daten aus der Lösung des Gleichungssystems (3.52) bestimmt werden. Darin bezeichnet σ_1 die Standardabweichung der Einzelmessung und σ_n die Standardabweichung über ein gleitendes Mittel aus jeweils n aufeinanderfolgenden Datenpunkten (Gillon u. a., 2006):

$$\begin{aligned} \sigma_1^2 &= \sigma_w^2 + \sigma_r^2 \\ \sigma_n^2 &= \frac{\sigma_w^2}{n} + \sigma_r^2. \end{aligned} \tag{3.52}$$

Mit der Vergleichssternauswahl und Durchführung der Photometrie wird die Lichtkurve des Exoplaneten-Transits erzeugt und kann im nächsten Schritt der Analyse unterzogen werden.

Zusammenfassend ist in Abb. 3.17 der bisherige Arbeitsablauf dargestellt. Die Auswertung der Daten erfolgt dabei mit der Software *ET*. Die benötigten Eingabedaten sind eine mit *MpCCD* aus den

[9] In Analogie zur CCD-Technik, bei der das Zusammenfassen mehrerer Pixel zu einem Einzelpixel als „Binning“ bezeichnet wird.

Rohaufnahmen erstellte Liste aller Sterne und eine Datei mit den Bildkoordinaten der zu verwendenden Vergleichssterne und des Transitsterns.

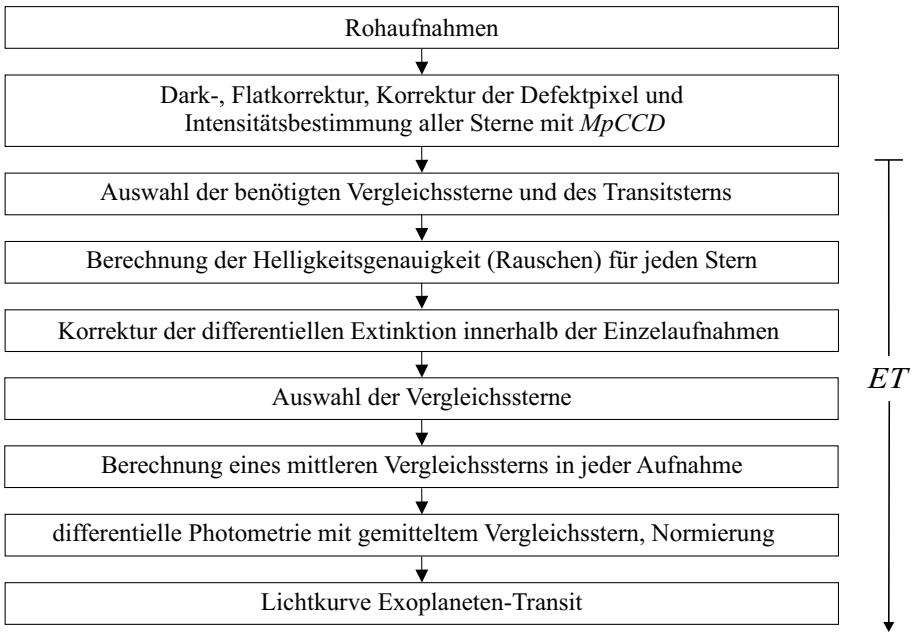

Abb. 3.17: Ablauf zur Erstellung der Transitlichtkurve

3.5 Lichtkurvenanalyse

Die Form der erstellten Lichtkurve ist durch die in Abschnitt 2.2 diskutierten Parameter bestimmt. Wichtige Kenngrößen der Lichtkurve sind die Zeiten des Ein- und Austritts des Exoplaneten vor seinem Zentralgestirn, der Grad der Intensitätsverminderung während des Transits sowie, bei Beobachtung mehrerer Transits, die Umlaufzeit des Planeten. Im Rahmen dieser Arbeit wird untersucht, mit welcher Genauigkeit sich diese Parameter mit Hilfe vereinfachter Modellannahmen bestimmen lassen.

3.5.1 Umlaufzeit aus zeitlicher Verschiebung der Lichtkurven

Mit Hilfe der Beobachtung mindestens zweier Transits und der Kenntnis der Anzahl der Umläufe des Exoplaneten zwischen den Beobachtungen n_T lässt sich aus der zeitlichen Verschiebung der Lichtkurven die Umlaufzeit des Planeten bestimmen. Der Verschiebungsbetrag wird über eine Kombination aus Kreuzkorrelation und dem Vergleich der verbleibenden Differenzen zwischen Referenzlichtkurve und zeitlich verschobener Lichtkurve ermittelt.

Die Kreuzkorrelationsfunktion $K(\tau)$ zweier Zeitfunktionen $x(t)$ und $y(t)$ wird allgemein gebildet über

$$K(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)y(t+\tau)\,dt, \tag{3.53}$$

wobei τ die zeitliche Verschiebung des Signals $y(t)$ bezeichnet. Stellen $x(t)$ und $y(t)$ identische, um τ_1 verschobene Signale dar, so besitzt die Kreuzkorrelationsfunktion an der Stelle $\tau = -\tau_1$ ein Maximum.

Der zum Maximum der Korrelationsfunktion gehörende Verschiebungsbetrag gibt die zeitliche Differenz zwischen den Signalen an.

Bei praktischen Anwendungen liegen die Signale in Form von diskreten Messwerten vor. Stellen $x(t_{i,x})$ und $y(t_{i,y})$ eine Reihe zeitlich gleich aufgelöster Signale zu den Zeitpunkten $t_{i,x} = t_{0,x} + i\Delta t$ und $t_{i,y} = t_{0,y} + i\Delta t$ $(i = 0,\ldots,N)$ dar, so kann für einen Verschiebungsbetrag k (wobei k als ein Vielfaches von Δt definiert ist) der normierte Kreuzkorrelationskoeffizient $K(k)$ bestimmt werden:

$$K(k) = \frac{\sum_{i=0}^{N} x(t_{i,x}) y(t_{i,y}+k)}{\sqrt{\sum_{i=0}^{N} \left(x(t_{i,x})\right)^2 \sum_{i=0}^{N} \left(y(t_{i,y}+k)\right)^2}}. \tag{3.54}$$

Bei identischen Signalen zur Verschiebungszeit k_{ident} nimmt der Korrelationskoeffizient den Wert 1, bei gegenphasigen Signalen den Wert -1 an.

Bei Transitbeobachtungen wird das Signal durch den Transit gebildet, während der Bereich außerhalb des Transits den Wert 0 erhält. Dazu wird von den Messwerten der normierten Lichtkurve der Wert 1 subtrahiert. Für die Anwendung der Kreuzkorrelation auf Transitbeobachtungen muss die zeitliche Auflösung der einzelnen Beobachtungsepochen identisch sein. Um eine hohe Genauigkeit der Korrelation zu erreichen, ist die zeitliche Auflösung Δt entsprechend hoch zu wählen ($\Delta t \approx 1\,\mathrm{s}$), da der kleinste Verschiebungsschritt k durch die Auflösung Δt begrenzt ist. Zur Verminderung des Rauschens wird eine gebinnte Lichtkurve erstellt, wobei sich ein gemittelter Datenpunkt aus jeweils fünf einzelnen Datenpunkten ergibt. Ein Mittelwert aus mehr als fünf Einzelpunkten führt besonders im Bereich des ersten und vierten Kontakts zu einem Informationsverlust (Abb. 3.18), da sich mit zunehmender Datenlänge des Mittels der Transit aufweitet. Zur weiteren Reduzierung des Rauschens wird die gebinnte Lichtkurve mit einem gleitenden Mittel über jeweils fünf Datenpunkte gefiltert. Aus den Datenpunkten dieser gefilterten Lichtkurve wird im nächsten Schritt eine hochaufgelöste Lichtkurve mit einer zeitlichen Auflösung von $\Delta t = 10^{-5}\,\mathrm{d}$ (dies entspricht etwa 0.85 s) generiert, wobei sich die Intensitäten der einzelnen Zeitschritte

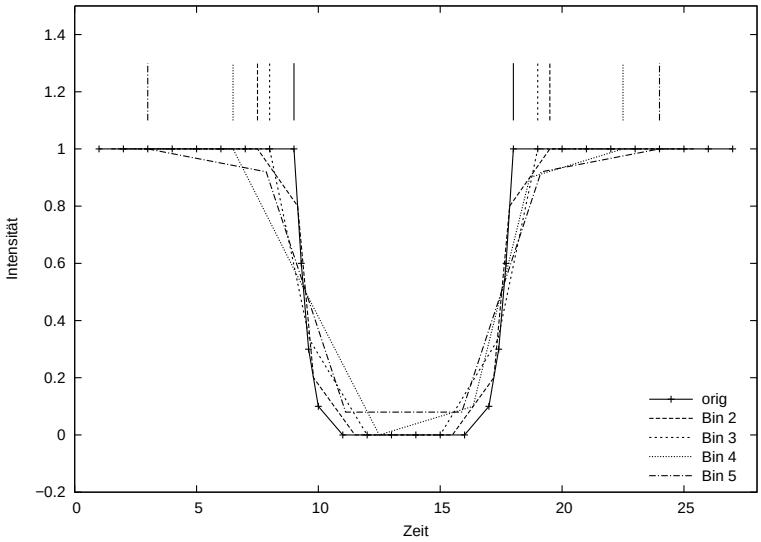

Abb. 3.18: Aufweitung einer theoretischen Originallichtkurve (*orig*) durch Mittelung über jeweils *n* Datenpunkte (*Bin n*). Die resultierenden Zeiten für den ersten und vierten Kontakt werden über die senkrechten Striche visualisiert.

aus einer linearen Interpolation der gefilterten Daten ergeben.

Mit den hochaufgelösten Daten der Referenz- und beobachteten Lichtkurve kann die Kreuzkorrelation zwischen den beiden Transitereignissen berechnet werden. Liegen Beobachtungen über den gesamten Transitzeitraum vor, ergibt sich der maximale Korrelationskoeffizient bei zeitlicher Übereinstimmung beider Lichtkurven. Konnte jedoch nur ein Teil des Transits beobachtet werden, fällt das Korrelationsmaximum nicht mit der zeitlichen Übereinstimmung der beiden Lichtkurven zusammen. Der Korrelationskoeffizient ist bei einer Verschiebung der beobachteten Lichtkurve gegenüber dem Referenztransit größer, als bei Übereinstimmung der beiden Kurven (Abb. 3.19). Um auch in diesem Fall den Verschiebungsbetrag bestimmen zu können, wird die Differenz der beiden Lichtkurven zum Verschiebungszeitpunkt k betrachtet. Stimmen beide Lichtkurven bei $k = k_{ident}$ überein, gilt für m überlappende Datenpunkte:

$$\sum_{i=1}^{m} (x(t_{i,x}) - y(t_{i,y} + k))^2 = \min. \tag{3.55}$$

Diese Minimumsbedingung gilt jedoch nur für den Fall, dass der Verschiebungsbetrag zur Referenzlichtkurve bereits näherungsweise bekannt ist. Überlappen sich zwischen Referenz- und beobachteter Lichtkurve nur die Bereiche außerhalb des Transits (Abb. 3.20), wird die Differenz der Lichtkurven in diesem Bereich kleiner sein als bei völliger Übereinstimmung der Kurven. Nur bei völlig rauschfreien Lichtkurven wäre die Differenz in beiden Fällen gleich und würde den Wert Null annehmen. Da rauschfreie Lichtkurven in der Praxis nicht auftreten, kann die ausschließliche Verwendung der Minimumsbedingung zu einem falschen Verschiebungsbetrag führen.

Um die Nachteile beider Verfahren zu umgehen, wird in dem verwendeten kombinierten Verfahren zuerst eine Kreuzkorrelation zwischen beiden Lichtkurven durchgeführt. Der daraus erhaltene Verschiebungsbetrag dient als Startwert zur Suche des Minimums der Kurvendifferenz. Voraussetzung dafür ist die Beobachtung eines Teilbereichs der Lichtkurve außerhalb des Transits, sodass die Messdaten auf

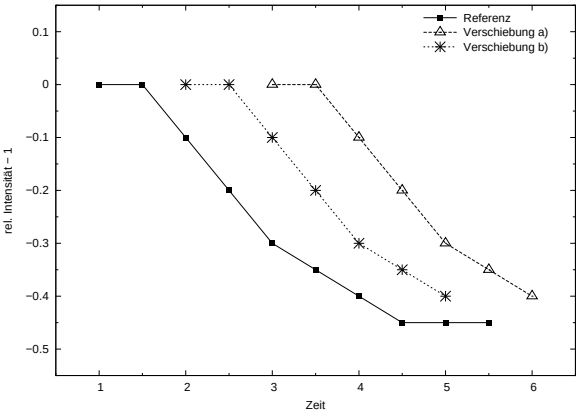

Abb. 3.19: Kreuzkorrelation bei unvollständigen Lichtkurven. Bei Verschiebung a) der beobachteten Lichtkurve ergibt sich ein Korrelationskoeffizient von 0.64, bei Verschiebung b) ein Koeffizient von 0.85 und bei identischem Verlauf 0.64. Damit würde die falsche Verschiebung b) als richtig erkannt.

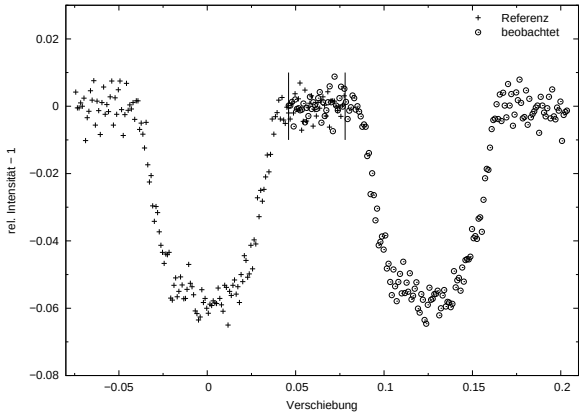

Abb. 3.20: Mögliche Anordnung der beobachteten Lichtkurve nach Verschiebung, bei der die Differenz des Überlappungsbereichs zwischen beiden senkrechten Strichen minimal wird.

diesen Bereich normiert werden können. Eine fehlerhafte Normierung führt zu einer vertikalen Verschiebung der Lichtkurve, die besonders dann zu fehlerhaften Verschiebungsbeträgen führt,wenn ein Ereignis nur teilweise beobachtet werden konnte.

Aufgrund der Endlichkeit der Lichtgeschwindigkeit und dem Abstand Erde-Sonne von etwa 8.3 Lichtminuten ist der Empfangszeitpunkt des Transitsignals abhängig von der Position der Erde und des Transitsterns in einem Heliozentrischen Koordinatensystem. Je nach Beobachtungszeit variiert der Abstand zwischen Erde und Stern um wenige Lichtminuten (Abb. 3.21). Dies hat zur Folge, dass sich der Empfangszeitpunkt der Signals um einige Minuten verschiebt. Der Effekt ist besonders ausgeprägt für Sterne nahe der Ekliptik . Zur Korrektur ist das Julianische Datum (JD) eines Transitzeitpunkts (z.B. der

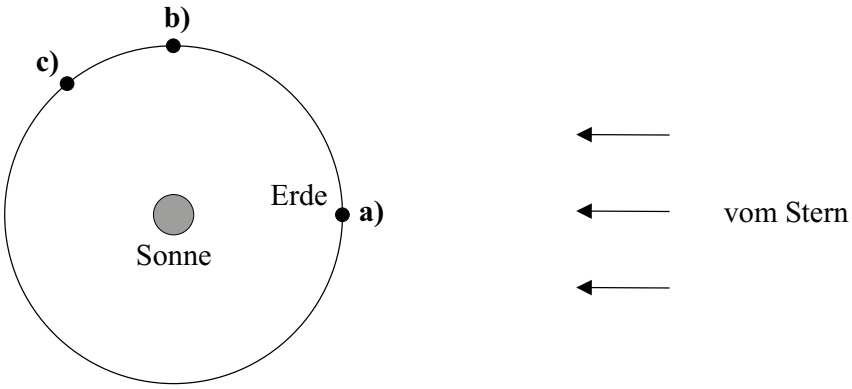

Abb. 3.21: Transitzeiten und Lichtgeschwindigkeit. Zum Zeitpunkt a) wird der Transit ca. 8.3 min früher als im Heliozentrum empfangen, zum Zeitpunkt b) ist die Empfangszeit gleich und bei c) wird das Signal später empfangen. Durch die Umrechnung auf das im Heliozentrum gültige HJD wird dieser systematische Effekt eliminiert.

Transitmitte) in das Heliozentrische Julianische Datum (HJD) umzurechnen[10]. Die Beobachtung erfolgt damit scheinbar vom Zentrum der Sonne aus und hängt nicht mehr von der Position der Erde und des Transitsterns ab. Zur Berechnung der Laufzeitdifferenz zwischen JD und HJD werden Aufnahmezeitpunkt, Aufnahmerichtung sowie die Position der Erde (Berechnung aus Planetenephemeriden) benötigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Laufzeitdifferenz mit einem Script von Dan Bruton (2008) berechnet. Abschließend kann die Umlaufzeit P_P des Exoplaneten aus dem zeitlichen Verschiebung der Lichtkurven Δt_T, der Anzahl der Umläufe n_T sowie der Lichtlaufzeitkorrektionen der Referenz- und beobachteten Lichtkurve $\Delta t_{HJD,Ref}$ und $\Delta t_{HJD,beob}$ berechnet werden:

$$P_P = \frac{\left|\Delta t_T + \Delta t_{HJD,beob} - \Delta t_{HJD,Ref}\right|}{n_T}. \tag{3.56}$$

Zur Untersuchung der mit dieser Methode erreichbaren Genauigkeit wurde eine Reihe simulierter Lichtkurven nach dem Modell von Mandel und Agol (2002) erstellt und den Datenpunkten ein normalverteiltes Rauschen mit Standardabweichungen σ_{mag} von 2 mmag bis 5 mmag hinzugefügt. Die Radienverhältnisse R_v wurden zu 0.05, 0.1 und 0.15 gewählt, wobei $R_v = 1.0$ etwa dem Verhältnis $R_{♃}/R_{\odot}$ entspricht. Um unterschiedliche Belichtungszeiten zu simulieren, liegen die Lichtkurven mit zeitlichen

[10] Die Bewegung des Heliozentrums um das Baryzentrum wird dabei vernachlässigt, da der Abstand der beiden Zentren in der Regel kleiner als zwei Sonnenradien ist, was einem Zeitbetrag von maximal 4.5 s entspricht. Ebenso kann die Differenz JD-HJD für eine Transitbeobachtung als konstant angenommen werden, da sich die Erde über einen durchschnittlichen Beobachtungszeitraum von 5 h nur um etwa 2 Lichtsekunden im Raum weiterbewegt.

Auflösungen von 40 s, 60 s und 80 s vor. Dies entspricht Belichtungszeiten von etwa 20 s, 40 s und 60 s im ungebinnten Modus der Kamera. Verglichen wurde die Abweichung der berechneten zeitlichen Verschiebung der Lichtkurven Δt_T von der bekannten Soll-Verschiebung Δt_{soll}. Daraus wird der *rms*-Wert der Differenzen gebildet:

$$rms = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(\Delta t_{T,i} - \Delta t_{soll}\right)^2}. \tag{3.57}$$

Die Ergebnisse sind in den Tabellen 3.7 bis 3.9 zusammengestellt. Tabelle 3.10 enthält Abweichungen für unvollständige Transits, wobei eine Beobachtung der ersten Phase bis zur Transitmitte simuliert wurde.

Die erreichbare Genauigkeit ist vor allem vom Radienverhältnis R_v sowie von der Genauigkeit der Einzelmessung abhängig. Die besten Ergebnisse werden für große Radienverhältnisse mit $R_v \geq 0.15$ erzielt und liegen im Bereich von 0.5 bis 2 Minuten. Verkleinert sich das Radienverhältnis, fällt die Genauigkeit auf 1 bis 4 Minuten für $R_v = 0.1$ und auf > 2.5 Minuten für $R_v \leq 0.05$. Bei Radienverhältnissen in dieser Größenordnung kann durch ein geringeres Rauschen eine deutliche Genauigkeitsverbesserung erreicht und in einigen Fällen die Auswertung überhaupt erst möglich werden (Abb. 3.22 und 3.23).

Einen geringeren Einfluss hat die Auflösung der Lichtkurve, wobei eine höhere Auflösung in der Regel mit genaueren Ergebnissen verbunden ist. So führt die Halbierung des Messwertabstands von 80 s auf 40 s zu einer Genauigkeitssteigerung von etwa 30 %. Wie Tab. 3.10 zeigt, führt die Verwendung von nur teilweise beobachteten Lichtkurven zu einer Verschlechterung der Genauigkeit, für das untersuchte Beispiel im Mittel um den Faktor 1.5.

3.5.2 Tiefe der Lichtkurve, Radienverhältnis und Signifikanz

Die Tiefe der Lichtkurve entspricht der Intensitätsverminderung I_T der empfangenen Sternstrahlung während des Transits (Abschnitt 2.2.3). Ohne die Berücksichtigung der Randverdunkelung und Inklination der Planetenbahn im Transitmodell kann die Tiefe des Transits nur näherungsweise abgeschätzt werden,

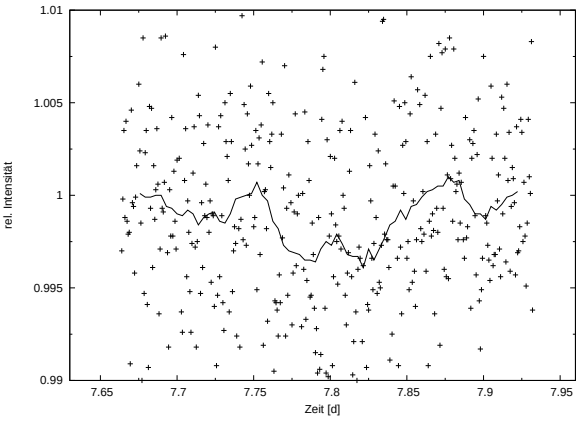

Abb. 3.22: Simulierte Daten einer Lichtkurve mit $R_v = 0.05$ und $\sigma_{mag} = 5\,\mathrm{mmag}$ und das sich daraus ergebende gleitende Mittel als durchgezogene Kurve. Bei dem vorliegenden Rauschen ist die Auswertung bestenfalls mit einer niedrigen Genauigkeit möglich.

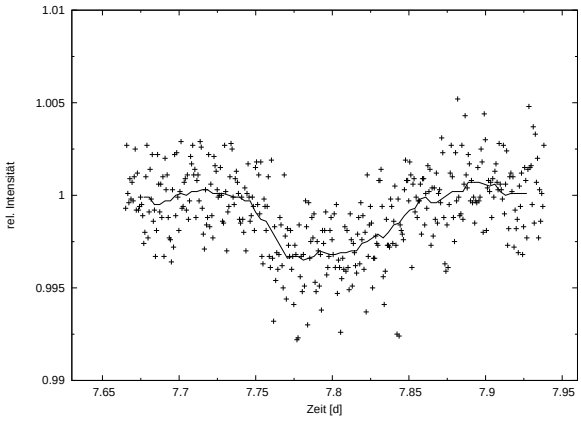

Abb. 3.23: Wie Abb. 3.22 mit $\sigma_{mag} = 2\,\mathrm{mmag}$. Durch die bessere Einzelpunktgenauigkeit wird die Auswertung erleichtert, da das resultierende gleitende Mittel weniger streut.

Tab. 3.7: Genauigkeit der Bestimmung des Transitabstands bei Radienverhältnissen von $R_v = 0.05, 0.1, 0.15$ und einer zeitlichen Auflösung von 40 s. Werte in Klammern bezeichnen die aufgetretenen maximalen Differenzen $|\Delta t_T - \Delta t_{soll}|$.

σ_{mag} [mmag]	$rms_{0.05}$ [min]	$rms_{0.1}$ [min]	$rms_{0.15}$ [min]
2	2.3 (3.8)	0.9 (1.6)	0.4 (0.6)
3	3.6 (6.8)	1.5 (2.8)	0.4 (0.7)
4	5.5 (8.1)	1.4 (2.5)	1.0 (1.6)
5	10 (18)	1.8 (3.6)	1.4 (2.5)

Tab. 3.8: wie Tab. 3.7, zeitliche Auflösung 60 s.

σ_{mag} [mmag]	$rms_{0.05}$ [min]	$rms_{0.1}$ [min]	$rms_{0.15}$ [min]
2	5.5 (11)	1.1 (2.3)	0.5 (0.9)
3	6.4 (11)	1.7 (2.8)	0.8 (1.5)
4	11 (23)	2.2 (3.5)	0.9 (1.4)
5	15 (23)	2.2 (3.3)	1.3 (2.3)

Tab. 3.9: wie Tab. 3.7, zeitliche Auflösung 80 s.

σ_{mag} [mmag]	$rms_{0.05}$ [min]	$rms_{0.1}$ [min]	$rms_{0.15}$ [min]
2	4.1 (6.8)	1.6 (2.8)	0.6 (1.3)
3	7.7 (15)	1.4 (3.3)	0.5 (1.1)
4	9.7 (17)	2.3 (3.5)	1.3 (2.5)
5	15 (29)	3.8 (6.5)	1.9 (3.2)

Tab. 3.10: wie Tab. 3.7, unvollständiger Transit mit zeitlicher Auflösung von 60 s.

σ_{mag} [mmag]	$rms_{0.05}$ [min]	$rms_{0.1}$ [min]	$rms_{0.15}$ [min]
2	4.1 (6.8)	2.0 (3.2)	0.6 (0.9)
3	9.9 (16)	3.0 (6.2)	1.4 (1.8)
4	18 (30)	3.2 (4.8)	1.4 (2.3)
5	15 (26)	4.1 (7.0)	1.8 (2.9)

da sie über die Dauer des Transits nicht konstant ist (Abb. 2.12). Zur Abschätzung der Transittiefe wird aus dem gleitenden Mittel der gebinnten Lichtkurve ein Grenzwert ermittelt, alle Datenpunkte mit einer relativen Intensität unter dem Grenzwert dem Transitbereich zugeordnet und eine mittlere Intensitätsverminderung aus den zugeordneten Daten bestimmt. Damit kann ein von Kovács u. a. (2002) definiertes effektives Signal/Rausch-Verhältnis des Transits SNR_T berechnet werden:

$$SNR_T = \frac{I_T}{\sigma_T}. \tag{3.58}$$

Die Standardabweichung des Mittels aller Messungen innerhalb des Transits ist mit σ_T bezeichnet. Um einen Transit als signifikant zu detektieren, sollte SNR_T den Wert 8 bis 10 übersteigen, während für $SNR < 6$ das Rauschen dominiert und der Transit nicht sicher erkannt werden kann.

Weiterhin lässt sich aus der ermittelten Intensitätsverringerung das Radienverhältnis R_v zwischen Exoplanet und Stern mit Gl. (2.12) abschätzen:

$$R_v = \sqrt{I_T}. \tag{3.59}$$

Hierbei wird die Randverdunkelung nicht beachtet. Aus diesem Grund kommt es bei längeren Transits mit Bedeckungsdauern über 2 h zu einer Überschätzung des Radienverhältnisses, da die reale Intensitätsverminderung über einem längeren Zeitraum stärker als die angenommene, randverdunkelungsfreie Verminderung ist (Abb. 2.12). Umgekehrt wird das Radienverhältnis bei sehr kurzen oder teilweise beobachteten Transits unterschätzt. Der größte Teil der beobachtbaren Transits weist längere Bedeckungszeiten auf. Aus diesem Grund wird an das aus den Lichtkurven berechnete Radienverhältnis ein Korrekturfaktor angebracht, um die Differenz zwischen dem Modell und der gemessenen Lichtkurve zu verringern.

Die erreichbare Genauigkeit des Radienverhältnisses R_v wurde an vier simulierten Transitsystemen mit Zentralsternen der Spektralklassen F, G, K und M ermittelt. Tabelle 3.11 fasst die verwendeten Eigenschaften der Sterne zusammen. Es wurden drei Exoplaneten mit Radien von 0.5, 1.0 und 1.5 $R_{\oplus}$ ausgewählt, deren kreisförmiger Orbit eine große Halbachse von 0.03 AE und eine Inklination von $i = 90°$ aufweist. Die zeitliche Auflösung der simulierten Beobachtungen betrug 40 s und 80 s. Zusätzlich wurde den Daten ein Rauschen von 2.5 mmag und 4 mmag hinzugefügt. Die Koeffizienten der Randverdunkelung entsprechen der Beobachtung mit dem R-Filter. Tabelle 3.12 fasst die Ergebnisse im Vergleich zum

Tab. 3.11: Eigenschaften der verwendeten Zentralsterne der Spektralklassen F, G, K und M zur Transitsimulation. Für die Ermittlung der Randverdunkelungskoeffizienten c und d wird nach Abschnitt 2.2.3.2 die Photosphärentemperatur T, Oberflächenschwerkraft $\log g$ und Metallizität [Fe/H] in logarithmisch, auf die Sonne normierter Einheit ($[\mathrm{Fe/H}]_{\odot} = \lg 1 = 0$) benötigt und für die Länge des Transits der Sternradius R_S sowie die Sternmasse M_S.

	F	G	K	M
T [K]	6650	5750	4350	3650
$\log g$ [cm/s^2]	4.1	4.4	4.6	4.7
[Fe/H]	0.2	0	0.2	-0.3
c	0.20	0.34	0.64	0.23
d	0.41	0.32	0.13	0.50
R_S [$R_{\odot}$]	1.86	1.0	0.72	0.48
M_S [$M_{\odot}$]	1.5	1.0	0.7	0.45

Soll-Radienverhältnis zusammen und zeigt, dass bei einer Inklination von 90 ° das Verhältnis auf wenige Prozent genau bestimmt werden kann. Transits mit $R_v = 0.027$ konnten aufgrund des sehr kleinen Signal/Rausch-Verhältnisses nur unvollständig und unsicher bestimmt werden und ermöglichten keine weitere Auswertung. Dies stellt sogleich den Grenzbereich der Transitdetektion dar, der bei etwa $0.03 < R_v < 0.05$ liegt. Die Variation des Beobachtungsrauschens oder der zeitlichen Auflösung bewirkt keine signifikante Änderung des abgeleiteten Radienverhältnisses.

Tab. 3.12: Abweichung der berechneten Radienverhältnisse R_v vom Soll-Wert als *rms* aus Einzeldifferenzen $R_{v,rms}$ mit Angabe des Signal-Rausch-Verhältnisses der simulierten Transits SNR_T, der maximal aufgetretenen Abweichung $\Delta R_{v,max} = \left|R_{v,ist} - R_{v,soll}\right|$ sowie der prozentualen Abweichung $R_{v,rel}$. Die Bahninklination des Exoplaneten beträgt 90 °.

$R_{v,soll}$	SNR_T	$R_{v,rms}$	$\Delta R_{v,max}$	$R_{v,rel}$ [%]
0.027	3.0 - 5.5	0.0065	0.009	24
0.055	11 - 23	0.0022	0.004	4
0.082	22 - 49	0.0017	0.003	2
0.102	27 - 61	0.0014	0.003	1
0.153	59 - 134	0.0018	0.003	1
0.213	94 - 230	0.0046	0.008	2
0.319	190 - 440	0.0080	0.018	3

Tab. 3.13: Abhängigkeit des berechneten Radienverhältnisses von der Inklination i eines Exoplaneten mit $R = R_{\leftmoon}$ um einen M-Stern mit Soll-Radienverhältnis $R_{v,soll}$, gemittelter Differenz $\Delta R_v = R_{v,ist} - R_{v,soll}$ sowie dem *rms* aus Einzeldifferenzen.

i [°]	$R_{v,soll}$	ΔR_v	$R_{v,rms}$
90	0.213	-0.0037	0.0046
89	0.213	0.0004	0.0032
88	0.213	-0.0087	0.0094
87	0.213	-0.0281	0.0284

Am Beispiel des M-Sterns wurde die Auswirkung einer von 90 ° verschiedenen Inklination untersucht. Dabei zeigte sich mit abnehmender Inklination ein systematisch zu geringes Radienverhältnis (Tab. 3.13). Hauptursache ist der nicht zentrale Durchgang des Exoplaneten, welcher nur noch die im Vergleich zur Sternmitte dunkleren Randbereiche verdeckt. Dadurch wird die Sternintensität weniger stark vermindert und der Planet erscheint kleiner. Nimmt die Inklination weiter ab, wird der Effekt durch den Übergang zu einem partiellen Transit weiter verstärkt.

3.5.3 Bestimmung der Kontaktzeiten

Zum Vergleich mit bereits vorhandenen Transitparametern sind zusätzlich die absoluten Kontaktzeiten (Abb. 2.6) von Interesse. Liegen z. B. die Zeiten des ersten und vierten Kontakts vor, können weitere Parameter der Lichtkurve wie Transitlänge und Zeitpunkt der Transitmitte bestimmt werden. Der Schwerpunkt der Diplomarbeit lag auf der zeitlichen Bestimmung des ersten und vierten Kontakts, da diese im Vergleich zum zweiten und dritten Kontakt genauer aus den Messwerten zu bestimmen sind.

Die Modellierung der Lichtkurve während des Transits erfolgt über ein Polynom 4. Grades in der Form

$$y = a(x-b)^4 + c(x-b) + d. \tag{3.60}$$

Der für die Parameterschätzung des Polynoms benötigte Datenbereich wird anhand des gleitenden Mittels der gebinnten Lichtkurve bestimmt. Ausgehend vom Punkt mit der geringsten relativen Intensität (etwa Transitmitte) sucht der in der Software *ET* implementierte Algorithmus entlang der Zeitachse in positiver sowie negativer Richtung nach Datenpunkten mit einer relativen Intensität ≥ 0.999. Der Zeitpunkt des ersten gefundenen Datenpunkts in negativer Richtung wird als möglicher Transitbeginn, in positiver Richtung als mögliches Transitende betrachtet. Mit den innerhalb dieser Zeitspanne gelegenen Datenpunkten der normierten Originalmesswerte ist die Schätzung der Polynomparameter über eine Ausgleichung nach kleinsten Quadraten möglich. Die Zeitpunkte des ersten und vierten Kontakts ergeben sich aus dem Schnittpunkt des ermittelten Polynoms mit der Geraden $y = 1$. Der Schnittpunkt des Polynoms mit der Geraden $y = 1 - I_T$ liefert den zweiten und dritten Kontakt, wobei diese Zeiten nur eine grobe Abschätzung darstellen (Abb. 3.24). Liegen Teilbeobachtungen des Transits vor, werden die in der Beobachtungsspanne liegenden Kontaktzeiten ebenfalls bestimmt. Die ermittelten Kontaktzeiten liegen in JD vor und müssen vor dem Vergleich mit anderen Ergebnissen in HJD umgerechnet werden.

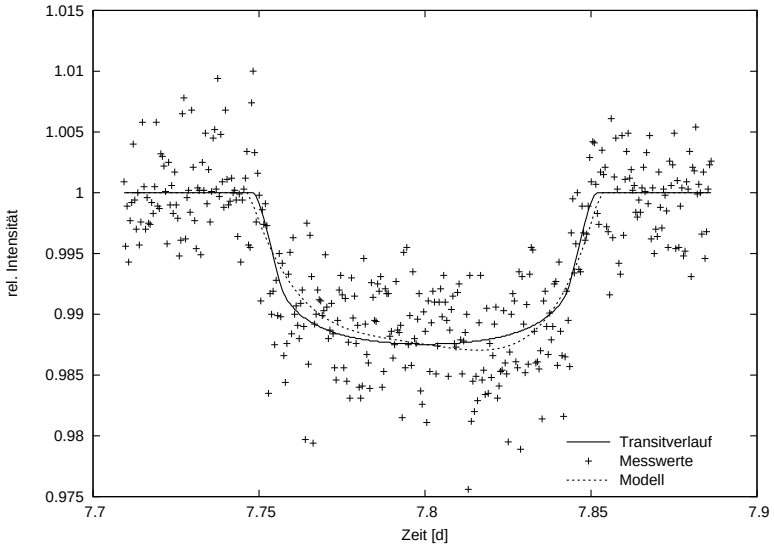

Abb. 3.24: Modellierter Transit im Vergleich mit theoretischem Verlauf. Im dargestellten Transit wird der erste und vierte Kontakt auf 1.7 min genau wiedergegeben. Bei einer berechneten Transittiefe von 0.01 (theoretischer Wert 0.0104) weicht der zweite Kontakt um 15 min und der dritte Kontakt um 7 min ab.

Die Genauigkeit der ermittelten Kontaktzeiten wurde mit den im Abschnitt 3.5.2 vorgestellten simulierten Transits bestimmt. Dabei wurden systematische Abweichungen des ersten und vierten Kontakts vom Soll-Wert festgestellt, welche auf eine unzureichende Modellierung der Kurve durch das Polynom vierten Grades zurückzuführen ist (Abb. 3.24). Die Abweichung des ersten Kontakts wurde im Mittel zu -5.2 min (berechneter Kontakt zu früh), die des vierten Kontakts zu 6.2 min (berechneter Kontakt zu spät) bestimmt und als Korrektur angebracht. In Tab. 3.14 und 3.15 sind die Ergebnisse in Abhängigkeit von vier Radienverhältnisgruppen mit $R_v = 0.05$, 0.1, 0.15 und 0.2 zusammengefasst. Betrachtet man

Tab. 3.14: Genauigkeit der ermittelten Kontaktzeiten für ersten und vierten ($rms_{1,4}$) bzw. zweiten und dritten Kontakt ($rms_{2,3}$) sowie der Transitmitte rms_{Tm} und Transitdauer rms_{Td} in Abhängigkeit vom Radienverhältnis R_v bei einer zeitlichen Auflösung von 40 s und einem Messwertrauschen von 2.5 mmag (in Klammern 4.0 mmag).

R_v	$rms_{1,4}$ [min]	$rms_{2,3}$ [min]	rms_{Tm} [min]	rms_{Td} [min]
0.05	8.6 (6.1)	29 (32)	6.6 (3.8)	11 (9.6)
0.10	4.3 (5.6)	22 (22)	2.1 (3.2)	7.5 (9.0)
0.15	5.4 (7.1)	14 (18)	3.6 (4.5)	10 (11)
0.20	6.0 (5.9)	27 (12)	2.6 (4.9)	11 (12)

Tab. 3.15: Wie Tab. 3.14, zeitliche Auflösung 80 s.

R_v	$rms_{1,4}$ [min]	$rms_{2,3}$ [min]	rms_{Tm} [min]	rms_{Td} [min]
0.05	10.0 (16)	31 (29)	7.0 (10)	14 (24)
0.10	7.2 (11)	23 (23)	4.0 (6.2)	12 (10)
0.15	4.3 (8.5)	18 (29)	2.6 (7.0)	6.7 (12)
0.20	6.5 (8.4)	17 (15)	4.8 (6.8)	8.8 (10)

die Abweichungen der ersten und vierten Kontakte und der daraus abgeleiteten Parameter Transitmitte und Transitlänge, so ist zu erkennen, dass die erreichte Genauigkeit bei kleinen Radienverhältnissen ($R_v \leq 0.1$) deutlich abnimmt. Bei einem Rauschen von 2.5 mmag können damit die einzelnen Kontaktzeiten auf etwa 4 bis 8 Minuten genau bestimmt werden. Der Zeitpunkt der Transitmitte liegt mit einer Genauigkeit von 2 bis 5 Minuten vor, die der Transitlänge mit 6 bis 12 Minuten. Durch die Erhöhung des Rauschens von 2.5 mmag auf 4.0 mmag verringert sich die Genauigkeit im Mittel um einen Faktor von 1.3 .

Bei der Bestimmung des zeitlichen Abstands zweier Transits aus den jeweiligen Transitmitten ergibt sich die Genauigkeit des Abstands zu $\sqrt{2}\, rms_{Tm}$. Der Vergleich dieser Werte mit der erreichten Genauigkeit des in Abschnitt 3.5.1 verwendeten Verfahrens (Tab. 3.16) zeigt, dass die Periodendauer aus der Kombination Kreuzkorrelation-Lichtkurvendifferenz bestimmt werden sollte wenn mehrere Transits vorliegen. Damit kann eine um den Faktor 2 bis 7 höhere Genauigkeit erreicht werden. Gründe für die schlechtere Genauigkeit aus den gefitteten Daten liegen in der unvollkommenen Modellierung des Transits über ein Polynom vierten Grades sowie in der ungenauen Detektion der Ränder des zur Ausgleichung herangezogenen Messwertbereichs.

Tab. 3.16: Vergleich der erreichten Genauigkeiten bei Bestimmung des Transitabstands mittels Kreuzkorrelation-Lichtkurvendifferenz (rms_{KKL}) sowie Lichtkurvenfit (rms_{Fit}) bei unterschiedlichen Radienverhältnissen R_v, Rauschen der Einzelmessung σ_{mag} (mit SNR_T) und Messwertauflösungen von 40 s bzw. 80 s. Alle *rms*-Angaben in Minuten.

R_v	σ_{mag} [mmag]	$SNR_{T,40\,s}$	$rms_{KKL,40\,s}$	$rms_{Fit,40\,s}$	$SNR_{T,80\,s}$	$rms_{KKL,80\,s}$	$rms_{Fit,80\,s}$
0.05	2.5	15	3.0	9.3	11	5.9	9.9
	4.0	9	5.5	5.4	6.7	9.7	14
0.10	2.5	58	1.2	3.0	41	1.5	5.7
	4.0	36	1.4	4.5	26	2.3	8.8
0.15	2.5	128	0.4	5.1	91	0.6	3.7
	4.0	80	1.0	6.4	57	1.3	9.9

3.6 Abgeleitete Parameter des Exoplanetensystems

Mit Hilfe der in Abschnitt 3.5 abgeleiteten Größen R_v, P_P, t_T und t_F (Zeit zwischen zweitem und drittem Kontakt) ist es möglich fünf weitere Parameter (Planetenradius R_P, Sternradius R_S, Sternmasse M_S, Halbachse des Planeten a_P und Bahninklination i) allein aus Transitbeobachtungen abzuschätzen (Seager und Mallén-Ornelas, 2003). Dazu müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

- kreisförmiger Planetenorbit
- Umlaufzeit aus mindestens zwei Transits
- $M_P \ll M_S$
- bekanntes Masse-Radius-Verhältnis des Zentralsterns
- Licht des Zentralsterns von einem Einzelstern und nicht von einem engen Mehrfachsystem (z.B. Bedeckungsveränderlicher)
- vollständiger Transit (nicht partiell)

Die Transitdauer, Gl. (2.5), kann mittels Gl. (2.9) ausgedrückt werden durch

$$t_T = \frac{P_P}{\pi} \arcsin \left[\frac{R_S}{a_P} \sqrt{(1+R_v)^2 - \left(\frac{a_P}{R_S} \cos i \right)^2} \right]. \tag{3.61}$$

Unter der Annahme von $R_S \ll a_P$ gilt $\arcsin x \approx x$. Damit vereinfacht sich Gl. (3.61) zu:

$$t_T = \frac{P_P R_S}{\pi a_P} \sqrt{(1+R_v)^2 - \left(\frac{a_P}{R_S} \cos i \right)^2}. \tag{3.62}$$

Analog für t_F mit $(1-R_v)$ anstelle von $(1+R_v)$.
Die Transitform kann durch das Verhältnis der Zeit des vollständigen Transits t_F zur Transitdauer t_T beschrieben werden über:

$$\left(\frac{t_F}{t_T} \right)^2 = \frac{(1-R_v)^2 - \left(\frac{a_P}{R_S} \cos i \right)^2}{(1+R_v)^2 - \left(\frac{a_P}{R_S} \cos i \right)^2}. \tag{3.63}$$

Aus Gl. (3.63) kann die projizierte Distanz b (mit $b = a_P \cos i / R_S$) bestimmt werden. Diese gibt die Entfernung zwischen Planeten- und Sternzentrum zur Transitmitte in Einheiten von R_S an (Abb. 2.6):

$$\begin{aligned} \left(\frac{t_F}{t_T} \right)^2 &= \frac{(1-R_v)^2 - b^2}{(1+R_v)^2 - b^2} \\ b &= \sqrt{\frac{(1-R_v)^2 - (t_F/t_T)^2 (1+R_v)^2}{1-(t_F/t_T)^2}}. \end{aligned} \tag{3.64}$$

Das Verhältnis a_P/R_S folgt aus den Transitzeiten t_F und t_T, Gl. (3.62), mit:

$$\begin{aligned} t_T^2 - t_F^2 &= \frac{P_P^2 R_S^2}{\pi^2 a_P^2}\left\{(1+R_v)^2 - \left(\frac{a_P}{R_S}\cos i\right)^2 - \left[(1-R_v)^2 - \left(\frac{a_P}{R_S}\cos i\right)^2\right]\right\} \\ \frac{a_P}{R_S} &= \frac{2P_P}{\pi}\sqrt{\frac{R_v}{t_T^2 - t_F^2}}. \end{aligned} \tag{3.65}$$

Die Dichte des Zentralsterns ρ_S kann aus Gl. (3.65) bestimmt werden. Aus

$$\left(\frac{a_P}{R_S}\right)^3 = \frac{8P_P^3}{\pi^3}\left(\frac{R_v}{t_T^2 - t_F^2}\right)^{3/2}$$

ergibt sich in Verbindung mit dem dritten Keplerschen Gesetz, Gl. (2.7):

$$\begin{aligned} \frac{P_P^2 G M_S}{4\pi^2 R_S^3} &= \frac{8P_P^3}{\pi^3}\left(\frac{R_v}{t_T^2 - t_F^2}\right)^{3/2} \\ \frac{M_S}{R_S^3} &= \frac{32P_P}{G\pi}\left(\frac{R_v}{t_T^2 - t_F^2}\right)^{3/2}. \end{aligned}$$

Daraus folgt die Sterndichte zu:

$$\rho_S = \frac{3}{4\pi}\frac{M_S}{R_S^3} = \frac{24P_P}{G\pi^2}\left(\frac{R_v}{t_T^2 - t_F^2}\right)^{3/2}. \tag{3.66}$$

Das Masse-Radius-Verhältnis für Sterne der Hauptreihe kann durch ein Potenzgesetz der Form

$$R_S = kM_S^x \tag{3.67}$$

beschrieben werden. Dabei liegen R_S und M_S in Sonnenradien bzw. Sonnenmassen vor. Für den Bereich von $0.1 < M_S < 18\,M_\odot$ beträgt $k \approx 1$ und $x \approx 0.72$ (Demircan und Kahraman, 1991).

Die Sternmasse wird mit Hilfe von Gl. (3.66) und Gl. (3.67) in Bezug zur Sonnenmasse ermittelt ($\rho_\odot \approx 1410\,\mathrm{kg/m^3}$):

$$\begin{aligned} \frac{\rho_S}{\rho_\odot} &= \frac{M_S/M_\odot}{\left(R_S/R_\odot\right)^3} \\ &= \frac{M_S/M_\odot}{\left[k\left(M_S/M_\odot\right)^x\right]^3} \\ \frac{M_S}{M_\odot} &= \left(\frac{\rho_S}{\rho_\odot}k^3\right)^{1/(1-3x)}. \end{aligned} \tag{3.68}$$

Der Sternradius kann mit Gl. (3.67) aus dem Masse-Radius-Verhältnis

$$\frac{R_S}{R_\odot} = k\left(\frac{M_S}{M_\odot}\right)^x \tag{3.69}$$

und die Bahnhalbachse a_P aus dem dritten Keplerschen Gesetz bestimmt werden:

$$a_P = \left(\frac{P_P^2 G M_S}{4\pi^2} \right)^{1/3}. \tag{3.70}$$

Die Bahninklination ergibt sich aus der Definition des Parameters b mit:

$$i = \arccos\left(\frac{b R_S}{a_P} \right). \tag{3.71}$$

Der Planetenradius ergibt sich aus Gl. (2.9):

$$\frac{R_P}{R_\odot} = \frac{R_S}{R_\odot} R_v. \tag{3.72}$$

Zur Abschätzung der erreichbaren Genauigkeiten wurde der Transit eines Planeten mit $R_P = R_\oplus$, $M_P = M_\oplus$ und $a_P = 0.003\,\mathrm{AE}$ um einen Stern mit $R_S = R_\odot$ und $M_S = M_\odot$ betrachtet. Tabelle 3.17 zeigt die Genauigkeit der beobachteten Parameter für 2 und 5 Transits sowie für einen theoretischen optimalen Transit. Daraus lassen sich über Varianzfortpflanzung die erreichbaren Genauigkeiten der abgeleiteten Parameter des Exosystems ermitteln (Tab. 3.18). Aufgrund der in Gl. (3.62) angewendeten Vereinfachungen ergeben sich kleine Abweichungen zwischen den aus R_v, t_T, t_F, P_P berechneten und den tatsächlichen Parametern (Spalten *soll*, *ist*). Mit der aktuell erreichbaren Messgenauigkeit und der Beobachtung von 2 bzw. 5 Transits (Spalten σ_2, σ_5) kann mit diesem Algorithmus der Radius des Exoplaneten und seines Zentralsterns auf etwa 40 %, die Masse des Sterns auf etwa 50 % und die Halbachse auf etwa 10 % genau bestimmt werden. Die Inklination der Planetenbahn kann dabei noch nicht hinreichend genau bestimmt werden, sodass die in den meisten Fällen geringen Abweichungen von $i = 90°$ nicht sicher erkannt werden. Bei einer Steigerung der Messgenauigkeit ist jedoch auch die Bestimmung der Inklination auf etwa 3 ° genau möglich (Spalte σ_{opt}).

Tab. 3.17: Vorgegebene Genauigkeit der beobachteten Größen Radienverhältnis σ_{RV}, Transitdauer σ_{tT}, Zeit zwischen zweiten und dritten Kontakt σ_{tF} und Umlaufzeit σ_P zur Genauigkeitsabschätzung der abgeleiteten Parameter in Abhängigkeit von der Transitanzahl n_T. Zusätzlich sind die hohen Genauigkeiten eines aus Auswertesicht „optimalen“ Transits (großes R_v, geringes σ_{mag}) angegeben.

n_T	σ_{RV}	σ_{tT} [min]	σ_{tF} [min]	σ_P [min]
2	0.0015	7	14	2
5	0.0010	5	9	1
opt	0.0005	2	4	0.25

Tab. 3.18: Genauigkeit der abgeleiteten Parameter (einfache Standardabweichung) Sterndichte ρ_S, Sternmasse M_S, Sternradius R_S, Planetenhalbachse a_P, Inklination i und Planetenradius R_P. Zusätzlich ist der aus den theoretischen Beobachtungsdaten (R_v, t_T, t_F, P_P) berechnete *ist*-Wert im Vergleich zum Ausgangszustand *soll*-Wert angegeben.

	soll	ist	σ_2	σ_5	σ_{opt}
ρ_S [kg/m^3]	1410	1380	1060	710	305
M_S [$M_\odot$]	1.0	1.018	0.68	0.45	0.19
R_S [$R_\odot$]	1.0	1.013	0.48	0.32	0.14
a_P [AE]	0.03	0.0303	0.007	0.004	0.002
i [°]	88	87.8	10.2	6.7	2.9
R_P [$R_\varnothing$]	1.0	1.013	0.49	0.32	0.14

4 Auswertung der Beobachtungsdaten und Simulation

4.1 Bestimmung der photometrischen Güte

Die Bestimmung der photometrischen Güte des eingesetzten Teleskop-Kamera-Systems erfolgte mittels differentieller Photometrie an Sternen. Dazu wurden zwei Bildsequenzen, bestehend aus je 50 Aufnahmen, mit einer Belichtungszeit von 10 s und 30 s erstellt. Der gewählte Himmelsausschnitt lag in beiden Sequenzen in Zenitnähe. Damit wird gewährleistet, dass die atmosphärischen Bedingungen während der Aufnahmen nahezu konstant bleiben und Helligkeitsmessungen innerhalb einer Sequenz direkt miteinander vergleichbar sind.

In jeder Sequenz wurden zwei etwa gleich helle Zielsterne ausgewählt, deren Helligkeitsdifferenz über die gesamte Aufnahmereihe keinen Trend aufweist. Damit kann die Helligkeit der Zielsterne als konstant angesehen werden und geht nicht als zusätzliches Rauschen in die Messung ein. Bei einer gleichzeitigen Helligkeitsänderung beider Sterne um den gleichen Betrag kann kein Trend in den Differenzen festgestellt werden. Zeigt die zusätzliche Helligkeitsdifferenz zu einem dritten Stern ebenfalls keinen Trend, so sind die Intensitäten der beiden Zielsterne mit hoher Wahrscheinlichkeit konstant. Analog erfolgte die Wahl der Vergleichssterne, wobei die Helligkeitsdifferenz zu den beiden Zielsternen keinen Trend aufweisen darf.

Die Untersuchung der Photometriegenauigkeit erfolgte mit zwei Vergleichssterngruppen. Die Vergleichssterne der ersten Gruppe sind gleich hell oder heller als die Zielsterne, während die zweite Gruppe schwächere Vergleichssterne enthält (Tab. 4.1). Zur Bestimmung der erreichbaren Genauigkeit wurden jeweils n Vergleichssterne zu einem mittleren Vergleichsstern zusammengefasst und für die differentielle Photometrie mit den Zielsternen verwendet. Daraus ergibt sich für jeden Zielstern eine empirische Standardabweichung der differentiellen Lichtkurve über alle Aufnahmen der Sequenz. Das arithmetische Mittel der beiden Standardabweichungen gibt die empirische Genauigkeit der Messung an, während die theoretische Genauigkeit nach Abschnitt 3.3.3 ermittelt wird. Die photometrische Güte wurde an folgenden Sachverhalten untersucht:

- **Verschiedene Aperturradien bei Photometrie:** Die Verwendung von ganzen Pixeln bei kleineren Aperturradien führt zu einem zusätzlichen Rauschen (Abb. 4.1). Bei einem Aperturradius von 4 HWHM stimmt die gemessene mit der theoretischen Standardabweichung sehr gut überein,

Tab. 4.1: Intensitätsbereich von Ziel- und Vergleichssternen als Grauwertsumme gv der Einzelsterne in beiden Sequenzen mit Belichtungszeiten t. Vergleichssterne der Gruppe 1 sind im Mittel heller und der Gruppe 2 schwächer als die Zielsterne.

t [s]	Zielsterne [gv·10^3]	Gruppe 1 [gv·10^3]	Gruppe2 [gv·10^3]
10	460, 610	580 - 1200	105 - 380
30	810, 850	700 - 1000	185 - 450

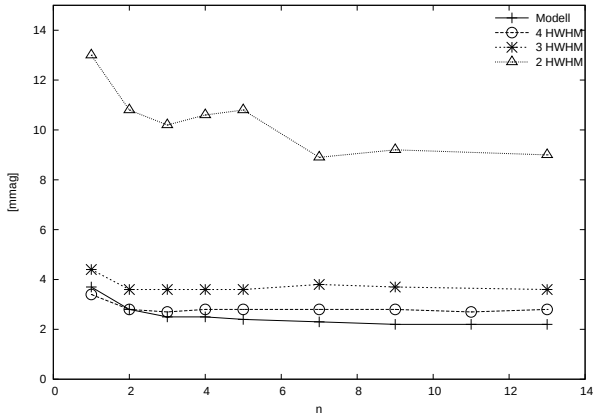

Abb. 4.1: Photometriegenauigkeit des Zielsterns in Abhängigkeit von der Anzahl der Vergleichssterne *n* sowie dem Aperturradius r_{ap} in Halbwertsradien im Vergleich zur theoretisch erreichbaren Genauigkeit (Modell).

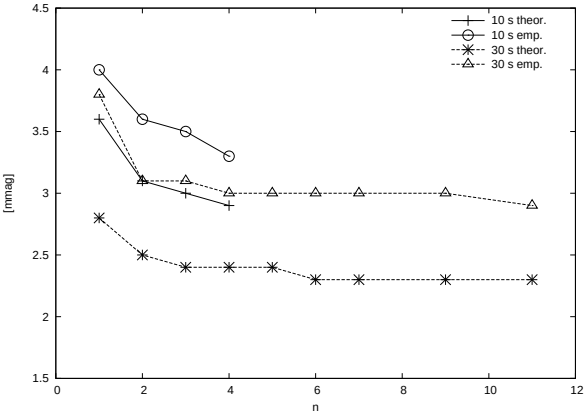

Abb. 4.2: Vergleich zwischen empirischer und theoretischer Photometriegenauigkeit bei gleich hellen und helleren Vergleichssternen.

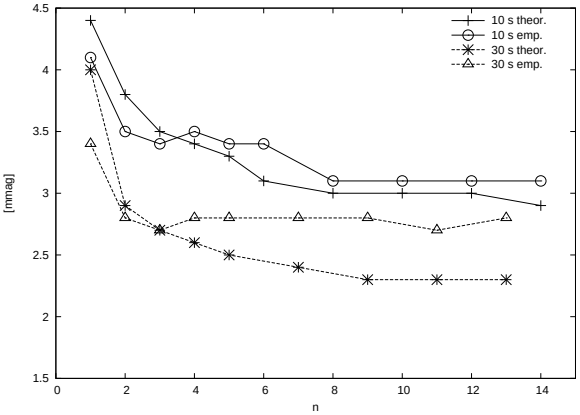

Abb. 4.3: Analog Abb. 4.2, mit schwächeren Vergleichssternen.

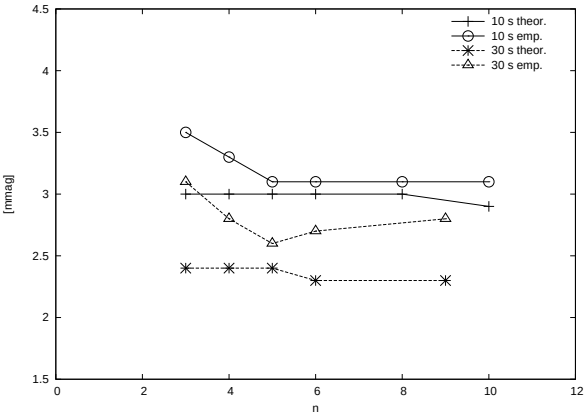

Abb. 4.4: Analog Abb. 4.2, mit drei gleich hellen und zusätzlichen schwächeren Sternen.

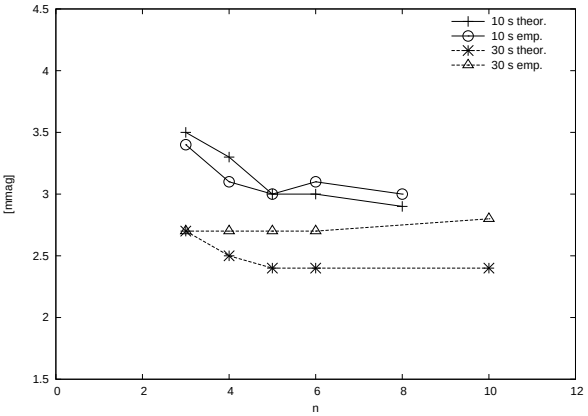

Abb. 4.5: Analog Abb. 4.2, mit drei schwächeren und zusätzlichen gleich hellen Sternen.

während bei kleineren Radien die empirische Genauigkeit stark abnimmt. Daher wird für alle weiteren Betrachtungen sowie für die Auswertung der Transitbeobachtungen ein Aperturradius von 4 HWHM zur Photometrie verwendet.

- **Vergleichssterne aus Gruppe 1:** Bei Verwendung gleich heller bzw. hellerer Vergleichssterne wird die Form des erwarteten theoretischen Genauigkeitsverlaufs zwar erreicht, die empirische Genauigkeit ist jedoch systematisch um etwa 0.5 mmag geringer (Abb. 4.2). Es wird vermutet, dass besonders bei hellen Sternen nicht alle Rauschquellen in der theoretischen Betrachtung korrekt erfasst werden. Weiterhin ist in den Abb. 4.2 - 4.5 eine Genauigkeitssteigerung bei längerer Belichtungszeit erkennbar, welche auf ein geringeres Szintillationsrauschen zurückzuführen ist.
- **Vergleichssterne aus Gruppe 2:** Die Verwendung von ausschließlich schwächeren Vergleichssternen zeigt eine gute Übereinstimmung von empirischer und theoretischer Genauigkeit bei einer Belichtungszeit von 10 s (Abb. 4.3). Bei $t = 30$ s folgt die empirische Genauigkeit nur bei wenigen Vergleichssternen der theoretischen Genauigkeit und nimmt ab drei Vergleichssternen einen konstanten Wert von etwa 2.8 mmag an. Auffällig ist die höhere empirische Genauigkeit gegenüber der Verwendung von Vergleichssternen aus Gruppe 1. Eine mögliche Ursache könnten die bereits erwähnten ungenau bestimmten Rauschquellen sein.
- **Gemischte Vergleichssterne:** In den Abb. 4.4 und 4.5 sind die Ergebnisse für eine gemischte Vergleichssterngruppe dargestellt, wobei drei hellere (schwächere) Vergleichssterne mit zusätzlichen schwächeren (helleren) Sternen ergänzt wurden. Aufgrund der etwas höheren erreichbaren Genauigkeit bei Verwendung von schwächeren Sternen konnte die empirische Genauigkeit in Abb. 4.4 leicht gesteigert werden. Die Verwendung von zusätzlichen helleren Vergleichssternen führt nur bei einer Belichtungszeit von 10 s zu einer Genauigkeitssteigerung. In beiden Vergleichssterngruppen beträgt die erreichte maximale Genauigkeit für $t = 30$ s etwa 2.8 mmag.

Die Ergebnisse zeigen, dass bei Belichtungszeiten unter einer Minute eine Genauigkeit (einfache Standardabweichung) der differentiellen Photometrie in einer Einzelaufnahme von etwa 3 mmag erreicht werden kann. Bei kürzeren Belichtungszeiten (einige Sekunden) sinkt die Genauigkeit auf über 3.5 mmag. Die ermittelte empirische Genauigkeit lag dabei bis zu 0.5 mmag unter der theoretischen, wobei ein minimaler Wert von 2.7 mmag erreicht wurde.

Weiterhin können fünf Vergleichssterne als eine optimale Anzahl betrachtet werden, da zusätzliche Sterne keine signifikante Genauigkeitssteigerung liefern. Die erreichbare Genauigkeit unter Verwendung aller Vergleichssterne liegt mit 2.8 mmag ($t = 10$ s, 18 Sterne) und 2.6 mmag ($t = 30$ s, 22 Sterne) nur etwa 0.1 mmag unter der Genauigkeit aus fünf Vergleichssternen. Ein Vergleich mit der Photometriegenauigkeit anderer Observatorien in höhergelegenen und damit atmosphärisch günstigeren Regionen (Tab. 4.2) zeigt, dass die erreichte Messgenauigkeit von 3 mmag nur geringfügig schlechter ausfällt.

Tab. 4.2: Photometriegenauigkeit erd- und weltraumgestützter Observatorien bei Transitbeobachtungen. Aus Holman u. a. (2006) und Poretti u. a. (2008).

Teleskop	Standort	Höhe [m]	Öffnung [cm]	σ_{mag}
TopHAT	Mt. Hopkins	2617	26	4.2
Palomar 60 in	Mt. Palomar	1871	152	2.3
FLWO	Mt. Hopkins	2250	120	1.6
CoRoT	Weltraum	-	27	≈ 0.1

Mit der erzielten Genauigkeit ist die Beobachtung und Auswertung der meisten zur Zeit bekannten Exoplaneten-Transits, mit Sternhelligkeiten bis etwa 13 mag, möglich. Bei einer Messgenauigkeit der Einzelmessung von 3 mmag kann über Gl. (3.58) das minimale Radienverhältnis Planet/Stern abgeschätzt werden. Abb. 4.6 stellt das zu erwartende Signal/Rausch-Verhältnis des Transits SNR_T in Abhängigkeit von der Anzahl der Messwerte innerhalb des Transits dar. Das für eine signifikante Detektion benötigte minimale SNR_T von 8 wird ab einem Radienverhältnis von 0.05 und mindestens 80 Beobachtungen erreicht (Abschnitt 3.5.2).

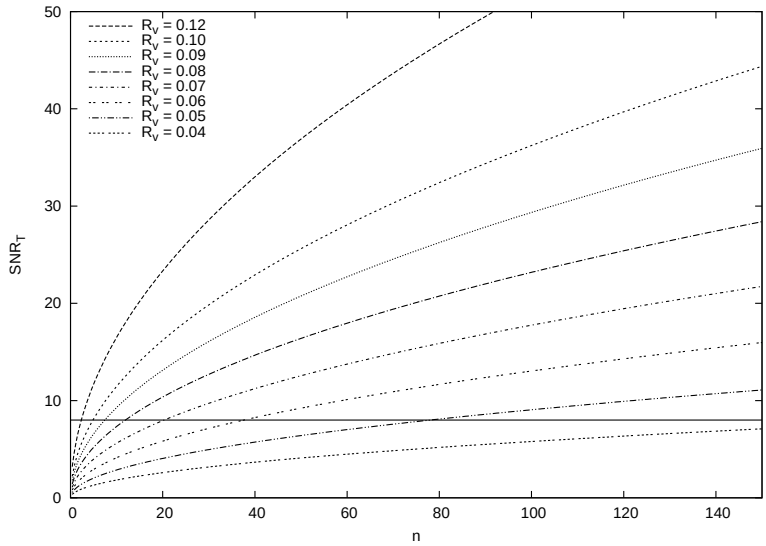

Abb. 4.6: Signal/Rausch-Verhältnis des Transits SNR_T bei $\sigma_{mag} = 3$ mmag in Abhängigkeit von der Messwertanzahl n innerhalb des Transits sowie für verschiedene Radienverhältnisse R_v.

4.2 Auswertung der Transitbeobachtungen

Die Tabellen im Anhang A zeigen die, mit der Software *ET* aus den beobachteten Transitereignissen abgeleiteten, Parameter des jeweiligen Exosystems im Vergleich zu den Soll-Werten. Die zugehörigen Lichtkurven sind im Anhang B abgebildet. Die empirisch bestimmten Genauigkeiten der Einzelmessung und der gemittelten Daten (5er Mittel) werden aus den außerhalb des Transits gelegenen Messwerten berechnet. Ermittelt wurden Radienverhältnis R_v, Zeit[1] des ersten und vierten Kontakts t_1, t_4, Transitmitte t_m, Transitlänge t_T, Umlaufzeit P_P, Signifikanz des Transits SNR_T, Rauschen in Einzelmessung σ_{mag} und im 5er Mittel $\sigma_{mag,5}$. Die Umlaufzeit der Exoplaneten wurde über den Kreuzkorrelationsansatz (Abschnitt 3.5.1) und Gl. (3.56) bestimmt. Bei mehr als zwei beobachteten Transits wurde der erste und letzte verwendet. Die Genauigkeiten der Soll-Werte können mit Hilfe der angegebenen Literatur bestimmt werden und sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht mit angegeben. Im Rahmen der Diplomarbeit wurden Transits folgender Planeten beobachtet:

- **CoRoT-Exo-2b:** Abgleitete Parameter siehe Tab. A.1, Lichtkurven siehe Abb. B.1 und B.2. Das CoRoT-Exo-2 System liegt in einem Himmelsgebiet mit sehr hoher Sterndichte. Der zu spitze Transitverlauf vom 27.08.2008 (Abb. B.1) deutet auf eine Beeinträchtigung der Aperturphotome-

[1] Einheit von t_1, t_4 und t_m ist HJD - 2454500.0.

trie durch nahe Hintergrundsterne hin.

- **GJ 436b:** Abgeleitete Parameter siehe Tab. A.2, Lichtkurven siehe Abb. B.3 und B.4. Das GJ 436 System weist das kleinste Radienverhältnis aller beobachteten Systeme auf. In Verbindung mit einer kurzen Transitdauer ergibt sich ein ungünstiges Signal/Rausch-Verhältnis des Transits. Dennoch konnte die Umlaufzeit des Planeten aufgrund des großen Abstandes zwischen den Beobachtungen (31 Umläufe) mit einer hohen Genauigkeit von 19 s bestimmt werden.
- **HAT-P-5b:** Abgeleitete Parameter siehe Tab. A.3, Lichtkurve siehe Abb. B.5. Aufgrund der guten Qualität der Lichtkurve (kompletter Transit beobachtet, symmetrische Lichtkurve) wurden weitere Parameter des HAT-P-5 Systems nach Abschnitt 3.6 bestimmt. Die dazu benötigte Periodendauer wurde aus der Literatur übernommen, da diese bei einer Beobachtung von mehreren Transits sehr genau ermittelt werden kann (siehe Auswertung TrES-3b). Die Genauigkeiten für R_v und t_T ergeben sich aus der Differenz zum gegebenen soll-Wert ($\sigma_{R_v} = 0.004$, $\sigma_{t_T} = 4.1\,\mathrm{min}$). Die Genauigkeit der Umlaufzeit wird auf $10^{-5}\,\mathrm{d}$ festgelegt. Der Parameter t_F wurde mit der Software ET zu 110 d bestimmt und erhält eine Unsicherheit von 20 min. Die Ergebnisse zeigen, dass der soll-Wert der Parameter gerade noch innerhalb der einfachen Standardabweichung der berechneten Parameter liegt. Durch zusätzliche Transitbeobachtungen kann die Genauigkeit der Beobachtungen (vor allem der Zeit t_F) gesteigert werden, sodass eine bessere Übereinstimmung mit den soll-Werten erreicht werden kann.
- **TrES-3b:** Abgeleitete Parameter siehe Tab. A.4, Lichtkurven siehe Abb. B.6 - B.9. Der große zeitliche Abstand zwischen erster und letzter Beobachtung (62 Umläufe des Planeten) führt zu einer sehr genauen Bestimmung der Umlaufzeit von $< 1\,\mathrm{s}$.
- **TrES-4b:** Abgeleitete Parameter siehe Tab. A.5, Lichtkurve siehe Abb. B.10. Der Austritt des Planeten konnte aufgrund fehlerhafter Daten nicht ausgewertet werden.
- **WASP-3b:** Abgeleitete Parameter siehe Tab. A.6, Lichtkurve siehe Abb. B.11 (Datenlücke durch kurzzeitige Bewölkung). Die Aufhellung der Lichtkurve nach dem vierten Kontakt scheint kein Artefakt der Auswertung zu sein, da sie von anderen Beobachtern ebenfalls registriert wurde (Gary, 2008). Ein solcher Effekt könnte z. B durch ein Ringsystem um den Planeten hervorgerufen werden (Barnes und Fortney, 2004).
- **XO-1b:** Abgeleitete Parameter siehe Tab. A.7, Lichtkurven siehe Abb. B.12 und B.13. Es erfolgte keine Messung des Transitbeginns am 30. 06. 2008 aufgrund von hohen Wolken und gesättigtem Transitstern. Das Ende des Transits vom 24. 04. 2008 konnte durch zunehmende Bewölkung nicht beobachtet werden.

4.3 Transitvariationen in Mehrfachsystemen

Nach aktuellem Kenntnisstand enthalten alle 52 bekannten Transitsysteme nur einen Exoplaneten. Das Sonnensystem und die Entdeckung von derzeit 34 Mehrfachsystemen zeigen, dass Systeme mit zwei oder mehr Planeten keine Seltenheit darstellen. Es ist zu vermuten, dass bei zukünftigen Untersuchungen weitere Mehrfachsysteme entdeckt und bei einer Steigerung der Messgenauigkeit auch weitere Planeten in bereits bekannten Systemen mit Exoplaneten nachgewiesen werden können. In diesem Abschnitt wird anhand von numerischen Simulationen untersucht, ob mit Hilfe von Transitbeobachtungen zusätzliche

Planeten in einem Exoplanetensystem detektierbar sind. Dabei werden fiktive Systeme mit zwei Exoplaneten simuliert. Eine analytische Abschätzung von Transitvariationen beschreibt Agol u. a. (2005).

Im Gegensatz zur Bewegung in einem Zweikörpersystem sind die Bahnelemente in einem System aus drei Körpern nicht mehr konstant. Aufgrund der gravitativen Wechselwirkung zwischen den Objekten unterliegt vor allem die Bahnexzentrizität kleinen Störungen. Diese Störungen können eine zeitliche Variation der beobachteten Kontaktzeiten des Transits hervorrufen. Zur Abschätzung der Variationen wird in dieser Arbeit die Zeit des Transitmittelpunkts verwendet. Dieser ist vom Radius des Zentralsterns und des Transitplaneten unabhängig und kann daher einfacher als die Kontaktzeiten bestimmt werden.

Die Simulation des Exoplanetensystems wurde mit dem Programmpaket *MERCURY* realisiert, einer von Chambers (1999) entwickelten Software zur Bahnintegration in N-Körper-Systemen. Die zeitliche Bestimmung der Transitmitte erfolgte mit Hilfe eines im Zentralstern des Exosystems gelagerten Koordinatensystems. Die x-Achse des Koordinatensystems zeigt in Richtung Erde und die x-y-Ebene liegt in der Bahnebene des Planeten, d. h. die Bahninklination des Transitplaneten beträgt $i = 90\,°$. Der Zeitpunkt des Schnitts des Planeten mit der positiven x-Achse entspricht dem Zeitpunkt der theoretisch beobachteten Transitmitte t_{Tm}. Durch die hohe zeitliche Auflösung der Ausgabe der Integrationsergebnisse (Ausgabe aller 0.01 d) konnte der Schnittzeitpunkt durch eine lineare Interpolation zwischen den entsprechenden Positionen des Planeten bestimmt werden. Aus den ermittelten Zeitpunkten der Transitmitten mehrerer Umläufe wurde eine konstante mittlere Orbitperiode P_P für den Transitplaneten abgeleitet. Dazu wurden die Transits fortlaufend nummeriert und die Zeitpunkte der Transitmitten der entsprechenden Nummerierung gegenübergestellt. Der Anstieg einer ausgleichenden Gerade durch die Messwerte liefert die mittlere Orbitperiode. Als Maß für die zeitlichen Abweichungen von der mittleren Periode wird der *rms*-Wert zwischen integrierter und aus P_P berechneter Transitmitte gebildet:

$$rms_{Tm} = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(t_{Tm,i} - iP_P\right)^2} \tag{4.1}$$

Die Änderung der Transitzeitpunkte wird dabei nicht nur durch die direkten Störungen der Planeten untereinander verursacht, sondern auch durch die Bewegung des Zentralsterns um das gemeinsame Baryzentrum (Abb. 4.7).

Die Transitvariationen wurden durch Simulationen an drei unterschiedlichen Planetensystemen mit unterschiedlichen Störkörpern untersucht. Die Startparameter für Planetenmasse, große Halbachse und Exzentrizität der Planetenbahnen sind in Tab. 4.3 zusammengefasst. Alle anderen Bahnelemente wurden zu Null gesetzt. Damit bewegen sich die Störkörper in der x-y-Ebene des Transitplaneten und würden ebenfalls einen Transit verursachen, der jedoch nicht betrachtet wird. Die drei simulierten Planetensysteme weisen folgende Eigenschaften auf:

- System A ist durch einen Transit eines „Hot-Jupiters“ um einen sonnenähnlichen Stern charakterisiert und damit stellvertretend für eine Vielzahl bereits entdeckter Exoplaneten (Abb. 2.3).
- Im System B wird der Transit durch einen „Hot-Neptune“ um einen Stern mit halber Sonnenmasse verursacht. Damit soll die Auswirkung einer geringeren Zentralmasse untersucht werden.
- Das System C entspricht dem System A, wobei die Halbachsen der Planetenbahnen vergrößert wurden.

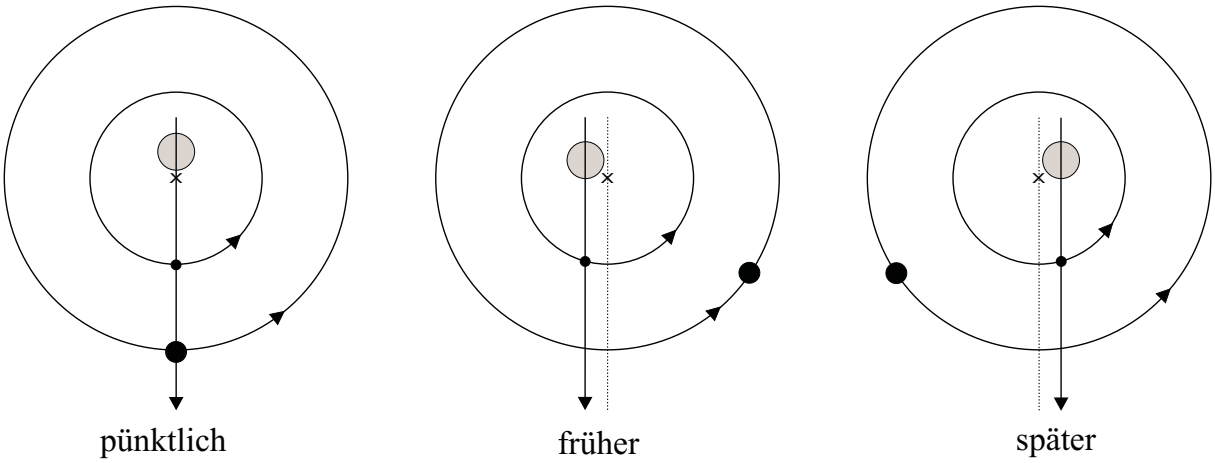

Abb. 4.7: Variation des Transitzeitpunkts durch Bewegung des Zentralsterns um den Schwerpunkt (mit Kreuz gekennzeichnet), nach Agol u. a. (2005)

Tab. 4.3: Eigenschaften der simulierten Transitsysteme. Mit Masse des Zentralsterns M_S sowie Masse, Große Halbachse und Exzentrizität des Transitplaneten (Index T) und des Störkörpers (Index St). Planetenmassen in Einheiten von Jupiter- (♃), Neptun- (♆) und Erdmassen (♁).

System	M_S [$M_\odot$]	M_T	a_T [AE]	e_T	M_{St}	a_{St} [AE]	e_{St}
A	1.0	$M_♃$	0.03	0	$M_♃$, $M_♆$, $M_♁$	0.06 - 0.2	0 - 0.6
B	0.5	$M_♆$	0.03	0	$M_♃$, $M_♆$, $M_♁$	0.06 - 0.2	0 - 0.6
C	1.0	$M_♃$	0.20	0	$M_♃$, $M_♆$, $M_♁$	0.35 - 0.5	0 - 0.4

Eine Vielzahl von Transitsystemen wurde in den letzten zwei bis drei Jahren entdeckt, sodass die maximale Beobachtungsdauer nur in wenigen Fällen (z. B. bei HD 209458) länger ist. Aus diesem Grund erfolgte die Bahnintegration über einen Zeitraum von 1000 Tagen und stellt eine mittlere Beobachtungsdauer dar. Damit bilden sich nur Bahnstörungen auf kurzen Zeitskalen ab. Langfristige Bahnstörungen werden nicht untersucht und sind nur durch längere Integrationszeiten zu bestimmen. Weiterhin werden mögliche Bahninstabilitäten über lange Zeiträume sowie Bahnresonanzen nicht betrachtet. Kommt es während der Bahnintegration zu einer engen Begegnung der Planeten innerhalb ihrer Hill-Sphären[2] oder schneiden sich die Orbits beider Körper werden diese Bahnen als instabil betrachtet und keine Transitvariationen bestimmt.

Die Ergebnisse für die Planetensysteme A, B und C sind in den Tab. 4.4 - 4.6 zusammengefasst. In System A (Tab. 4.4) ist der Transitplanet aufgrund des geringen Abstands von 0.03 AE gravitativ stark an den Zentralstern gebunden. Bei kreisförmigen Bahnen des Störkörpers ($e = 0$) haben nur massereiche Planeten mit $M_{St} \geq M_♃$ und geringfügig größeren Bahnhalbachsen einen messbaren Einfluss (ab $rms_{Tm} \approx 60$ s, Abschnitt 2.3) auf die Bewegung des Transitplaneten. Mit größerer Anfangsexzentrizität der Störkörperbahn können sich die Planeten in Teilen des Orbits weiter annähern, sodass auch weniger massereiche Objekte mit $M_{St} \approx M_♆$ einen messbaren Einfluss auf den inneren Planeten zeigen. Ein erdähnlicher Körper wäre in diesem System möglicherweise nur in speziellen Resonanzfällen zu detektieren, bei denen der Orbit des Transitplaneten stärker gestört wird.

Bei einer Verringerung der Masse des Zentralsterns und des Transitplaneten im Planetensystem B

[2] Die Hill-Sphäre beschreibt ein Volumen um einen Planeten, in dem die Gravitationskraft des Planeten stärker ist als die Gravitationskraft des Zentralsterns.

Tab. 4.4: Zeitliche Variation der Transitmitte im Planetensystem A mit *rms*-Wert und maximal aufgetretener Differenz zur mittleren Umlaufzeit. Nicht berechnete Orbitkonfigurationen sind mit „-“ gekennzeichnet. Konfigurationen die einen messbaren Einfluss (ab $rms_t \approx 60\,\mathrm{s}$) auf den Transitplaneten haben sind fett dargestellt. Alle Angaben in Sekunden.

a [AE]	0.06		0.09		0.12		0.15		0.18		0.20	
	rms_{Tm}	max	rms_{Tm}	max	rms_{Tm}	max	rms_{Tm}	max	rms_{Tm}	max	rms_{Tm}	max
$M_{♃}$												
$e = 0.0$	31	54	4	7	2	3	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1
$e = 0.2$	**270**	**720**	6	19	2	4	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1
$e = 0.4$	-	-	**190**	**510**	**89**	**140**	**200**	**550**	1	2	1	3
$e = 0.6$	-	-	-	-	**1160**	**2800**	**1570**	**2800**	35	87	42	68
$M_{♅}$												
$e = 0.0$	2	3	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1
$e = 0.2$	13	23	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1
$e = 0.4$	-	-	10	22	5	7	9	21	< 1	< 1	< 1	< 1
$e = 0.6$	-	-	-	-	**58**	**120**	**81**	**140**	2	5	< 1	< 1
$M_{♁}$												
$e = 0.6$	-	-	-	-	3	7	5	8	< 1	< 1	< 1	< 1

Tab. 4.5: Zeitliche Variation der Transitmitte im Planetensystem B

a [AE]	0.06		0.09		0.12		0.15		0.18		0.20	
	rms_{Tm}	max	rms_{Tm}	max	rms_{Tm}	max	rms_{Tm}	max	rms_{Tm}	max	rms_{Tm}	max
$M_{♃}$												
$e = 0.0$	**82**	**140**	11	19	4	7	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1
$e = 0.2$	**870**	**1900**	14	37	44	96	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1
$e = 0.4$	-	-	**320**	**1000**	**3300**	**7500**	9	19	4	6	3	4
$e = 0.6$	-	-	-	-	**8800**	**16200**	**530**	**1200**	**210**	**470**	**92**	**170**
$M_{♅}$												
$e = 0.0$	5	8	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1
$e = 0.2$	40	75	< 1	< 1	2	5	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1
$e = 0.4$	-	-	19	42	**380**	**1000**	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1
$e = 0.6$	-	-	-	-	**2500**	**4900**	32	68	12	27	< 1	< 1
$M_{♁}$												
$e = 0.4$	-	-	1	3	23	61	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1
$e = 0.6$	-	-	-	-	**160**	**300**	2	4	< 1	< 1	< 1	< 1

Tab. 4.6: Zeitliche Variation der Transitmitte im Planetensystem C

a [AE]	0.35		0.5		0.75	
	rms_{Tm}	max	rms_{Tm}	max	rms_{Tm}	max
$M_{♃}$						
$e = 0.0$	**1900**	**3100**	**160**	**270**	33	60
$e = 0.2$	**10500**	**33000**	**1900**	**4400**	18	43
$e = 0.4$	-	-	**11500**	**40000**	**250**	**740**
$M_{♅}$						
$e = 0.0$	**110**	**190**	9	15	< 1	< 1
$e = 0.2$	**1000**	**2400**	**110**	**240**	1	3
$e = 0.4$	-	-	**490**	**1800**	13	38
$M_{♁}$						
$e = 0.0$	6	11	< 1	< 1	< 1	< 1
$e = 0.2$	**63**	**140**	6	14	< 1	< 1
$e = 0.4$	-	-	-	-	1	3

verringern sich auch die gegenseitigen Anziehungskräfte. Damit vergrößert sich der Einfluss der Störkörper auf die Bewegung des inneren Planeten (Tab. 4.5), sodass unter bestimmten Voraussetzungen auch erdähnliche Objekte einen detektierbaren Einfluss auf die Transitzeiten haben können. Weiterhin zeigt sich in diesem System eine höhere zeitliche Variation bei einer Halbachse des Störkörpers von 0.12 AE. Dies ist auf eine 8:1 Bahnresonanz der beiden Planeten zurückzuführen bei der acht Umläufe des inneren Planeten einem Umlauf des Störkörpers entsprechen. Durch den periodischen gravitativen Einfluss auf den Transitplaneten ergibt sich in diesem System eine größere Variation der Transitzeiten.

Tabelle 4.6 zeigt die zu erwartenden Variationen bei einer Bahnhalbachse des Transitplaneten von 0.2 AE im System C. Dessen Bewegung kann aufgrund der geringeren gravitativen Bindung an den Zentralstern auch von weiter entfernten, bzw. masseärmeren Störkörpern messbar beeinflusst werden. Für eine Auswahl bereits bekannter Exoplanetensysteme (Schneider, 2008) mit mehreren Planeten zeigt Tab. 4.7 die zeitlichen Variationen, die sich bei einer hypothetischen Transitbeobachtung des innersten Planeten ergeben würden. Der simulierte Beobachtungszeitraum beträgt 1000 Tage. Die größten Variationen bei HD 73526, HD 74156 und HD 168443 werden durch Planeten mit Massen größer $2.5\,M_{\oplus}$ in Verbindung mit Bahnhalbachsen über 0.3 AE und Exzentrizitäten im Bereich von 0.14 - 0.64 hervorgerufen. Die Umlaufbahnen der zwei Exoplaneten im System von HD 73526 weisen zusätzlich eine 2:1 Resonanz auf, mit der die zeitlichen Variationen von mehreren Stunden zu erklären sind.

Tab. 4.7: Zeitliche Variation der Transitmitte ausgewählter Mehrfachsysteme mit *rms*-Wert und maximal aufgetretener Differenz zur mittleren Umlaufzeit.

Planetensystem	rms_{Tm} [s]	max [s]
55 Cnc	5	12
Gl 581	38	87
Gliese 876	5	15
HD 38529	13	40
HD 40307	9	15
HD 69830	9	21
HD 73526	16400	31900
HD 74156	270	560
HD 160691	2	4
HD 168443	460	1300
HD 187123	< 1	< 1
HD 190360	1	2
HIP 14810	30	59
υ And	1	2

In den Abb. 4.9 - 4.11 sind Transitvariationen und Bahnexzentrizitäten des Transitplaneten für verschiedene Planetensysteme über mehrere Orbitperioden dargestellt. Die Werte der Bahnexzentrizitäten werden dabei zu den Zeitpunkten der jeweiligen Transits dargestellt. Damit können periodische Schwankungen der Exzentrizität erst ab der doppelten Periodendauer dargestelt werden (Nyquist-Theorem). Sind im Exzentrizitätssignal auch kürzere Perioden vorhanden, kann es zu Alias-Effekten kommen (Abb. 4.8). In allen Systemen zeigt sich ein Zusammenhang zwischen den Variationen der Bahnexzentrizität und den zeitlichen Verschiebungen der Transitmitte. Das Exoplanetensystem von Gl 581 (Abb. 4.9) enthält drei Planeten mit Umlaufzeiten von 5.3 Tagen (Transitplanet), 12.9 Tagen und 83.6 Tagen. Würde der innerste

Planet einen von der Erde beobachtbaren Transit aufweisen, so könnten die zeitlichen Variationen der Transitmitte mit einer Maximalamplitude von etwa 85 s bei guten Beobachtungsbedingungen nachgewiesen werden. Am Beispiel des Planetensystems A wird der Einfluss unterschiedlicher Exzentrizitäten des Störköpers betrachtet. Bei einem kreisförmigen Orbit (Abb. 4.10) sind die Transitvariationen von einem höherfrequenten Teil mit Periodendauern von etwa 9.7 Tagen (entspricht der Umlaufzeit des Störkörpers) und einem tieferfrequenten Anteil (Periodendauer etwa 65 Tage) geprägt. Die Amplituden bleiben über dem simulierten Zeitraum konstant. Wird die Bahnexzentrizität des Störkörpers auf $e = 0.2$ erhöht, führt dies zu einem zusätzlichen Anwachsen der Exzentrizität und Amplitude der Transitvariationen (Abb. 4.11).

Die Untersuchungen zeigen, dass aufgrund von zeitlichen Verschiebungen des Transitereignisses weitere Planeten in einem Exosystem detektiert werden können. Dazu sind möglichst kontinuierliche Beobachtungen über einen Zeitraum von mehreren Jahren notwendig. Die größten zeitlichen Variationen zeigen Exosysteme mit langen Umlaufzeiten der Transitplaneten (große Bahnhalbachsen), einer geringen Zentralsternmasse sowie möglichst massereichen weiteren Planeten mit hohen Bahnexzentrizitäten. Ein Kandidat zur Suche nach zusätzlichen Planeten ist z. B. HD 17156 (große Exzentrizität $e = 0.68$ und Halbachse $a = 0.16\,\mathrm{AE}$ des Transitplaneten).

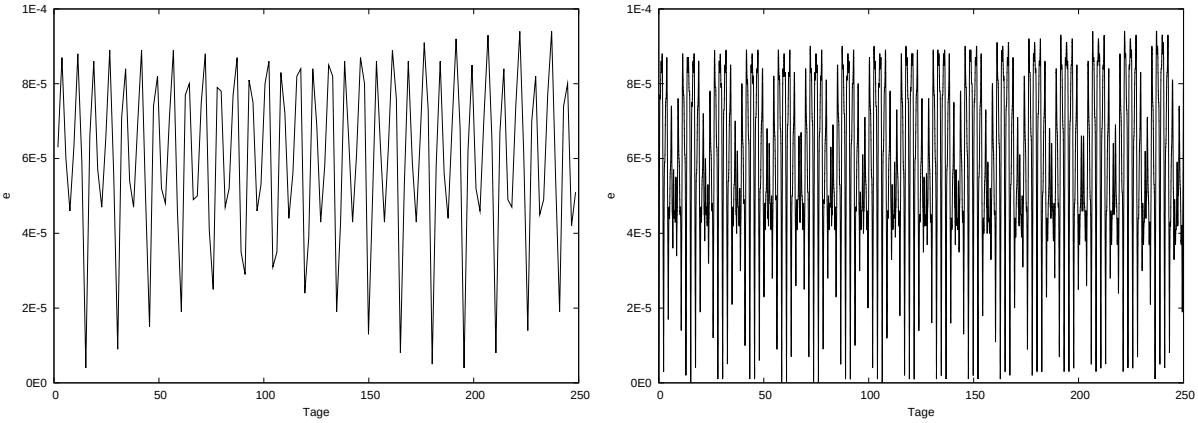

Abb. 4.8: Aliasing-Effekt bei zu geringer Abtastrate. Die Exzentrizitätsvariation im Planetensystem A mit $M_{St} = M_{\varnothing}$, $e = 0$, $a = 0.12\,\mathrm{AE}$ wird bei einer Abtastrate von 1.897 d (Umlaufzeit des Transitplaneten) von einem scheinbaren tieferfrequenten Anteil mit einer Periodendauer von etwa 200 d überlagert (links). Dieser Anteil ist bei einer Abtastrate von 0.01 d nicht zu erkennen (rechts).

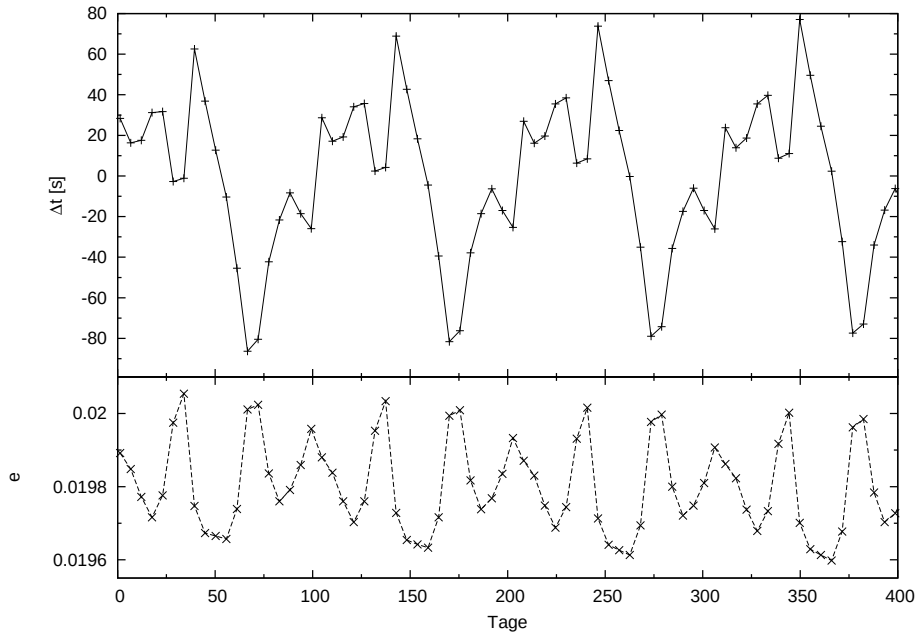

Abb. 4.9: Simulierte Variationen der Transitmitte Δt und Bahnexzentrizität e im Dreifach-Exoplanetensystem Gl 581.

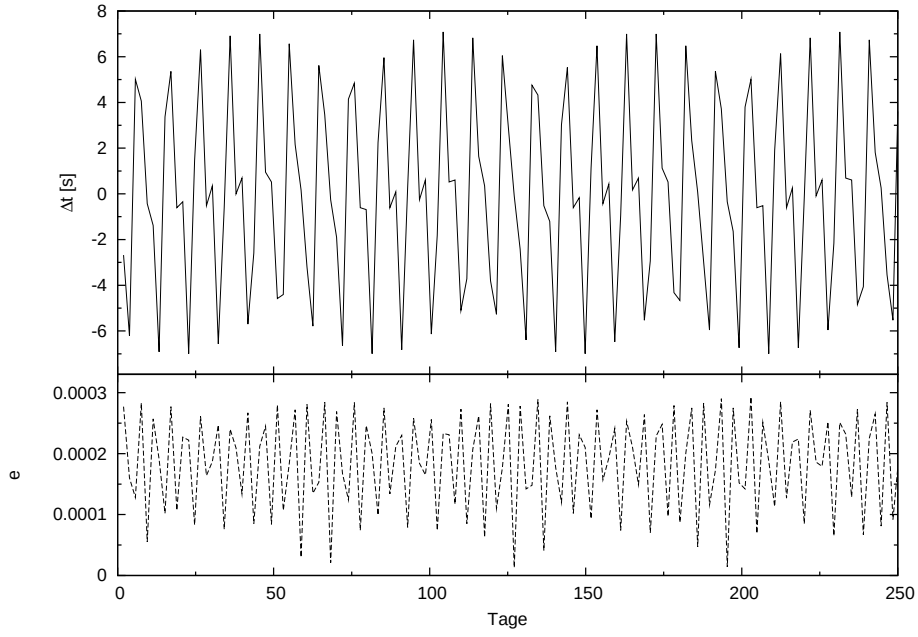

Abb. 4.10: Variationen der Transitmitte und Bahnexzentrizität im Planetensystem A mit $M_{St} = M_{\leftmoon_+}$, $e = 0$, $a = 0.09\,\mathrm{AE}$.

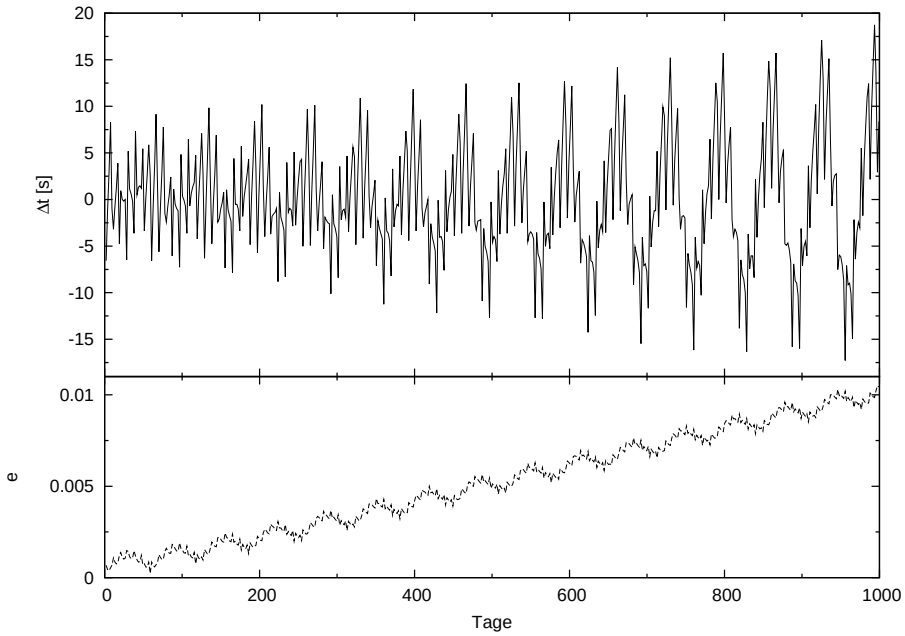

Abb. 4.11: Wie Abb. 4.10 mit $M_{St} = M_{♃}$, $e = 0.2$, $a = 0.09\,\mathrm{AE}$.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Seit der Entdeckung des ersten Exoplanetensystems wurden viele Forschungsarbeiten in diesem Bereich durchgeführt. Das Interesse gilt dabei in einem ersten Schritt der Entdeckung neuer Exoplaneten und der Bestimmung ihrer Orbitparameter.

Zur genauen Berechnung der Bahnparameter ist es erforderlich, die Exosysteme über einen langen Zeitraum (mehrere Jahre) zu beobachten. Ein Nachweis von Exoplaneten ist mit verschiedenen Verfahren, z. B. über die Messung der Radialgeschwindigkeit oder die Astrometrische Methode, möglich. Treten in den Systemen, für den Beobachter sichtbare, Transits auf, kann die Auswertung mit Hilfe der Photometrie erfolgen. Da die Intensitätsveringerung während des Transits im Bereich weniger mmag liegt, ist zum Nachweis eine hohe Güte der Photometrie erforderlich. Speziell die Transitmethode sollte im Rahmen der Diplomarbeit untersucht und gewonnene Daten darüber ausgewertet werden.

Die vorliegende Diplomarbeit umfasst alle Bereiche der Datenverarbeitungskette von der Datengewinnung, der Weiterverarbeitung der aus den Aufnahmen extrahierten Sterndaten sowie der Implementierung der erforderlichen Auswertemodule. Zusätzlich erfolgten verschiedene Simulationen der zu erwartenden Transitvariationen in Mehr-Planeten-Systemen.

Zur Vorbereitung der Beobachtungen sollte nachgewiesen werden, dass die Güte der Photometrie am Observatorium Triebenberg ausreicht, Exoplaneten-Transits zu detektieren. Dazu wurden zwei Aufnahmeserien aufgenommen und ausgewertet. Für jeweils zwei ausgewählte Zielsterne jeder Serie erfolgte die Bestimmung der Helligkeitsschwankungen über differentielle Photometrie mit verschiedenen Vergleichssternen. Die zum Vergleich genutzten Sterne variierten in Anzahl und Intensität. Dabei wurde eine ausreichende Photometriegenauigkeit zur Beobachtung von Exoplaneten-Transits festgestellt.

Für die weitere Untersuchung wurden Transits verschiedener Exoplanetensysteme beobachtet. Die Auswertung der Sternhelligkeiten aller in den Bildsequenzen enthaltenen Sterne erfolgte mit der Software *MpCCD*. Zur Weiterverarbeitung der Daten wurde die Software *ET* in C++ implementiert.
Im ersten Schritt erfolgt die Auswahl der benötigten Vergleichssterne und des Transitsterns aus der mit *MpCCD* erzeugten Sternliste. Als Auswahlkriterium wurden die Bildkoordinaten der entsprechenden Sterne festgelegt.
Anschließend folgt die Korrektur der differentiellen Extinktion in Einzelaufnahmen zur Minimierung von atmosphärisch bedingten Intensitätsunterschieden innerhalb einer Aufnahme. Die ausgewählten Vergleichssterne werden auf Variabilität untersucht, um veränderliche oder stark verrauschte Sterne von der Messung auszuschließen. Ebenfalls können Teile der Messung eliminiert werden, wenn Intensitätsschwankungen, z.B. durch Wolken, auftreten. Mit Hilfe der verbleibenden Vergleichssterne wird in jeder Einzelaufnahme ein mittlerer Vergleichsstern berechnet und die differentielle Photometrie mit dem Transitstern durchgeführt.
Aus der normierten resultierenden Lichtkurve können nun die Parameter Umlaufzeit, Radienverhältnis Stern/Planet und die Kontaktzeiten des Transits bestimmt werden. Die Umlaufzeit des Exoplaneten wird

dabei über eine Kreuzkorrelation zwischen zwei Transitereignissen bestimmt. Aus der Tiefe der Lichtkurve (Intensitätsverminderung während des Transits) kann das Radienverhältnis abgeleitet werden. Die Modellierung eines Transits über einen Polynomansatz erlaubt die Bestimmung der Kontaktzeiten. Dabei ist vor allem der erste (Transitbeginn) und vierte (Transitende) Kontakt zur Beschreibung eines Transits geeignet.

Bisher sind nur Transitsysteme mit einem Planeten bekannt. Allerdings kann aus der Existenz von Mehrfachsystemen vermutet werden, dass auch Transitsysteme mehrere Planeten aufweisen können. Anhand numerischer Simulationen wurde untersucht, ob aus Transitbeobachtungen auf weitere Planeten in einem System geschlossen werden kann. Dabei wurde der mögliche Einfluss von Masse und Entfernung eines Störkörpers auf die Durchgangszeiten eines Transitplaneten berechnet. Der Nachweis eines zusätzlichen Planeten ist vor allem bei massereichen Störkörpern mit großen Bahnexzentrizitäten möglich. Sind diese Bedingungen nicht erfüllt oder sind die Bahnhalbachsen von Transitplanet und Störkörper zu verschieden, ist ein Nachweis in der Regel nicht möglich.

Das Ziel weiterführender Arbeiten zur Transitauswertung ist die Genauigkeitssteigerung der photometrischen Messung und die weitergehende Automatisierung des Auswerteprozesses. Die in *MpCCD* implementierte Aperturphotometrie sollte hinsichtlich der zur Photometrie eines Sterns verwendeten Pixelanzahl optimiert werden. Bei kleinen Aperturradien ist die Unterteilung der Randpixel in Subpixel denkbar, sodass nur diejenigen Pixelanteile zur Photometrie genutzt werden, die innerhalb des Aperturkreises liegen.
Die Genauigkeit der Kontaktzeiten lässt sich durch ein verbessertes Transitmodell erhöhen. Dafür ist die Implementierung des Modells von Mandel und Agol (2002) anzustreben.
Weiterhin ist eine vollständige Automatisierung des Auswertevorgangs wünschenswert. Notwendig ist z. B. eine verbesserte Schnittstelle zwischen *MpCCD* und *ET*. Außerdem sollte die Wahl der Vergleichssterne anhand vorgegebener Kriterien programmintern erfolgen, sodass keine Nutzinteraktion erforderlich ist.

In Verbindung mit einer Fernsteuerung des Observatoriums könnten somit Transitbeobachtungen, von der Aufnahme der Bilddaten bis zur Auswertung der Lichtkurve, vollständig automatisiert ablaufen. Zusätzlich können die beobachteten Bildsequenzen einen Beitrag zur Erforschung variabler Sterne leisten. Mit Hilfe der Vergleichssterne zur Transitauswertung ist gleichzeitig die Detektion von Veränderungen anderer in der Aufnahme enthaltener Sterne denkbar.

A Abgeleitete Parameter aller beobachteten Transits

Tab. A.1: Abgeleitete Parameter (gemessen) aus Transitbeobachtungen des CoRoT-Exo-2 Systems im Vergleich zu Soll-Werten. Quellen: (1) Alonso u. a. (2008), (2) Gary (2008)

	$30.07.2008^{(A)}$ gemessen	$27.08.2008^{(B)}$ gemessen	soll
R_v	0.166	0.214	0.167 (1)
t_1 [HJD]	-	206.3641	206.35444 (B),(1)
t_4 [HJD]	178.5573	206.4399	178.56092 (A)
			206.44886 (B)
t_m [HJD]	-	206.4020	206.40165 (B)
t_T [min]	-	109.1	136.0 (2)
SNR_T	55	50	-
σ_{mag} [mmag]	3.7	3.9	-
$\sigma_{mag,5}$ [mmag]	2.6	2.4	-
P_P [d]	1.744197		1.7429964 (1)

Tab. A.2: Abgeleitete Parameter (gemessen) aus Transitbeobachtungen des GJ 436 Systems im Vergleich zu Soll-Werten. Quellen: (1) Bean u. a. (2008), (2) Gary (2008)

	$26.02.2008^{(A)}$ gemessen	$08.05.2008^{(B)}$ gemessen	soll
R_v	0.084	0.094	0.089 (1)
t_1 [HJD]	13.4161	-	13.42506 (A),(1)
t_4 [HJD]	13.4633	95.5422	13.46423 (A)
			95.42457 (B)
t_m [HJD]	13.4397	-	13.44465 (A)
t_T [min]	67.9	-	56.4 (2)
SNR_T	17	16	-
σ_{mag} [mmag]	4.2	3.1	-
$\sigma_{mag,5}$ [mmag]	1.8	1.7	-
P_P [d]	2,643659		2.643882 (1)

Tab. A.3: Abgeleitete Parameter (gemessen) aus Transitbeobachtungen des HAT-P-5 Systems im Vergleich zu Soll-Werten (Bakos u. a., 2007). Zusätzlich wurden nach Abschnitt 3.6 Sternmasse M_S, Sternradius R_S sowie Planetenradius R_P, große Halbachse a_P und Inklination i des Planetenorbits bestimmt.

	14. 05. 2008 gemessen	soll
R_v	0.115	0.111
t_1 [HJD]	101.4343	101.43112
t_4 [HJD]	101.5531	101.55282
t_m [HJD]	101.4937	101.49197
t_T [min]	171.1	175.2
SNR_T	38	-
σ_{mag} [mmag]	3.7	-
$\sigma_{mag,5}$ [mmag]	2.3	-
P_P [d]	-	2.788491
M_S [$M_\odot$]	1.8±0.64	1.16
R_S [$R_\odot$]	1.5±0.39	1.17
a_P [AE]	0.047±0.0055	0.0408
i [°]	84±2.1	86.75
R_P [R_Q]	1.7±0.44	1.26

Tab. A.4: Abgeleitete Parameter (gemessen) aus Transitbeobachtungen des TrES-3 Systems im Vergleich zu Soll-Werten. Quellen: (1) Sozzetti u. a. (2008), (2) Gary (2008)

	06. 05. 08$^{(A)}$ gemessen	10. 05. 08$^{(B)}$ gemessen	09. 06. 08$^{(C)}$ gemessen	26. 07. 08$^{(D)}$ gemessen	soll
R_v	0.131	0.130	0.131	0.134	0.166 (1)
t_1 [HJD]	93.4069	97.3396	127.3536	174.3994	93.41350 (A),(1)
					97.33206 (B)
					127.37433 (C)
					174.39702 (D)
t_4 [HJD]	93.4633	97.3890	127.4259	-	93.46725 (A)
					97.38581 (B)
					127.42808 (C)
t_m [HJD]	93.4351	97.3643	127.3898	-	93.44037 (A)
					97.35893 (B)
					127.40120 (C)
t_T [min]	81.2	71.2	104	-	77.4 (2)
SNR_T	56	51	54	40	-
σ_{mag} [mmag]	3.8	3.4	3.5	3.8	-
$\sigma_{mag,5}$ [mmag]	2.4	1.7	1.2	1.9	-
P_P [d]	1.306184				1.3061858 (1)

Tab. A.5: Abgeleitete Parameter (gemessen) aus Transitbeobachtungen des TrES-4 Systems im Vergleich zu Soll-Werten. Quellen: (1) Sozzetti u. a. (2008), (2) Gary (2008)

	06. 05. 2008	
	gemessen	soll
R_v	0.091	0.099 (1)
t_1 [HJD]	93.3463	93.33415 (1)
t_4 [HJD]	-	93.48123
t_m [HJD]	-	93.40769
t_T [min]	-	211.8 (2)
SNR_T	25	-
σ_{mag} [mmag]	4.0	-
$\sigma_{mag,5}$ [mmag]	2.3	-
P_P [d]	-	3.553945 (1)

Tab. A.6: Abgeleitete Parameter (gemessen) aus Transitbeobachtungen des WASP-3 Systems im Vergleich zu Soll-Werten (Gillon u. a., 2006).

	07. 05. 2008	
	gemessen	soll
R_v	0.120	0.101
t_1 [HJD]	94.4147	94.42079
t_4 [HJD]	94.5279	94.53549
t_m [HJD]	94.4705	94.47814
t_T [min]	160.6	165.2
SNR_T	29	-
σ_{mag} [mmag]	3.4	-
$\sigma_{mag,5}$ [mmag]	1.6	-
P_P [d]	-	1.846835

Tab. A.7: Abgeleitete Parameter (gemessen) aus Transitbeobachtungen des XO-1 Systems im Vergleich zu Soll-Werten. Quellen: (1) Holman u. a. (2006), (2) Gary (2008), (3) McCullough u. a. (2006)

	24. 04. 2008$^{(A)}$	30. 06. 2008$^{(B)}$	
	gemessen	gemessen	soll
R_v	0.158	0.137	0.131 (1)
t_1 [HJD]	81.3966	-	81.39108 (A),(2)(3)
t_4 [HJD]	81.5078	148.5143	81.51233 (A)
			148.51931 (B)
t_m [HJD]	81.4522	-	81.45171 (A)
t_T [min]	160.1	-	174.6 (2)
SNR_T	67	34	-
σ_{mag} [mmag]	3.2	3.8	-
$\sigma_{mag,5}$ [mmag]	1.5	1.9	-
P_P [d]	3.94164		3.941504 (2)

B Lichtkurven aller beobachteten Transits

Die Fehlerbalken der berechneten Transitzeiten werden aus der Genauigkeitsabschätzung in Abschnitt 3.5 abgeleitet. Die Unsicherheiten der Soll-Zeiten ergeben sich aus der Berechnung über

$$\begin{aligned} t_{Tm} &= t_0 + P_P N \\ t_{1,4} &= t_0 + P_P N \pm \frac{1}{2} t_T \end{aligned}$$

mit Transitmitte t_{Tm}, erster und vierter Kontakt $t_{1,4}$, Zeit eines ersten Transits t_0, Transitdauer t_T, Umlaufzeit des Exoplaneten P_P und Anzahl N der Umläufe seit t_0. Daraus folgt:

$$\sigma_{Tm} = \sqrt{\sigma_{t_0}^2 + N^2 \sigma_{P_P}^2} \tag{B.1}$$

$$\sigma_{1,4} = \sqrt{\sigma_{t_0}^2 + N^2 \sigma_{P_P}^2 + \frac{1}{4}\sigma_{t_T}^2} \tag{B.2}$$

Die Genauigkeiten der einzelnen Parameter können der in Abschnitt 4.2 angegebenen Literatur entnommen werden.

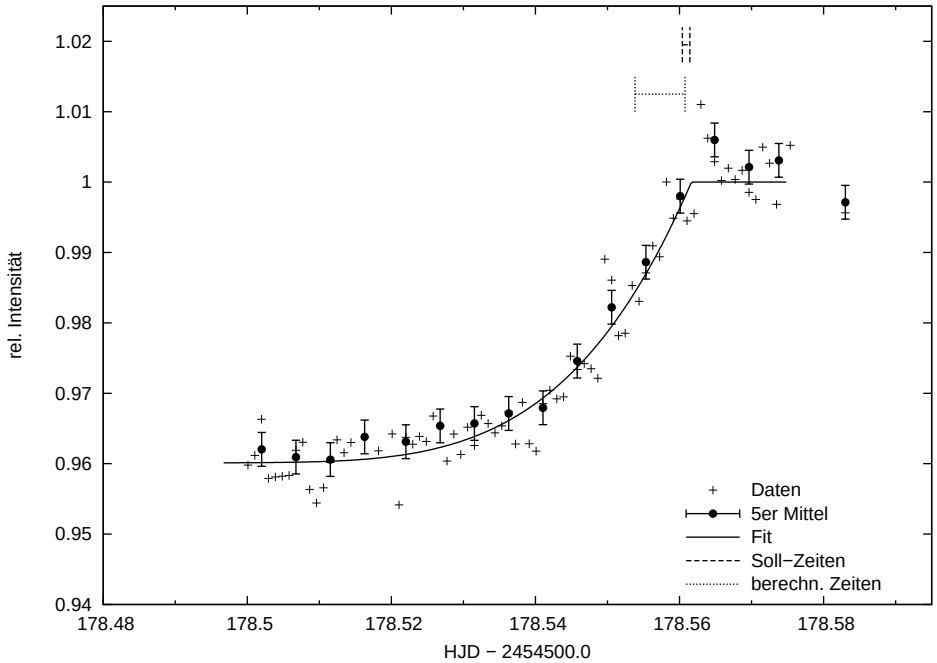

Abb. B.1: Transit CoRoT-Exo-2b vom 30. 07. 2008, R-Filter

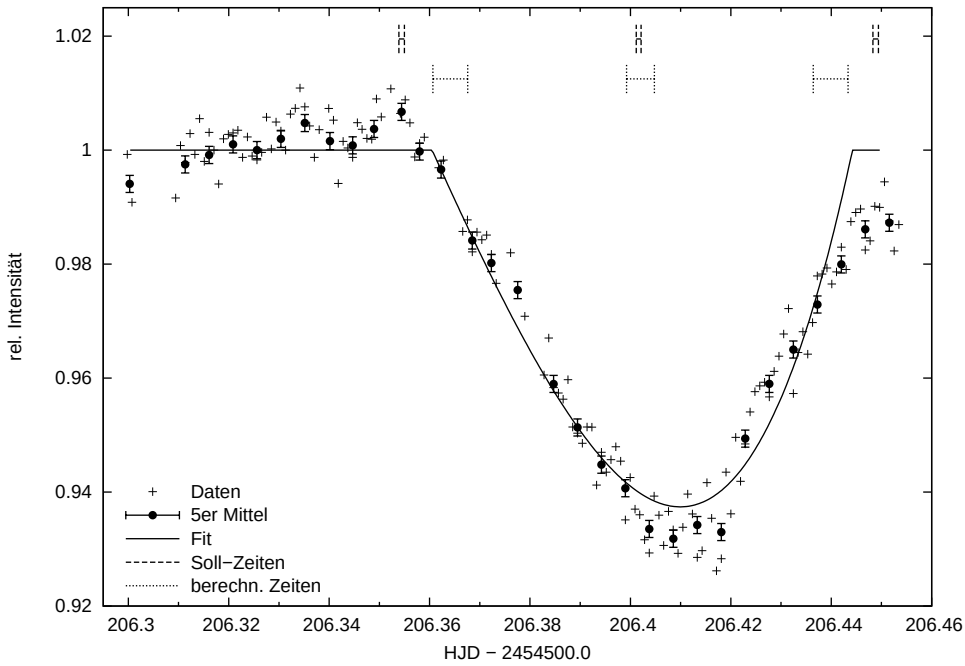

Abb. B.2: Transit CoRoT-Exo-2b vom 27. 08. 2008, R-Filter

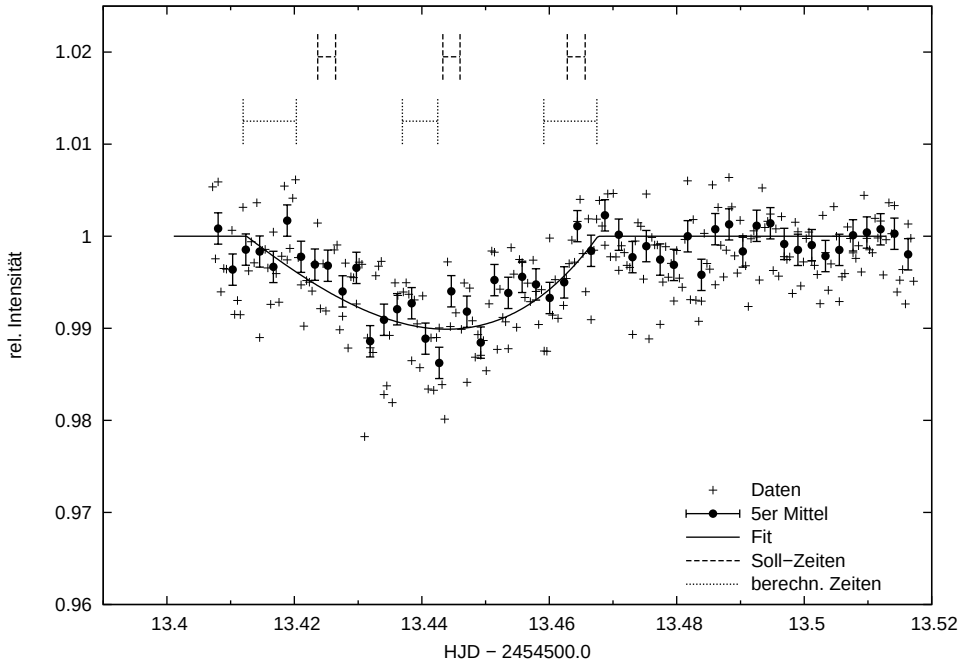

Abb. B.3: Transit GJ 436b vom 16. 02. 2008, R-Filter

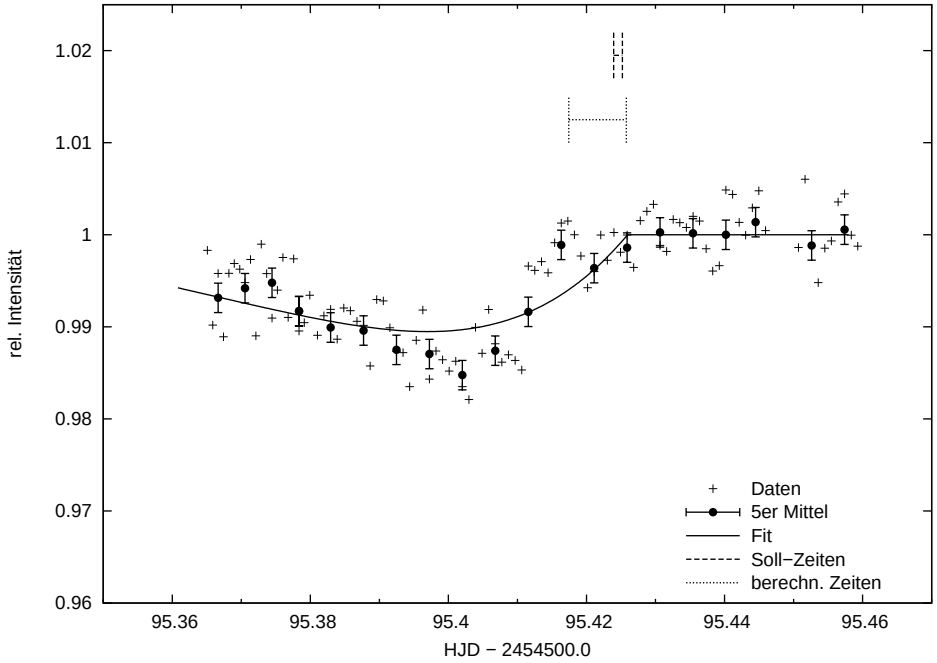

Abb. B.4: Transit GJ 436b vom 08. 05. 2008, B-Filter

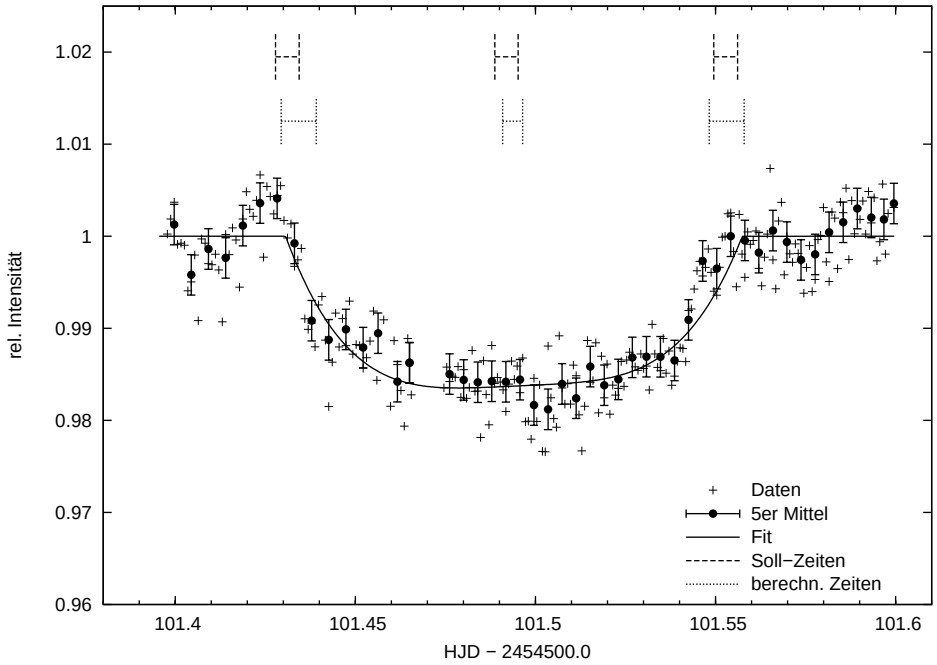

Abb. B.5: Transit HAT-P-5b vom 14. 05. 2008, R-Filter

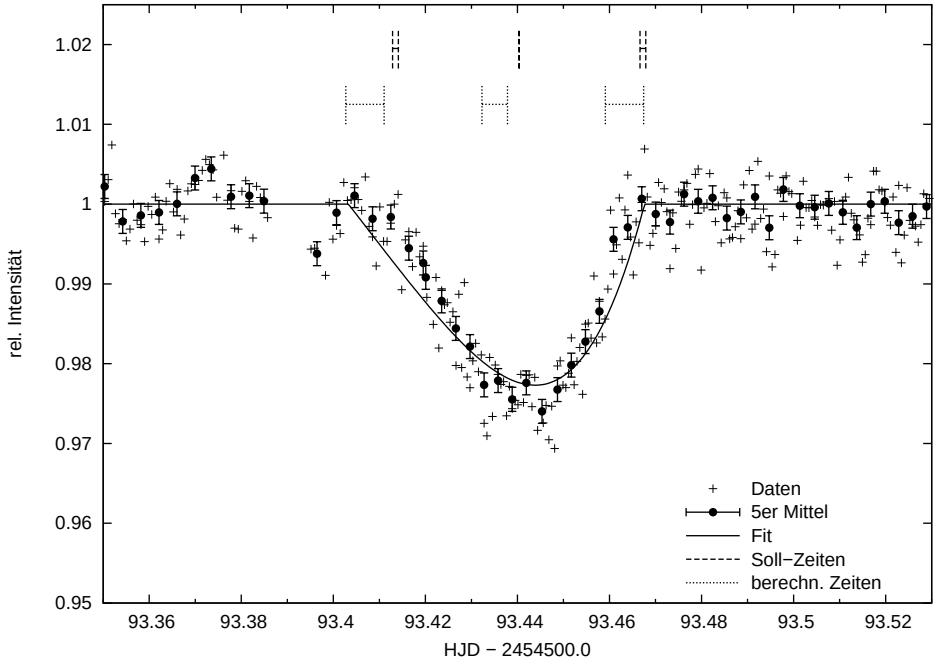

Abb. B.6: Transit TrES-3b vom 06. 05. 2008, R-Filter

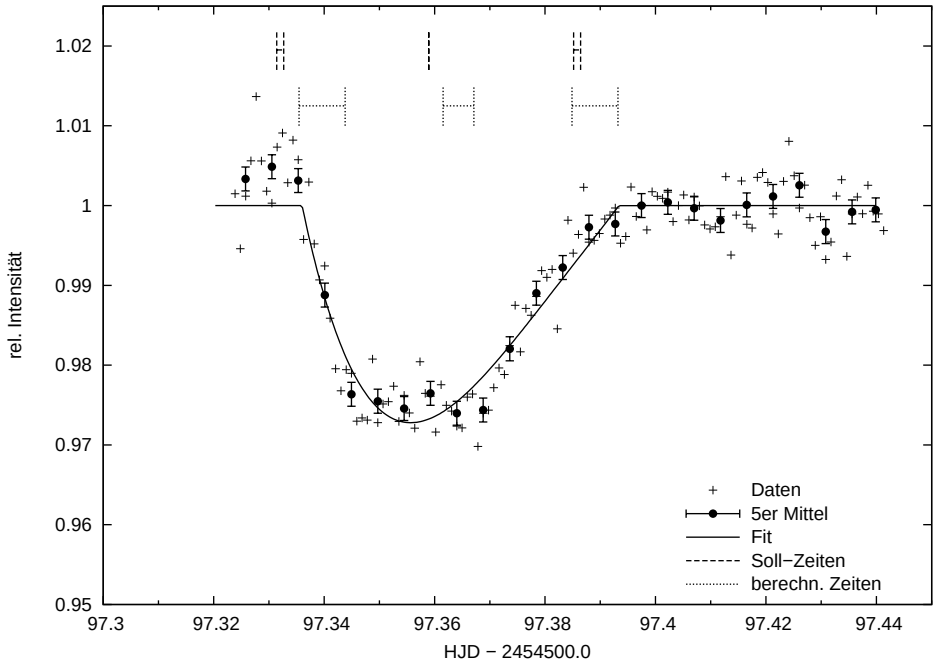

Abb. B.7: Transit TrES-3b vom 10. 05. 2008, R-Filter

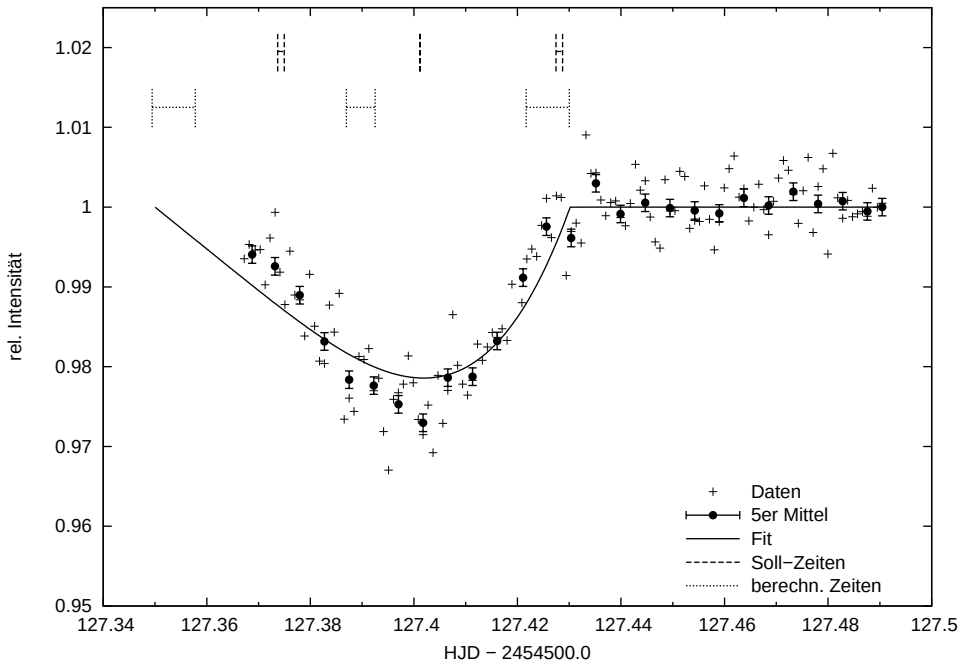

Abb. B.8: Transit TrES-3b vom 09. 06. 2008, R-Filter

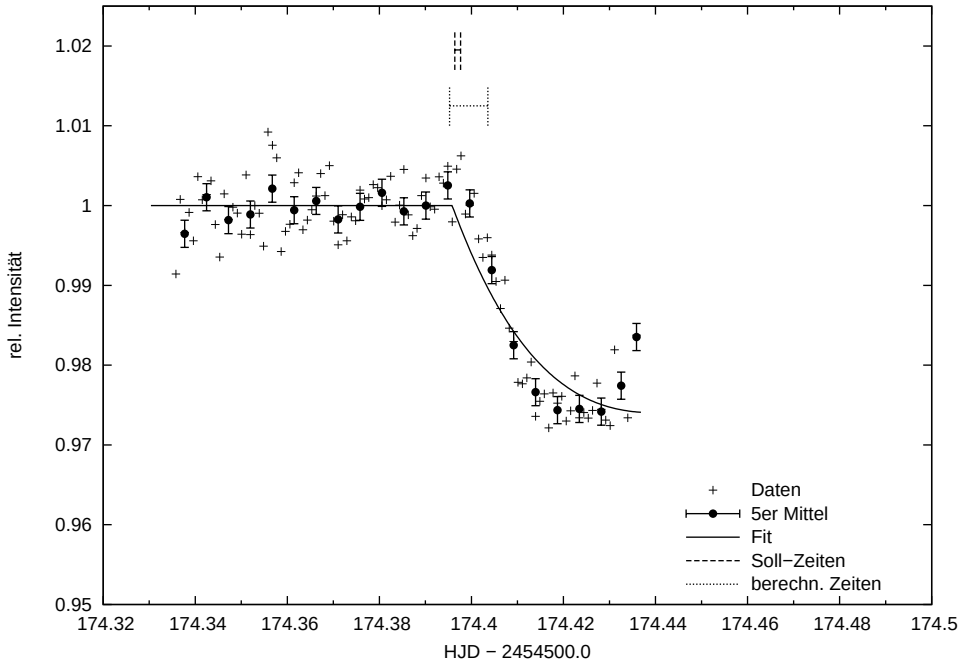

Abb. B.9: Transit TrES-3b vom 26. 07. 2008, R-Filter

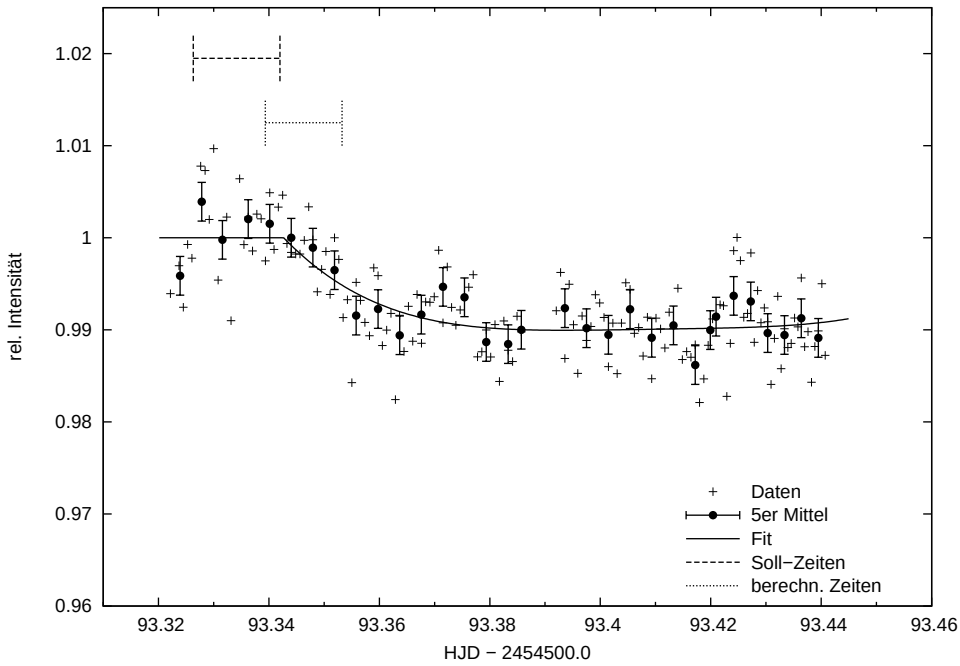

Abb. B.10: Transit TrES-4b vom 06. 05. 2008, R-Filter

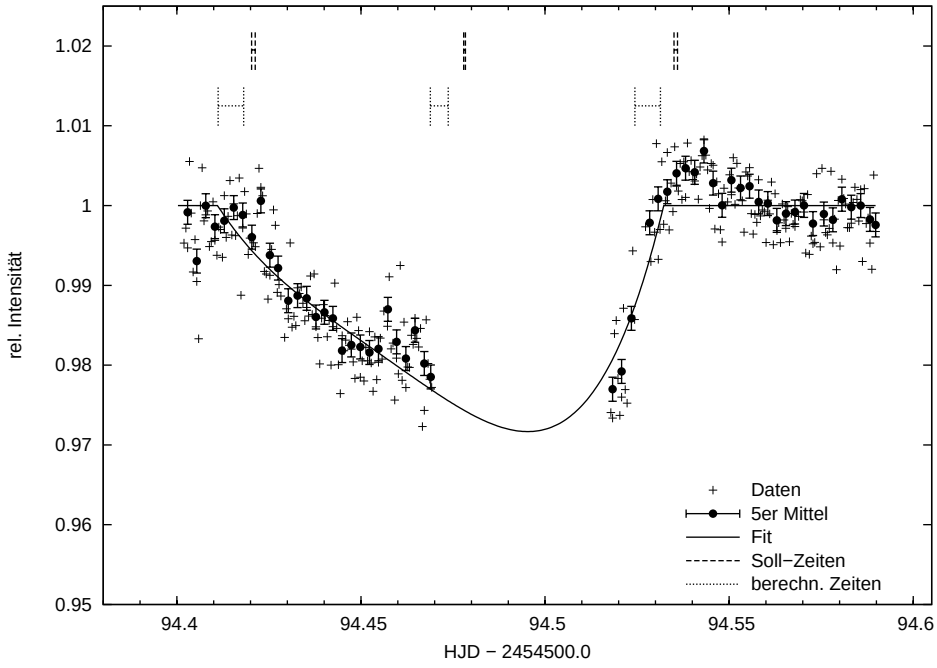

Abb. B.11: Transit WASP-3b vom 07. 05. 2008, R-Filter

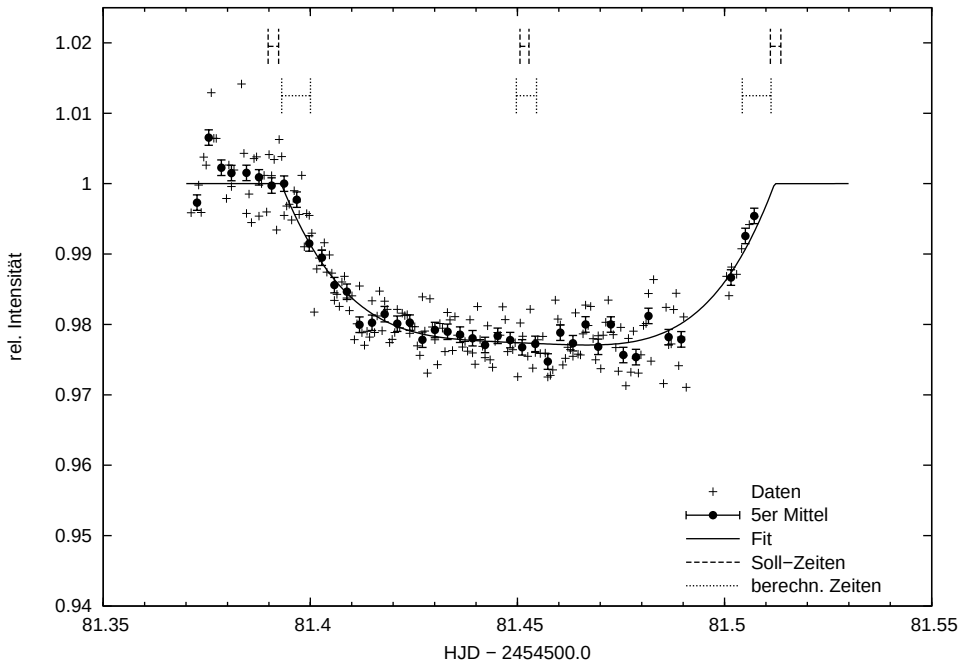

Abb. B.12: Transit XO-1b vom 24. 04. 2008, R-Filter

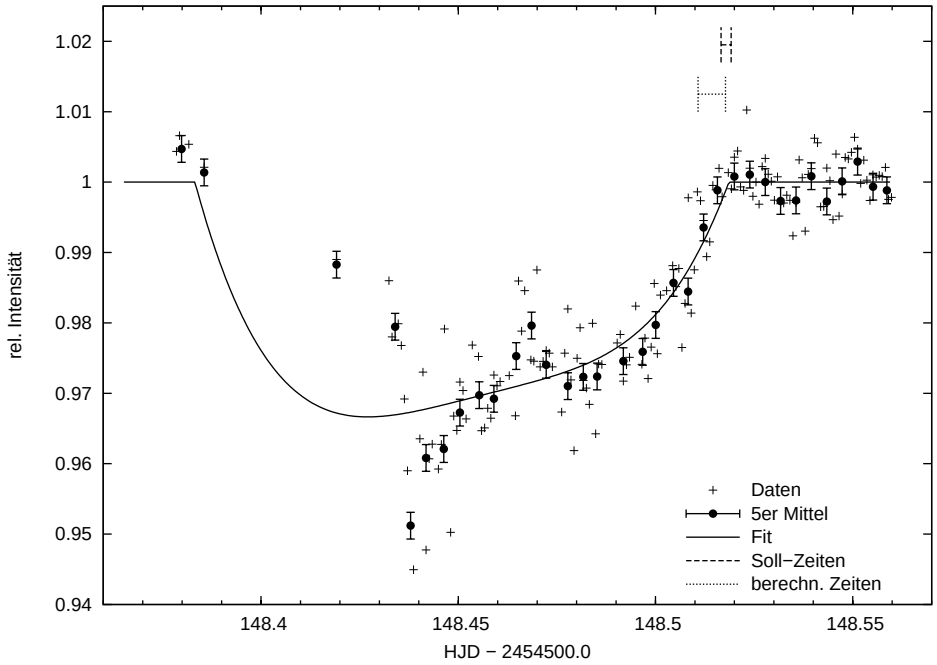

Abb. B.13: Transit XO-1b vom 30. 06. 2008, R-Filter

Literaturverzeichnis

[Agol u. a. 2005] AGOL, Eric ; STEFFEN, Jason ; SARI, Re'em ; CLARKSON, Will: On detecting terrestrial planets with timing of giant planet transits. In: *MNRAS* 359 (2005), S. 567–579 60, 61

[Alonso u. a. 2008] ALONSO, R. ; AUVERGNE, M. ; BAGLIN, A. ; OLLIVIER, M. ; MOUTOU, C. ; ROUAN, D. ; DEEG, H. J. ; AIGRAIN, S. ; ALMENARA, J. M. ; BARBIERI, M. ; BARGE, P. ; BENZ, W. ; BORDÉ, P. ; BOUCHY, F. ; REZA, R. D. la ; DELEUIL, M. ; DVORAK, R. ; ERIKSON, A. ; FRIDLUND, M. ; GILLON, M. ; GONDOIN, P. ; GUILLOT, T. ; HATZES, A. ; HÉBRARD, G. ; KABATH, P. ; JORDA, L. ; LAMMER, H. ; LÉGER, A. ; LLEBARIA, A. ; LOEILLET, B. ; MAGAIN, P. ; MAYOR, M. ; MAZEH, T. ; PÄTZOLD, M. ; PEPE, F. ; PONT, F. ; QUELOZ, D. ; RAUER, H. ; SHPORER, A. ; SCHNEIDER, J. ; STECKLUM, B. ; UDRY, S. ; ; WUCHTERL, G.: Transiting exoplanets from the CoRoT space mission II. CoRoT-Exo-2b: A transiting planet around an active G star. In: *A&A* 482 (2008), S. L21–L24 69

[Bakos u. a. 2007] BAKOS, G. A. ; SHPORER, A. ; PAL, A. ; TORRES, G. ; KOVACS, Geza ; LATHAM, D. W. ; MAZEH, T. ; OFIR, A. ; NOYES, R. W. ; SASSELOV, D. D. ; BOUCHY, F. ; PONT, F. ; QUELOZ, D. ; UDRY, S. ; ESQUERDO, G. ; SIPOCZ, B. ; KOVACS, G. ; LAZAR, J. ; PAPP, I. ; SARI, P.: HAT-P-5b: A Jupiter-like hot Jupiter Transiting a Bright Star. In: *ApJ* 671 (2007), S. L173–L176 70

[Barnes und Fortney 2004] BARNES, Jason W. ; FORTNEY, Jonathan J.: Transit Detectability of Ring Systems around Extrasolar Giant Planets. In: *ApJ* 616 (2004), S. 1193–1203 59

[Bean u. a. 2008] BEAN, J. L. ; BENEDICT, G. F. ; CHARBONNEAU, D. ; HOMEIER, D. ; TAYLOR, D. C. ; MCARTHUR, B. ; SEIFAHRT, A. ; DREIZLER, S. ; REINERS, A.: A Hubble Space Telescope transit light curve for GJ436b. In: *A&A* 486 (2008), S. 1039–1046 69

[Beaulieu u. a. 2006] BEAULIEU, J.-P. u. a.: Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing. In: *Nature* 439 (2006), S. 437–440 4

[Berkefeld u. a. 2001] BERKEFELD, Thomas ; GLINDEMANN, Andreas ; HIPPLER, Stefan: Multi-Conjugate Adaptive Optics with two Deformable Mirrors - Requirements and Performance. In: *ExA* 11 (2001), S. 1–21 28

[Berry und Burnell 2006] BERRY, Richard ; BURNELL, James: *The Handbook of Astronomical Image Processing*. Willman-Bell, Inc., 2006 18

[Bonnarel u. a. 2000] BONNAREL, F. ; FERENIQUE, P. ; BIENAYME, O. ; EGRET, D. ; GENOVA, F. ; LOUYS m. ; OCHSENBEIN, F. ; WENGER, M. ; BARTLETT, J.G.: The ALADIN interactive sky atlas. A reference tool for identification of astronomical sources. In: *A&A Supplement Series* 143 (2000), S. 33–40. – URL http://aladin.u-strasbg.fr/aladin.gml 37

[Bruton 2008] BRUTON, Dan: *Heliocentric Julian Day*. Website der Stephen F. Austin State University. 2008. – URL http://www.physics.sfasu.edu/astro/javascript/hjd.html 44

[Chambers 1999] CHAMBERS, John. E.: A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. In: *MNRAS* 304 (1999), S. 793–799 60

[Charbonneau u. a. 2000] CHARBONNEAU, David ; BROWN, Timothy M. ; LATHAM, David W. ; MAYOR, Michel: Detection of planetary transits across a sun-like star. In: *ApJ* 529 (2000), S. L45–L48 7

[Chauvin u. a. 2004] CHAUVIN, G. ; LAGRANGE, A.-M. ; DUMAS, C. ; ZUCKERMAN, B. ; MOUILLET, D. ; SONG, I. ; BEUZIT, J.-L. ; LOWRANCE, P.: A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing. In: *A&A* 425 (2004), S. L29–L32 6

[Claret 2000] CLARET, A.: A new non-linear limb-darkening law for LTE stellar atmosphere models. In: *A&A* 363 (2000), S. 1081–1190 13

[Demircan und Kahraman 1991] DEMIRCAN, Osman ; KAHRAMAN, Göksel: Stellar Mass-Luminosity and Mass-Radius Relations. In: *Astrophysics and Space Science* 181 (1991), S. 313–322 52

[Dravins u. a. 1997a] DRAVINS, Dainis ; LINDEGREN, Lennart ; MEZEY, Eva ; YOUNG, Andrew T.: Atmospheric Intensity Scintillation of Stars, I. Statistical Distributions and Temporal Properties. In: *PASP* 109 (1997), S. 173–207 28

[Dravins u. a. 1997b] DRAVINS, Dainis ; LINDEGREN, Lennart ; MEZEY, Eva ; YOUNG, Andrew T.: Atmospheric Intensity Scintillation of Stars. II. Dependence on Optical Wavelength. In: *PASP* 109 (1997), S. 725–737 28

[Dravins u. a. 1998] DRAVINS, Dainis ; LINDEGREN, Lennart ; MEZEY, Eva ; YOUNG, Andrew T.: Atmospheric Intensity Scintillation of Stars. III. Effects for Different Telescope Apertures. In: *PASP* 110 (1998), S. 610–633 28

[Eastman Kodak Company 2000] EASTMAN KODAK COMPANY: *KAF-16081E Performance Specification*, 2000 16

[Feldt und Kasper 2007] FELDT, Markus ; KASPER, Markus: Planetenjagd mit SPHERE - Ein revolutionäres Instrument für das Very Large Telescope. In: *SuW* 46 Nr. 5 (2007), S. 26–36 6

[Gary 2007] GARY, Bruce L.: *Exoplanet Observing for Amateurs*. Reductionist Publications, 2007 35, 37

[Gary 2008] GARY, Bruce L.: *Amateur Exoplanet Archive*. 2008. – URL http://brucegary.net/AXA/x.htm 59, 69, 70, 71

[Gillon u. a. 2006] GILLON, M. ; PONT, F. ; MOUTOU, C. ; BOUCHY, F. ; COURBIN, F. ; SOHY, S. ; MAGAIN, P.: High accuracy transit photometry of the planet OGLE-TR-113b with a new deconvolution-based method. In: *A&A* 459 (2006), S. 249–255 40, 71

[Gould und Loeb 1992] GOULD, Andrew ; LOEB, Abraham: Discovering Planetary Systems Through Gravitational Microlenses. In: *ApJ* 396 (1992), S. 104–114 5

[Henry u. a. 2000] HENRY, Gregory W. ; MARCY, Geoffrey W. ; BUTLER, R. P. ; VOGT, Steven S.: A transiting "51 Peg-like"planet. In: *ApJ* 529 (2000), S. L41–L44 7

[Holman u. a. 2006] HOLMAN, Matthew J. ; WINN, Joshua N. ; LATHAM, David W. ; O'DONOVAN, Francis T. ; CHARBONNEAU, David ; BAKOS, Gáspár A. ; ESQUERDO, Gilbert A. ; HERGENROTHER, Carl ; EVERETT, Mark E. ; PÁL, András: The Transit Light Curve Project. I. four consecutive Transits of the Exoplanet XO-1b. In: *ApJ* 652 (2006), S. 1715–1723 57, 71

[Howell 1989] HOWELL, Steve B.: Two-dimensional aperture photometry - Signal-to-noise ratio of point-source observations and optimal data-extraction techniques. In: *PASP* 101 (1989), S. 616–622 30

[IAU 2006] IAU: *Resolution B5 - Definition of a Planet in the Solar System*. 2006 1

[Irwin u. a. 2007] IRWIN, Jonathan ; IRWIN, Mike ; AIGRAIN, Suzanne ; HODGKIN, Simon ; HEBB, Leslie ; MORAUX, Estelle: The Monitor project: data processing and light curve production. In: *MNRAS* 375 (2007), S. 1449–1462 29, 30

[van de Kamp 1963] KAMP, Peter van de: Astrometric Study of Barnard's Star from Plates Taken with the 24-inch Sproul Refractor. In: *AJ* 68 (1963), S. 515–521 1

[Kovács u. a. 2002] KOVÁCS, G. ; ZUCKER, S. ; MAZEH, T.: A box-fitting algorithm in the search for periodic transits. In: *A&A* 391 (2002), S. 369–377 47

[Li u. a. 2008] LI, Chih-Hao ; BENEDICK, Andrew J. ; FENDEL, Peter ; GLENDAY, Alexander G. ; KÄRTNER, Franz X. ; PHILLIPS, David F. ; SASSELOV, Dimitar ; SZENTGYORGYI, Andrew ; WALSWORTH, Ronald L.: A laser frequency comb that enables radial velocity measurements with a precision of $1\,\mathrm{cm\,s^{-1}}$. In: *Nature* 452 (2008), S. 610–612 4

[Mandel und Agol 2002] MANDEL, Kaisey ; AGOL, Eric: Analytic Light Curves for Planetary Transit Searches. In: *ApJ* 580 (2002), S. L171–L175 10, 13, 44, 68

[Mayor und Queloz 1995] MAYOR, Michel ; QUELOZ, Didier: A Jupiter-mass companion to a solar-type star. In: *Nature* 378 (1995), S. 355–359 1, 3

[McCullough u. a. 2006] MCCULLOUGH, P. R. ; STYS, J. E. ; VALENTI, Jeff A. ; JOHNS-KRULL, M. ; JANES, K. A. ; HEASLEY, J. N. ; BYE, B. A. ; DODD, C. ; FLEMING, S. W. ; PINNICK, A. ; BISSINGER, R. ; GARY, B. L. ; HOWELL, P. J. ; VANMUNSTER, T.: A transiting Planet of a Sun-like Star. In: *ApJ* 648 (2006), S. 1228–1238 71

[Meeus 1998] MEEUS, Jean: *Astronomical Algorithms*. Willmann-Bell, Inc., 1998 34

[Pont u. a. 2006] PONT, Frédéric ; ZUCKER, Shay ; QUELOZ, Didier: The effect of red noise on planetary transit detection. In: *MNRAS* 373 (2006), S. 231–242 40

[Poretti u. a. 2008] PORETTI, E. ; BORSA, F. ; RAINER, M. ; UYTTERHOEVEN, K.: The First year of CoRoT in orbit. In: *MmSAI* 12 (2008), S. 98 57

[Sackett 1998] SACKETT, Penny D.: *Searching for Unseen Planets via Occultation and Microlensing*. arXiv:astro-ph/9811269v1. 1998 8, 9

[Schneider 2008] SCHNEIDER, Jean: *Die Enzyklopädie der extrasolaren Planeten*. 2008. – URL http://exoplanet.eu 1, 6, 7, 63

[Seager und Mallén-Ornelas 2003] SEAGER, S. ; MALLÉN-ORNELAS, G.: A Unique Solution of Planet and Star Parameters from an Extrasolar Planet Transit Light Curve. In: *ApJ* 585 (2003), S. 1038–1055 51

[Silvotti u. a. 2007] SILVOTTI, R. ; SCHUH, S. ; JANULIS, R. ; SOLHEIM, J.-E. ; BERNABEI, S. ; ØSTENSEN, R. ; OSWALT, T. D. ; BRUNI, I. ; GUALANDI, R. ; BONANNO, A. ; VAUCLAIR, G. ; REED, M. ; CHEN, C.-W. ; LEIBOWITZ, E. ; PAPARO, M. ; BARAN, A. ; CHARPINET, S. ; DOLEZ, N. ; KAWALER, S. ; KURTZ, D. ; MOSKALIK, P. ; RIDDLE, R. ; ZOLA, S.: A giant planet orbiting the 'extreme horizontal branch' star V391 Pegasi. In: *Nature* 449 (2007), S. 189–191 5

[Sozzetti u. a. 2008] SOZZETTI, A. ; TORRES, G. ; CHARBONNEAU, D. ; WINN, J. N. ; KORZENNIK, S. G. ; HOLMAN, M. J. ; LATHAM, D. W. ; LAIRD, J. B. ; FERNANDEZ, J. ; O'DONOVAN, F. T. ; MANDUSHEV, G. ; DUNHAM, E. ; EVERETT, M. E. ; ESQUERDO, G. A. ; RABUS, M. ; BELMONTE, J. A. ; DEEG, H. J. ; BROWN, T. N. ; HIDAS, M. G. ; BALIBER, N.: *A New Spectroscopic and Photometric Analysis of the Transiting Planet Systems TrES-3 and TrES-4*. 2008arXiv0809.4589S. 2008 70, 71

[Sterken und Manfroid 1992] STERKEN, Chr. ; MANFROID, J.: *Astronomical Photometry - A Guide*. Kluwer Academic Publishers, 1992 24

[Stetson 1987] STETSON, Peter B.: DAOPHOT - A computer program for crowded-field stellar photometry. In: *PASP* 99 (1987), S. 191–222 24

[Strand 1943] STRAND, K. A.: 61 Cygni as a Triple System. In: *PASP* 55 (1943), S. 29–32 1

[Struve 1952] STRUVE, Otto: Proposal for a work of high-precision stellar radial velocity work. In: *The Observer* 72 (1952), S. 199–200 7

[Voss 2006] VOSS, Holger: *Developing a ground-based search system for transits of extrasolar planets*, Technische Universität Berlin, Dissertation, 2006 4, 11, 13

[Warner 2006] WARNER, Brian D.: *A Practical Guide to Lightcurve photometry and Analysis*. Springer, 2006 35, 37

[Warner 2007] WARNER, Brian D.: Initial Results of a Dedicated H-G Project. In: *The Minor Planet Bulletin* 34 (2007), S. 113–119 37

[WGESP 2003] WGESP: *Position statement on the definition of a "planet"*. 2003. – URL http://www.dtm.ciw.edu/boss/definition.html 1

[Wolszczan und Frail 1992] WOLSZCZAN, A. ; FRAIL, D. A.: A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. In: *Nature* 355 (1992), S. 145–147 1, 5

[Young und Irvine 1967] YOUNG, Andrew T. ; IRVINE, William M.: Multicolor photoelectric photometry of the brighter planets. I. Program and Procedure. In: *AJ* 72 (1967), S. 945–950 34