

Photometrie in der Astrophysik

Fortgeschrittenenpraktikum - Experiment 4.16

Protokoll im Fachbereich Physik von Maximilian Wolf und Dominic Ahlheim

Datum: 24.06.2024, Tag der Einreichung: xx.xx.xxxx

Betreuer: Tobias Gesser
Darmstadt



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Angewandte
Physik

Autorenklärung

Hiermit versichern wir, dass die vorliegende Ausarbeitung des „Fortgeschrittenen-Praktikums“ ohne die Hilfe einer dritten Partei verfasst wurde und nur die angegebenen Quellen verwendet wurden. Alle Passagen, die aus Quellen übernommen wurden, sind entsprechend gekennzeichnet. Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form keiner Prüfungsstelle vorgelegt.

Maximilian Wolf

Dominic Ahlheim

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	2
1.1 Photometrie in der Astrophysik	2
1.2 Ziel des Versuchs	2
2 Grundlagen der Apertur-Photometrie	3
2.1 Grundlegende Größen	3
2.2 CCD und CMOS Sensoren	4
2.2.1 Funktionsweise	4
2.2.2 Rauschen	4
2.3 Aperturphotometrie	5
2.3.1 Prinzip	5
2.3.2 Unsicherheiten	5
2.4 Instrumentierung	6
3 Veränderliche Sterne	7
3.1 Pulsationsveränderliche	7
3.2 Bedeckungsveränderliche	8
4 Exoplaneten	9
4.1 Die Transit Methode	9
4.2 Objektauswahl	10
4.3 Photometrische Auswertung	11
4.3.1 Quick-Photometrie und Unsicherheit	11
4.3.2 Vergleichs- und Checksterne	12
4.3.3 Modellierung der Lichtkurve	13
4.3.4 Andere Variablen	14
5 Veränderlicher Stern	15
5.0.1 Objektauswahl	15
5.0.2 Apertur-Photometrie	15
5.0.3 Vergleichs- und Check-Sterne	16
5.0.4 Rohdaten der Lichtkurve	17
5.0.5 Modellierung der Lichtkurve	17
6 Fazit	18

1 Einleitung

1.1 Photometrie in der Astrophysik

Die Photometrie ist ein in der Astrophysik unverzichtbares Werkzeug zur Klassifizierung astronomischer Objekte und Untersuchung dynamischer Prozesse. Bei diesem Verfahren misst man die relative Helligkeit eines Objektes in einem bestimmten Wellenlängenbereich. Durch Vergleich des Helligkeitsverlaufes mit bereits bekannten Himmelskörpern (differenzielle Photometrie) können vielfältige Informationen über die beobachteten Objekte gewonnen werden.

Beispielsweise ist die sogenannte Transit Methode der Photometrie das meistgenutzte Verfahren, um Exoplaneten zu identifizieren. Von insgesamt 5572 verifizierten Exoplaneten, gehen 4182 auf die Transit Methode zurück. [2]

1.2 Ziel des Versuchs

Ziel des Versuchs ist es, mithilfe der differenziellen Photometrie, die Lichtkurven von zwei astronomischen Objekten zu untersuchen. Bei den Objekten handelt es sich um den kurzperiodischen veränderlichen Stern ZTF J165048.86+152044.3 und dem Exoplaneten HAT-P-12b. Die Daten des Exoplaneten Transits wurden uns im Rahmen einer vorigen Messung zur Verfügung gestellt, wohingegen wir die Daten des Veränderlichen in der Nacht vom 30-31.06.2024 mit einem Teleskop des TURMX Observatoriums aufgenommen haben. Durch die Modellierung der Lichtkurven wollen wir auf grundlegende astronomische Größen der beobachteten Objekte, wie zum Beispiel die Periodendauer des Veränderlichen, schließen.

2 Grundlagen der Apertur-Photometrie

2.1 Grundlegende Größen

Wie bereits erwähnt, möchte man in der Photometrie Helligkeiten von Himmelskörpern messen. Die physikalische Messgröße ist dabei der Strahlungsfluss S , also die auf die Detektoroberfläche fallende elektromagnetische Strahlung des Himmelskörpers. Für diesen gilt der folgende Zusammenhang:

$$S = A \cdot \int_0^{\infty} d\lambda F_{\lambda}(D) \cdot E(\lambda) \quad (2.1)$$

Dabei ist $F(\lambda)$ die Strahlungsflussdichte in Abhängigkeit der Wellenlänge und dem Abstand vom Objekt D , $E(\lambda)$ die Detektorempfindlichkeit, welche daraus resultiert, dass nicht alle Wellenlängen gleich gut vom Detektor registriert werden, und A die Detektoroberfläche.

Es ist anzumerken, dass diese Größe die scheinbare Helligkeit eines Himmelskörpers darstellt, da Gleichung 2.1 entscheidend von Detektor und Abstand des Beobachtungsobjektes abhängt.

Eine Skala zur Klassifizierung von Sternen ist die sogenannte Magnitudenskala, welche auf der visuelle Einteilung von Sternen in verschiedene Größenklassen beruht. Die meistgenutzte relative Magnitudenskala nach Norman Pogson verknüpft die scheinbaren Magnituden m_1 und m_2 mit den Strahlungsflüssen S_1 und S_2 , es gilt:

$$m_1 - m_2 = -2,5 \cdot \log_{10} \left(\frac{S_1}{S_2} \right) \quad (2.2)$$

Gleichung 2.2 stellt hierbei die Magnitudendifferenz dar, anstelle der Magnitude eines einzelnen Objekts, und soll auch für diesen Versuch entscheidend sein. Denn in der differenziellen Photometrie misst man die Magnitudendifferenz zu einem oder mehreren Vergleichssternen im gleichen Bildfeld.

Physikalisch interessant ist zudem die absolute Magnitude M , welche die wahre Helligkeit eines Objekts angibt, unabhängig von dessen Abstand. Diese ist definiert als die scheinbare Helligkeit in einem Abstand von 10 Parsecs (pc) des Sterns:

$$m - M = 5 \cdot \log_{10} \left(\frac{r}{10\text{pc}} \right) \quad (2.3)$$

Dabei ist m die scheinbare Magnitude im Abstand r .

2.2 CCD und CMOS Sensoren

2.2.1 Funktionsweise

Für die Aufnahmen des Nachthimmels im Versuch wird zunächst das einfallende Licht mit Hilfe einer Teleskopoptik auf ein CMOS- Sensor abgebildet, weshalb im Folgenden die Funktionsweise von Bildsensoren kurz diskutiert wird.

Moderne CCD (Charge-Coupled Device), sowie CMOS (Complementary metal-oxide-semiconductor) Sensoren bestehen im Prinzip aus einer 2-D Matrix aus Photodioden in der Größe weniger μm , den Pixels. Trifft elektromagnetische Strahlung in Form von Licht auf die Siliziumdiode werden Elektronen ausgelöst und in einem Potentialtopf so lange gespeichert, bis die Auslesung beginnt. Dabei werden die Pixel in einer Kette zum Ort der Auslesung transportiert und einzeln ausgelesen, das heißt die gezählten Elektronen werden in ein digitales Signal umgewandelt.

Bei einem CMOS hingegen kann jede Photodiode einzeln angesteuert und ausgelesen werden. Dadurch ergeben sich kürzere Auslesezeiten und aufgrund der häufigen Verwendung in Digitalkameras sind CMOS-Sensoren mittlerweile günstiger Herstellstellen.

Es ist anzumerken, dass weder CCD, noch CMOS-Sensoren Farben wiedergeben können, weshalb man zusätzlich Farbfilter, meist sogenannte Bayer-Sensoren verwendet. Diese bestehen schachbrettartig aus 50% grünen und jeweils 25% blauen und roten Farbfiltern, die dann über den einzelnen Pixeln angebracht sind und die Farbbestimmung ermöglichen.

Vorteile beider Sensoren ist dabei die Linearität zwischen einfallender Lichtintensität und ausgelösten Elektronen bis zu einer gewissen Sättigungsgrenze, ab der kaum noch Elektronen ausgelöst werden. Um dies zu verhindern, muss die Belichtungszeit kurz genug gewählt werden.

Es ist weiterhin anzumerken, dass die CMOS Kamera in diesem Versuch ein 16-Bit Signal ausgibt, also Signalstärken im Bereich von 0 bis 65535.

2.2.2 Rauschen

Eine Hauptquelle für Messunsicherheiten in der photometrischen Messung ist das Rauschen im Ausgangssignal der Kamera. Man unterscheidet hierbei drei verschiedene Arten des Rauschens einer CCD oder CMOS Kamera:

- **Schrotrauschen** Selbst bei konstanter Beleuchtung unterliegen die auftreffenden Photonen poisson-verteilte Fluktuationen. Bei einer mittleren Elektronenzahl von N ($\text{Elektronen} \propto \text{Photonen}$) liegt die Standardabweichung daher bei \sqrt{N} und damit das Verhältnis von Unsicherheit zu gezählten Elektronen $\frac{1}{\sqrt{N}}$. Man kann also das Schrotrauschen kontrollieren, indem man die Elektronenzahl erhöht, sollte aber bedenken, dass keine gleichzeitige Sättigung stattfinden sollte.
- **Ausleserauschen** Dies geht zurück auf die elektronische Verstärkung und Digitalumwandlung beim Ausleseprozess. Bei einer CMOS-Kamera kann dies allerdings durch die Verstärkungseinstellung kontrolliert werden und liegt bei unserer Kamera bei ca. $3,5\text{e}^{-}$ bei einer minimalen Verstärkung (gain = 0). CCD-Kameras haben eine vom Hersteller festgelegte Verstärkung und weisen meist deutlich größere Werte beim Ausleserauschen auf.
- **Thermisches Rauschen**
Dieses kommt daher zustande, dass Elektronen thermisch bedingt in das Leitungsband tunneln, ohne dass ein Photon auftrifft. Dieser Effekt ist umso stärker, je größer die Temperatur des CCDs oder CMOS

ist. Da wir diesen Effekt möglichst gering halten wollen, ist es am einfachsten die Kamera zu kühlen. Bei einer Sensortemperatur von -10°C beträgt das thermische Rauschen $0,001\text{e}^-$ pro Sekunde. Bei einer Belichtungszeit erhält man also $0,12\text{e}^-$ thermisches Rauschen, was zu vernachlässigen ist.

2.3 Aperturphotometrie

2.3.1 Prinzip

In der differenziellen Photometrie interessieren uns letztlich die Verhältnisse der Strahlungsflüsse, siehe Gleichung 2.2, um die Magnitudendifferenzen zu bestimmen. Da wir annehmen, dass die Anzahl ausgelöster Elektronen und dadurch wieder die Anzahl an ADUs proportional zu den Strahlungsflüssen sind, müssen wir letztendlich nur das Verhältnis der aufsummierten ADUs von zwei Sternen bestimmen.

Um den Stern, der als zweidimensionale Punktverteilungsfunktion auf dem Kamerasensor erscheint, wird ein Kreis gezogen, in dem alle ADUs aufsummiert werden. Dies soll so geschehen, dass alle Signalanteile des Sterns, aber nicht mehr erfasst werden. Da diese Summe an ADUs auch Signalanteile des Himmelshintergrundes enthält, sollte diese noch subtrahiert werden. Dazu werden in der unmittelbaren Umgebung zwei weitere konzentrische Kreise um den ersten Kreis gelegt und innerhalb der neu eingeschlossenen Fläche A_R (welche keine Signalanteile des betrachteten und benachbarten Sterne enthält) die ADUs gezählt.

Anhand dieser Daten kann nun das Gesamtsignal Σ , als Summe aller ADUs, des Sterns bestimmt werden. Es gilt:

$$\Sigma = \Sigma_A - \frac{A_A}{A_R} \Sigma_R \quad \text{mit} \quad \Sigma_A = \sum_{x,y}^{\text{Apert.}} N_{xy}^{\text{ADU}}, \quad \Sigma_R = \sum_{x,y}^{\text{Ring}} N_{xy}^{\text{ADU}} \quad (2.4)$$

Dabei sind in Gleichung 2.1 Σ_A und Σ_R die über Apertur und Hintergrundring summierten ADUs und A_A und A_R die Anzahl an Pixel. Außerdem gilt eine Proportionalität zwischen Anzahl an ADUs und ausgelöster Elektronen: $N_{xy}^{\text{ADU}} = g \cdot N_{xy}^{\text{e}^-}$, mit dem kameraspezifischen Gain-Faktor g , hier gilt: $g = 1,25\text{ADU}/\text{e}^-$.

2.3.2 Unsicherheiten

Für die Unsicherheiten des Gesamtsignals Σ betrachten wir wieder die in Abschnitt 2.2.2 erwähnten Arten des Rauschens, welche die Hauptquellen der Unsicherheiten darstellen. Dabei beschränken wir uns, wie bereits erwähnt, auf das Schrot und Ausleserauschen, da das thermische Rauschen zu vernachlässigen ist.

Es folgt also für die Gesamtunsicherheit:

$$\Delta\Sigma = \sqrt{(\Delta\Sigma_A)^2 + \left(\frac{A_A}{A_R}\Delta\Sigma_R\right)^2} \quad (2.5)$$

mit den Einzelunsicherheiten:

$$\Delta\Sigma_A = g \cdot \sqrt{\sum_{x,y}^{\text{Apert.}} (\Delta N_{xy}^{e^-})^2} \quad \text{und} \quad \Delta\Sigma_R = g \cdot \sqrt{\sum_{x,y}^{\text{Ring.}} (\Delta N_{xy}^{e^-})^2} \quad (2.6)$$

wobei: $\Delta N_{xy}^{e^-} = \sqrt{(\Delta N_{xy}^{e^-})_{\text{Schrot}}^2 + (\Delta N_{xy}^{e^-})_{\text{Auslese}}^2} = \sqrt{(3,5e^-)^2 + N_{xy}^{e^-}}$ ist.

Dabei ergibt sich Gleichung 2.5 und 2.6 aus der Fortpflanzung der Messunsicherheiten nach Gauß aller mit Unsicherheiten behafteten Größen.

Mit diesen Überlegungen lautet die Gesamtunsicherheit durch Kombination von Gleichung 2.4, 2.5 und 2.6:

$$\Delta\Sigma = \sqrt{(g \cdot 3,5e^-)^2 \cdot A_A \cdot (1 + A_A/A_R) + g \cdot \left(\Sigma_A + \frac{A_A}{A_R} \Sigma_R \right)} \quad (2.7)$$

2.4 Instrumentierung

In diesem Versuch wird das „*CFF Telescopes 160mm Troplet APO Refractor*“, ein apochromatisches Refraktor-Teleskop von 160mm Objektivdurchmesser und 1050mm Objektivbrennweite, verwendet. Drei ölgefügte Linsen und eine Feldebnungslinse korrigieren Abbildungsfehler. Außerdem sorgt eine *10 micron GM2000 HPS II Montierung* durch konstante Drehung für einen Ausgleich der Erdrotation und für eine reibungslose Positionierung.

Letztlich werden die Aufnahmen mithilfe einer monochromen, thermoelektrisch gekühlten *ZWO ASI 6200mm Pro CMOS Kamera* mit 62 Megapixeln und einer Pixelgröße von $3,76\mu\text{m} \times 3,76\mu\text{m}$ angefertigt. Insgesamt erzielt die Messaperatur eine Auflösung von 0,74 Bogensekunden pro Pixel.

Zusätzlich stehen 7 Filter zur Verfügung: Luminanz (L), Rot (R), Grün (G), Blau (B), $\text{H}\alpha$ (7nm), OIII (8nm) und SII (8,5nm).

3 Veränderliche Sterne

Als veränderlichen Stern bezeichnet man jene Sterne, deren Magnitude mit der Zeit variiert. Streng genommen trifft dies auf jeden Stern zu, da deren Helligkeit vom Entwicklungsstadium abhängt. Uns interessieren aber besonders sogenannte kurzperiodische Veränderliche. Man unterscheidet dabei generell zwischen:

- **Pulsationsveränderliche**

Bei diesen Riesen und Überriesen aus allen Spektralklassen ist die Helligkeitsvariation auf periodische Veränderung ihres Radius zurückzuführen.

- **Bedeckungsveränderliche**

In einem Doppelsternsystem ist die Helligkeitsvariation ein Resultat der Gegenseitigen Bedeckung.

- **Eruptive Veränderliche**

Gasausbrüche und Sternwinde sorgen für die Helligkeitsvariation der Sterne mit meist geringer Leuchtkraft.

Neben diesen Klassen an Veränderlichen, gibt es auch weitere Formen von Sternen, die zu Helligkeitsvariation führen, die aber für diesen Versuch irrelevant sind. Im Weiteren sollen nun die beiden zuerst gelisteten Klassen von Veränderlichen noch genauer diskutiert werden.

3.1 Pulsationsveränderliche

Mit 90% aller Veränderlichen stellen die sogenannten Pulsationsveränderlichen die größte Gruppe dar. Bei dieser Klasse von Sternen ändert sich der Sternradius periodisch, was sich in einer Variation von Leuchtkraft und Wellenlängen der Spektrallinien (Dopplereffekt) wiederspiegelt.

Dieses Phänomen lässt sich mit dem sogenannten κ -Mechanismus beschreiben, wobei κ für die Opazität, also die Durchlässigkeit elektromagnetischer Strahlung, steht. Eine Schicht im Stern, in der die Opazität zunehmen kann (z.B. nicht alle Atome sind ionisiert) wird komprimiert, wodurch Temperatur, Druck und schließlich Opazität steigen. Dadurch entsteht zusätzlich ein Strahlungsdruck, wodurch sich der Stern beginnt, auszudehnen. Dabei kühlt sich der Stern ab und der Druck entweicht, wodurch nach einiger Zeit wieder die Gravitation den Stern komprimieren lässt und der Vorgang von vorne beginnt.

Die Pulsationsperiode ist dabei proportional zu der inversen Wurzel der mittleren Dichte:

$$T \propto \frac{1}{\sqrt{\rho}} \quad (3.1)$$

Verantwortlich für die Veränderung der Leuchtkraft ist jedoch nicht nur die Ausdehnung des Sterns, sondern viel mehr die effektive Oberflächentemperatur. Es gilt:

$$L \propto T_s^4 \quad (3.2)$$

Die Leuchtkraft ist daher maximal, wenn der Stern die höchste Expansionsgeschwindigkeit erreicht. Die bedeutendste Sorte Pulsationsveränderliche bilden die sogenannten Cepheiden, also Überriesen der Spektralklassen F-K und Pulsationsperioden von 1-50 Tagen, was für diesen Versuch zu lange ist, um innerhalb einer Nacht beobachtet zu werden.

Interessanter sind zum Beispiel die Zwerg Cepheiden, welche mit $1,5$ bis $2,5 M_{\odot}$ weniger massereich als die verwandten Cepheiden sind. Ihre Rotationsperioden von circa 0,1 Tagen bieten sich zur Beobachtung an. Ebenfalls gut geeignet zur Beobachtung sind die RR-Lyrae-Sterne, welche ebenfalls zu den Pulsationsveränderlichen gehören und Periodendauern von 0,2 bis 1,2 Tagen aufweisen.

3.2 Bedeckungsveränderliche

Eine weitere für diesen Versuch relevante Art von Veränderlichen sind die Bedeckungsveränderlichen, welche in Doppelsternsystemen auftreten können. Fällt die Bahnebene mit der Sichtlinie der Erde zusammen, so entsteht bei jedem Umlauf ein Punkt, an dem Stern A vor Stern B steht und andersherum, sodass die relative Helligkeit deutlich reduziert ist, da ein Stern einen Teil der Strahlung blockiert.

Periodendauern liegen meist bei vielen Jahren und sind zur Beobachtung ungeeignet. Allerdings existieren auch Sternensysteme mit Periodendauern von wenigen Stunden, da die beiden Sternen einen sehr geringen Abstand zueinander aufweisen, sodass zwischen den Sternen sogar ein Massenaustausch stattfindet (kataklymatische Veränderliche). Wie auch bei den Pulsationsveränderlichen gibt es unterschiedliche Arten, die sich in der Art des Doppelsternsystems, den Abstand der Sterne und deren Periodendauer unterscheiden.

4 Exoplaneten

4.1 Die Transit Methode

Als Extrasolare Planeten (kurz Exoplaneten) bezeichnet man planetare Strukturen außerhalb unseres Sonnensystems im Einfluss einer Sonne. Dabei war ihre Existenz bis zu der ersten Verifikation 1995 lange umstritten [3].

Die Suche nach Exoplaneten geschieht dabei meist durch eine indirekte Methode. Die bislang erfolgreichste Methode ist die sogenannte Transit-Methode [2], bei der der Helligkeitsverlauf eines Sterns bei Vorbeiziehen eines Planeten gemessen wird. Voraussetzung dafür ist, dass die Bahnkurve des Planeten genau vor dem Stern vorbeizieht, was die Wahrscheinlichkeit für eine zufällige Beobachtung äußerst gering macht. Dennoch ist die Relevanz der Transit Methode groß, da anhand ihrer Daten zusätzlich die Größe der Umlaufbahn und des Planeten selbst, sowie der orbitale Abstand des Planeten bestimmt werden.

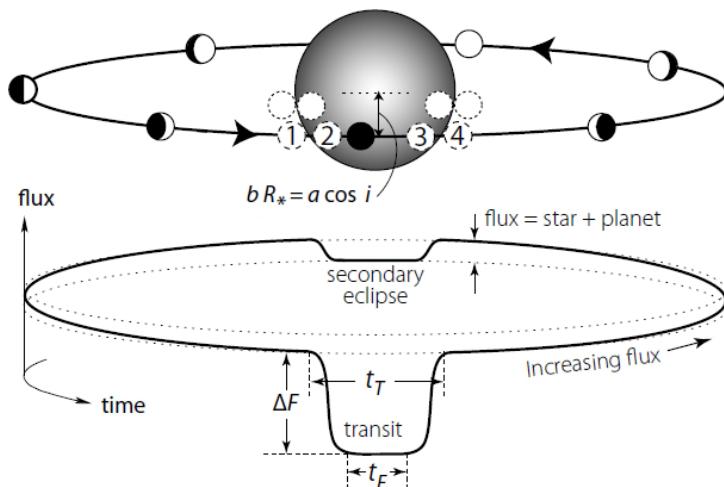


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung eines Exoplaneten Transits und grundlegende Größen [3]

In Abbildung 4.1 ist das Transit-Verfahren nochmals dargestellt. Die vier entscheidenden Größen des Transits sind dabei: die Periode P , die Transittiefe ΔF , sowie das Intervall zwischen dem ersten und vierten Kontakt t_T und dem zweiten und dritten Kontakt t_F .

Mithilfe geometrischer Überlegungen folgen dann aus diesen Größen drei Gleichungen, die mitunter Aufschluss auf Planetenradius und Planetenbahn geben [3]:

$$\Delta F \simeq \left(\frac{R_P}{R_\star} \right)^2 \quad (4.1)$$

$$\sin(t_T\pi/\mathcal{P}) = \frac{R_\star}{a} \left\{ \frac{(1 + R_P/R_\star)^2 - ((a/R_\star) \cos i)^2}{1 - \cos^2 i} \right\} \quad (4.2)$$

$$\frac{\sin(t_F\pi/\mathcal{P})}{\sin(t_T\pi/\mathcal{P})} = \frac{\left((1 - (R_P/R_\star))^2 - ((a/R_\star) \cos i)^2 \right)^{1/2}}{\left((1 + (R_P/R_\star))^2 - ((a/R_\star) \cos i)^2 \right)^{1/2}} \quad (4.3)$$

Möchte man nun eine Transit-Lichtkurve modellieren, unterscheidet man zwischen drei Bereichen. Zunächst befindet sich der Planet außerhalb des Sichtfelds des Sterns und die Intensität sollte konstant sein. Außerdem wird die Transittiefe ΔF bei kompletter Verdunklung durch den Planeten durch Gleichung 4.1 beschrieben. Zuletzt gibt es noch eine Übergangsphase, in der nur eine teilweise Bedeckung durch den Planeten stattfindet. In Realität ist die Helligkeit des Sterns nicht homogen, sondern nimmt zum Rand hin ab, da man auf zunehmend kühleren Schichten blickt, siehe Abbildung 4.2. Daher erreicht die Helligkeit in der Mitte des Transits ein Minimum. Eine realistische Modellierung eines Exoplanet-Transits befindet sich in Abbildung 4.3. Dabei wurden verschiedene Werte für den lotgerechten Abstand zwischen dem Planeten und dem Zentrum des Muttersterns b verwendet, siehe Abbildung 4.1.

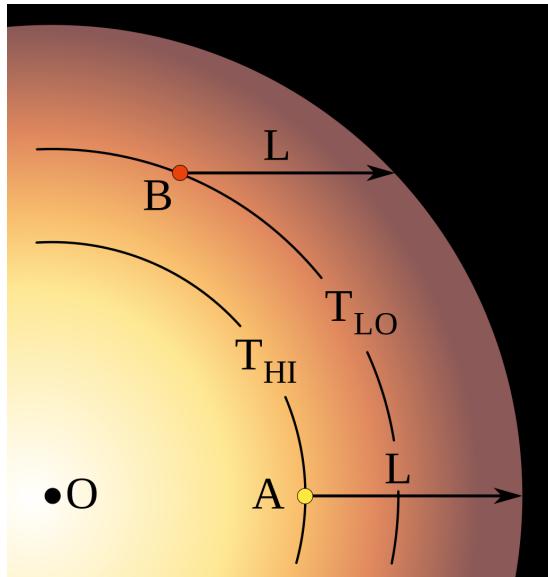


Abbildung 4.2: Randverdunklung eines Sterns [5]

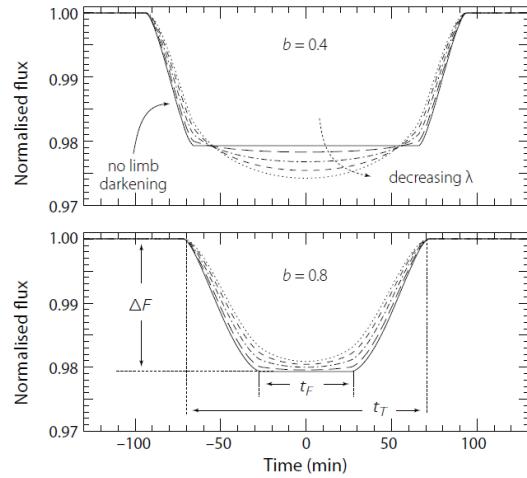


Abbildung 4.3: Beispieldiagramme von Lichtkurven eines Exoplaneten Transits [3]

4.2 Objektauswahl

Für den Exoplaneten haben wir die Messdaten von einer anderen Gruppe übernommen. Zu analysieren ist der Planet HAT-P-12b, welcher in der Sternkonstellation Canes Venatici (Die Jagdhunde) zu finden ist. Das

Kürzel für dieses Sternbild ist CVn und es befindet sich etwas südlich des Großen Wagens. Aufgenommen wurden die Daten an dem 09.05.2024 zwischen 22 Uhr und 2:26 Uhr, mit einer Belichtungszeit von 60s. Als Filter wurde nur der Luminanz-Filter verwendet. Das Teleskop CDK17, welches verwendet wurde, ist das größere der beiden Teleskope des TURMX Observatoriums. Der Planet hat etwa eine Masse von 0.719 ± 0.016 Jupitermassen und einen Radius von 0.7084 ± 0.0095 Jupiterradien. Die äquatorialen Koordinaten sind: RA 13 57 33.684 und DE +43 29 37.35 [4]

4.3 Photometrische Auswertung

Zur photometrischen Analyse wurde die Open-Source Software Muniwin des Software-Pakets „C-Munipack“ benutzt, welche häufig in der Astronomie Verwendung findet. Dort wurden die Rohaufnahmen zunächst kalibriert mithilfe von in früheren Messungen aufgenommenen MasterDark und MasterFlat Bilder. Die anschließende photometrische Auswertung wird nun im Folgenden beschrieben.

4.3.1 Quick-Photometrie und Unsicherheit

Für eine anschließende Diskussion der Fehler, führen wir zunächst mit den Rohbildern (nicht kalibriert) eine Quick-Photometrie durch und prüfen, ob die vom Programm berechneten Unsicherheiten mit denen in Abschnitt 2.3.2 theoretisch hergeleiteten Formel für die Unsicherheit übereinstimmen.

Um den Fehler des Himmelshintergrund zu minimieren, verwenden wir die oben beschriebene Aperturphotometrie. Anhand der Abbildung 5.3 kann man den Aperturradius, die Räden der Ringe, die Pixelanzahl und die ADUs ablesen. Anhand dieser Daten lässt sich das Gesamtsignal nach Gleichung 2.4 und die Unsicherheit nach Gleichung 2.6 bestimmen. Da wir die Ringe so legen, dass keine anderen Sterne eingeschlossen werden, betrachten wir nur das Schrot- und Ausleserauschen.

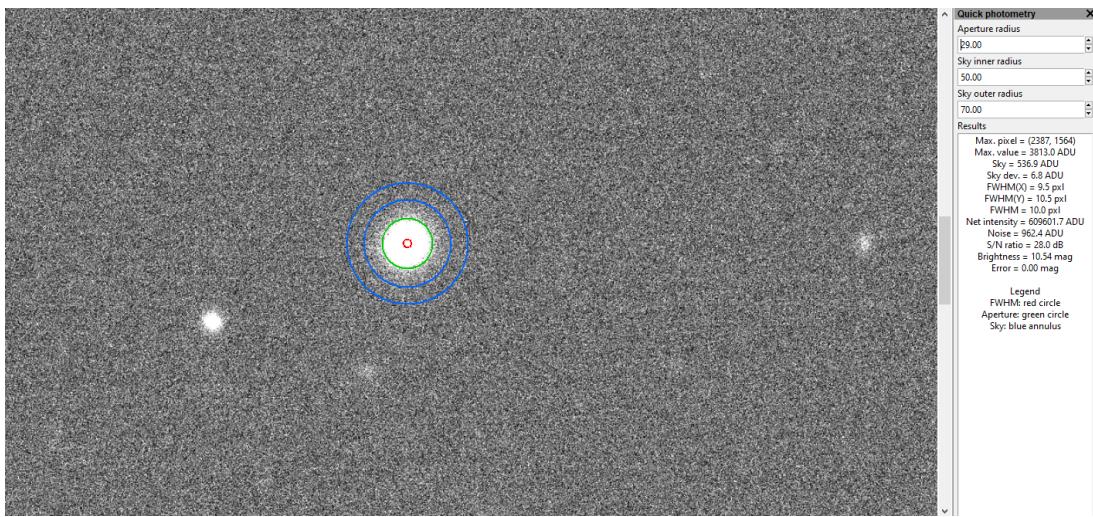


Abbildung 4.4: Apertur Exoplanet und Fehler

Die Unsicherheit des Gesamtsignals lässt sich anhand der Gleichung 2.6 berechnen. Mit dem Aperturradius $R_A = 29\text{pxl}$, dem Innenradius $R_i = 50\text{pxl}$ und Außenradius $R_o = 70\text{pxl}$ lassen sich A_A , sowie A_R berechnen.

Außerdem kann anhand der Nettozählrate $\Sigma_N = 69501\text{ADU}$ und der Zählrate des Hintergrunds $\Sigma_R = 536,9\text{ADU}$ die Gesamtzählrate Σ_A des Sterns und somit letztlich die Unsicherheit ermittelt werden. Es folgt:

$$\Delta\Sigma = \sqrt{(g \cdot 3,5e^-)^2 \cdot A_A \cdot (1 + A_A/A_R) + g \cdot \left(\Sigma_A + \frac{A_A^2}{A_R} \Sigma_R\right)} = 911,62\text{ADU} \quad (4.4)$$

wobei $A_A = \pi R_A^2 \text{pxl} = 2642,08\text{pxl}$ und $A_R = \pi \cdot (R_o^2 - R_i^2) \text{pxl} = 7539,82\text{pxl}$
sowie $\Sigma_A = 610137,9\text{ADU}$ und $\Sigma_R = 536,9\text{ADU}$

Dieses Ergebnis entspricht der vom Programm berechneten Unsicherheit zu einer Genauigkeit von 5%. Dies ist wahrscheinlich dem geschuldet, dass das Programm eine andere Rechnung verwendet, sowie keine Informationen über den Gain-Faktor g besitzt. Im Rahmen unseres Experiments stellt dies dennoch eine in Kaufnehmbare Abweichung dar.

4.3.2 Vergleichs- und Checksterne

Da wir differenzielle Photometrie betreiben benötigen wir zur Berechnung des relativen Strahlungsflusses Vergleichs- und Checksterne. Muniwin detektiert dabei alle Sterne auf den Aufnahmen, die mindestens einen „Minimum brightness – Detection threshold“ von 5 aufweisen. So wurden in jedem Bild circa 30 bis 40 Sterne identifiziert. Mithilfe des Web-Tools SIMBAD konnte durch Vergleich der Sternpositionen der Beobachtungsstern HAT-P-12b identifiziert werden. Die Vergleichs und Checksterne wurden so gewählt, dass diese sich einerseits relativ mittig im Bild befinden und andererseits eine konstante Lichtkurve aufweise, also selbst keine Veränderlichen sind.

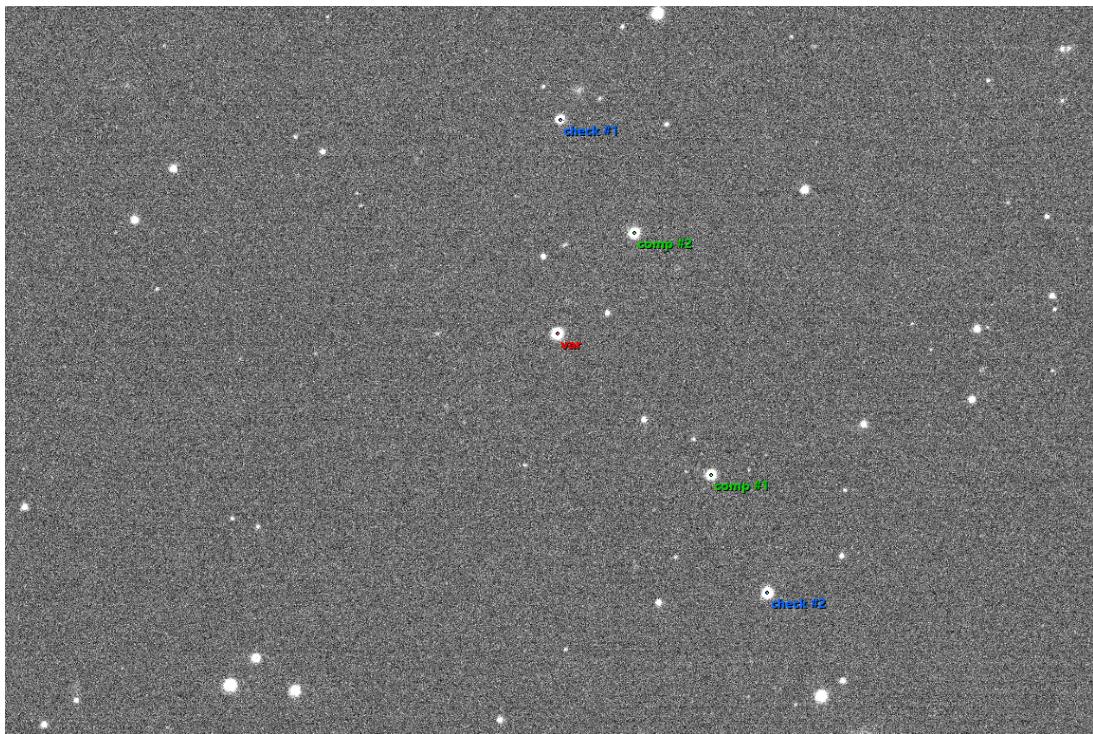


Abbildung 4.5: HAT-P-12, sowie Vergleichs- und Checksterne in einer Aufnahme

4.3.3 Modellierung der Lichtkurve

Zur Modellierung der Lichtkurve soll vereinfacht ein Trapezfit Verwendung finden, der an unsere Daten angepasst wurde. Mithilfe des Python Modules Scipy wurde dann die Parameter des Fits optimiert anhand unserer Daten. Mithilfe der Fit-Parameter können nun die physikalischen Parameter des Transits berechnet werden. Abbildung 4.6 zeigt die gefittete Lichtkurve, wobei das Verhältnis der Strahlungsflüsse S_V/S_C auf der y-Achse gegenüber der Zeit in julianischen Datum auf der x-Achse aufgetragen ist.

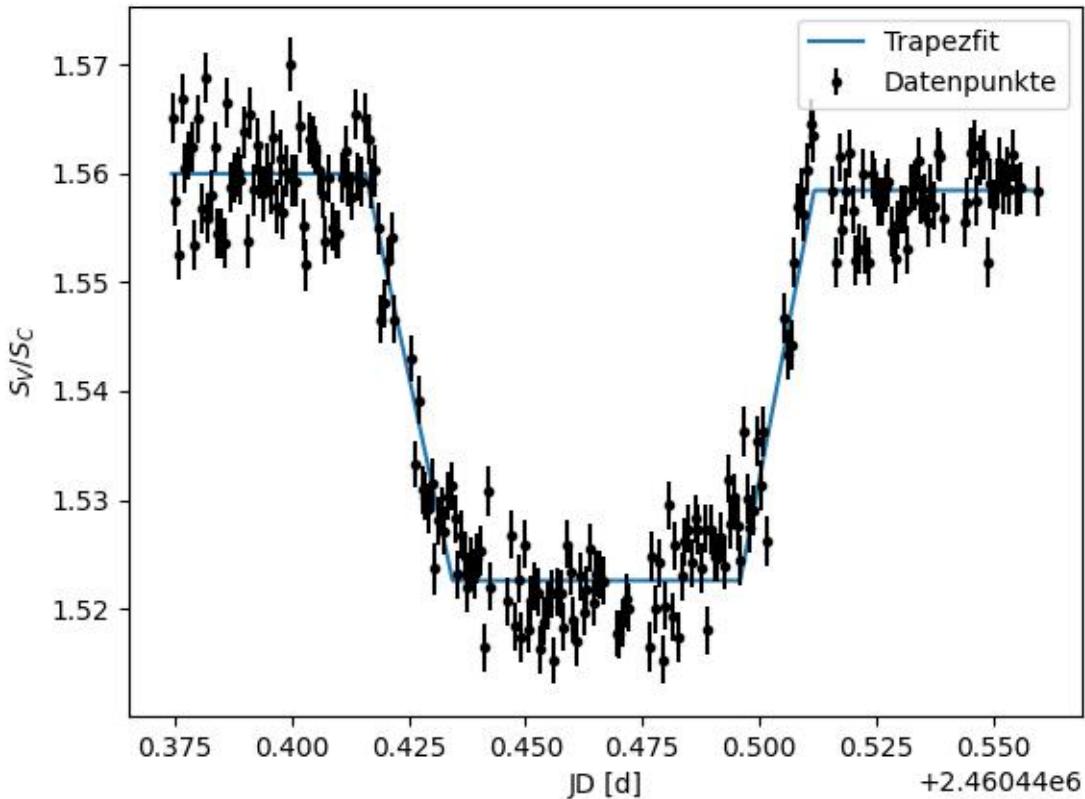


Abbildung 4.6: Lichtkurve des Transits des Exoplaneten HAT-P-12b am 09.05.2024. Aufgetragen ist der relative Strahlungsfluss S_V/S_C der Sonne HAT-P-12 und der Vergleichssternen über der Zeit im julianischen Datum.

Man findet anhand der Modellierungsdaten folgende Parameter des Transits:

- **Transittiefe**

Für die Transittiefe verwenden wir die konstanten Abschnitte des Transits und erhalten:

$$\Delta F = 2,5 \cdot \left(\log \left(\left(\frac{S_V}{S_C} \right)_1 \right) - \log \left(\left(\frac{S_V}{S_C} \right)_2 \right) \right) = 0,0258(5)\text{mag} \quad (4.5)$$

In dem Paper von Hartmann et. al. [1] aus dem Jahr 2009 über die Entdeckung von HAT-P-12b wird eine Transittiefe von 2,5% angegeben, was umgerechnet 0,027mag entspricht. Die Abweichung von

unserem Wert beträgt damit unter 5%. Außerdem ist anzumerken, dass wir ein vereinfachtes Modell ohne Randverdunklung zum Kurvenfit verwendet haben, die Daten aber sehr wohl eine Randverdunklung nahelegen, siehe Abbildung 4.6.

- **Transitdauer**

Die Transitdauer ergibt sich aus der Zeitspanne des Einbruchs im Lichtkurvendiagramm. Unsere Daten ergeben:

$$t_T = 138(4)\text{min} \quad (4.6)$$

In der „Exoplanet Transit Database“[4] der Czech Astronomical Society ist für den Planeten HAT-P-12b eine Transitdauer von 140min gelistet, was also im Rahmen der Unsicherheit unserem analysierten Wert entspricht.

- **Totalitätsdauer**

Auch interessant für den Transit ist die Zeitspanne, in der die Verdunklung durch den Planeten maximal und näherungsweise konstant ist. Diese war in unserem Modell gegeben durch:

$$t_t = 89(4)\text{min} \quad (4.7)$$

- **Transitmitte**

Die Transitmitte ergibt sich zu:

$$\bar{t} = 2460440,4559(13)\text{JD} \quad (4.8)$$

In der „Exoplanet Transit Database“[4] der Czech Astronomical Society ist für den Planeten HAT-P-12b die Transitmitte für die geographischen Koordinaten des Teleskops mit $\bar{t}_{\text{lit}} = 2460440,466\text{JD}$ angegeben, was einer Differenz von 12 Minuten entspricht. Dies ist wahrscheinlich auf die Auswertung zurückzuführen, da der Einfachheit halber angenommen wurde, dass die Transitmitte in der Mitte der Totalitätsdauer stattfand.

- **Verhältnis der Radien**

Letztlich einfach aus den bereits ausgewerteten Daten lässt sich noch das Verhältnis der Radien des Planeten R_P zur Sonne R_S berechnen. Es gilt:

$$\frac{R_P}{R_S} = \sqrt{1 - \left(\frac{(S_V/S_C)_1}{(S_V/S_C)_2} \right)} = 0,1533(16) \quad (4.9)$$

In Hartman et. al. [1] ist ein Verhältnis von $R_P/R_S = 0,1406(13)$ gelistet, was zwar nicht innerhalb der Unsicherheit mit unseren Daten kompatibel ist (Abweichung 6%), aber unter der Tatsache, dass wie ein vereinfachtes Modell ohne Randverdunklung gewählt haben, doch eine gute Näherung.

4.3.4 Andere Variablen

Das Programm Muniwin hat zusätzlich das Feature, automatisiert nach weiteren Variablen in den Bildern zu suchen. Allerdings hat sich die Suche bei unseren Daten als nicht erfolgreich herausgestellt. Alle weiteren Sterne wiesen geringere Helligkeitsvariationen auf, weshalb darauf zu schließen ist, dass höchstwahrscheinlich keine weiteren Variablen in unseren Daten zu finden sind.

5 Veränderlicher Stern

5.0.1 Objektauswahl

Wir haben den veränderlichen Stern ZTF J165048.86+152044.3 der Herakles Konstellation in der Nacht vom 30.06.2024 zwischen ? und 3 Uhr untersucht. Dieser hat die astronomischen Koordinaten $33.937 + 33.492$. Die Aufnahmen wurden mit einer Belichtungszeit von 120s und einem Luminanz-Filter aufgenommen.

5.0.2 Apertur-Photometrie

Analog zu dem Exoplaneten führen wir auch hier wieder eine Diskussion der Fehler mit den kalibrierten Rohbildern durch.

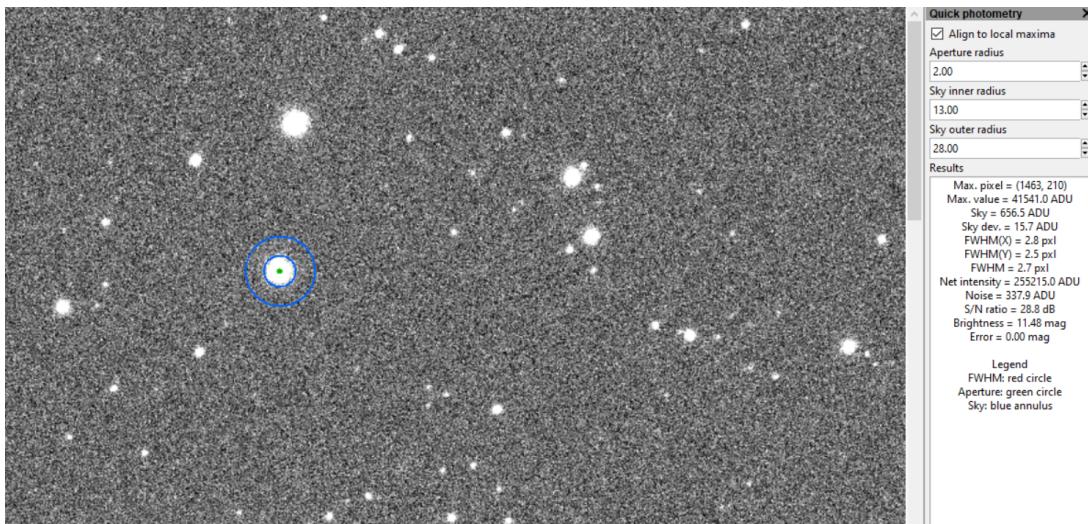


Abbildung 5.1: Apertur veränderlicher Stern und Fehler

Die Unsicherheit des Gesamtsignals lässt sich wieder anhand der Gleichung 2.6 berechnen. Mit dem Aperturradius $R_A = 2\text{pxl}$, dem Innenradius $R_i = 13\text{pxl}$ und Außenradius $R_o = 28\text{pxl}$ lassen sich A_A und A_R berechnen. Außerdem kann anhand der Nettozählrate $\Sigma_N = 255215\text{ADU}$ und der Zählrate des Hintergrunds $\Sigma_R = 656.5\text{ADU}$ die Gesamtzählrate Σ_A des Sterns und somit die Unsicherheit ermittelt werden. Es folgt:

$$\Delta\Sigma = \sqrt{(g \cdot 3,5e^-)^2 \cdot A_A \cdot (1 + A_A/A_R) + g \cdot \left(\Sigma_A + \frac{A_A^2}{A_R} \Sigma_R \right)} = ?\text{ADU} \quad (5.1)$$

wobei $A_A = \pi R_A^2 \text{pxl} = 12,566 \text{pxl}$ und $A_R = \pi \cdot (R_o^2 - R_i^2) \text{pxl} = 1932,08 \text{pxl}$
 sowie $\Sigma_A = ?\text{ADU}$ und $\Sigma_R = 656.5 \text{ADU}$

Dieses Ergebnis entspricht der vom Programm berechneten Unsicherheit zu einer Genauigkeit von ?%.

5.0.3 Vergleichs- und Check-Sterne

Die Vergleichssterne für die photometrische Auswertung werden nach dem in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Verfahren ausgewählt.

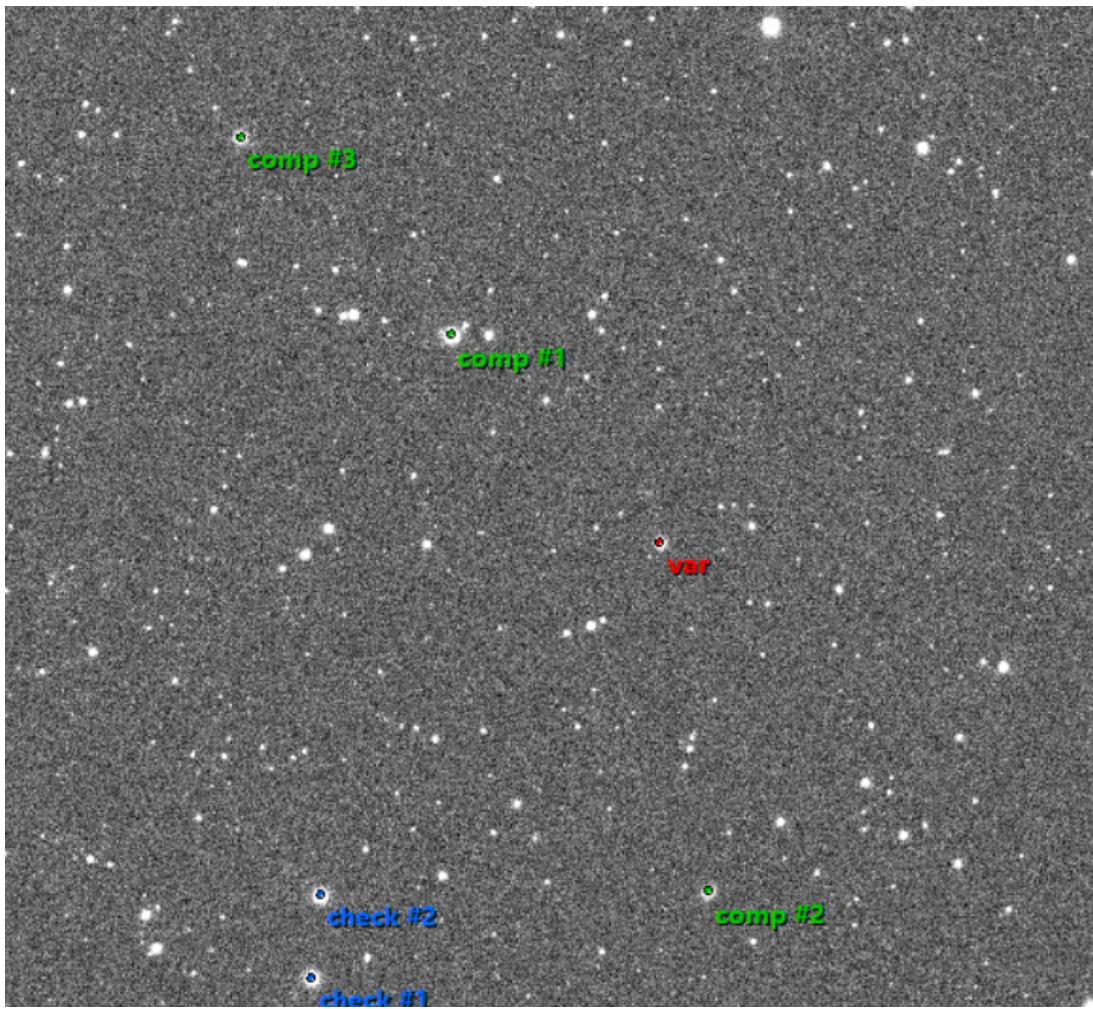


Abbildung 5.2: Vergleichs- und Checksterne

5.0.4 Rohdaten der Lichtkurve

Nun wurde eine Lichtkurve anhand der Vergleichssterne und der Variablen geplottet.

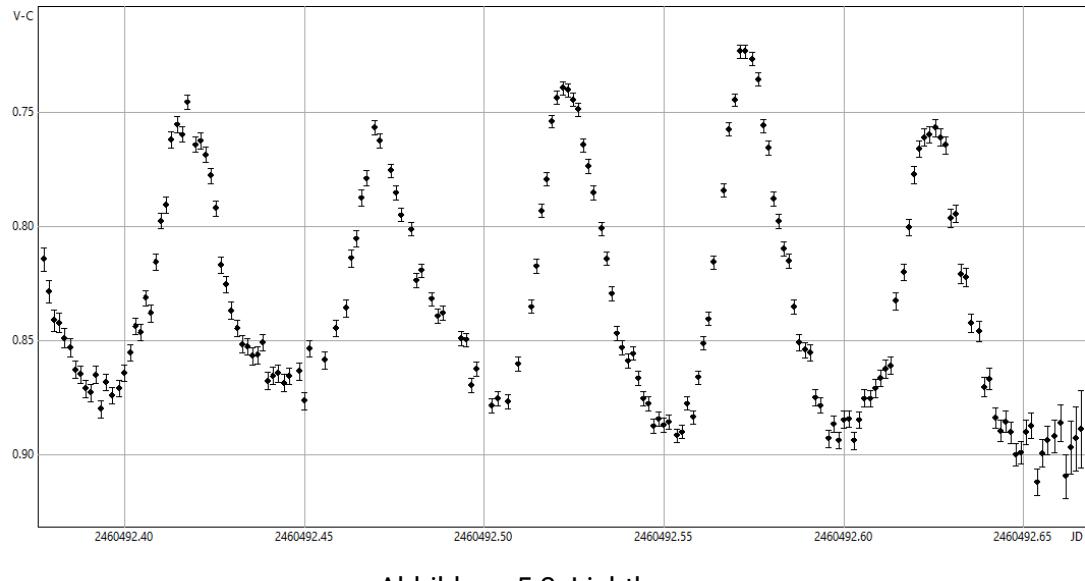


Abbildung 5.3: Lichtkurve

5.0.5 Modellierung der Lichtkurve

6 Fazit

Literatur

- [1] Hartman et. al. „HAT-P-12b: A low-density sub-saturn mass planet transiting a metal-poor K dwarf“. In: 706.1 (2009), S. 785.
- [2] NASA. *In Depth: Exoplanets*. Aufgerufen: 09.06.2024. 2024. URL: <https://science.nasa.gov/exoplanets/facts/>.
- [3] M. A. C. Perryman. *The Exoplanet Handbook*. Cambridge University Press, 2011.
- [4] Czech Astronomical Society. *Exoplanet Transit Database*. Aufgerufen: 27.06.2024. 2024. URL: <http://var2.astro.cz/ETD/etd.php?STARNAME=HAT-P-12&PLANET=b>.
- [5] Wikipedia. *Randverdunkelung*. Aufgerufen: 18.06.2024. 2023. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Randverdunkelung#>.