

Université de Montréal

Revisiter les paramètres physiques de la naine brune
LHS 6343 C grâce à des observations d'éclipses
secondaires HST/WFC3

par

William Frost

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en Astrophysique

March 25, 2024

Université de Montréal

Faculté des arts et des sciences

Ce mémoire intitulé

Revisiter les paramètres physiques de la naine brune LHS 6343 C grâce à des observations d'éclipses secondaires HST/WFC3

présenté par

William Frost

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Pierre Bergeron

(président-rapporteur)

René Doyon

(directeur de recherche)

Laurence Perreault-Levasseur

(membre du jury)

Résumé

Les naines brunes sont définies comme des objets généralement plus massifs que les planètes géantes, mais qui demeurent moins massifs que les plus petites étoiles. Étant incapables de fusionner de l'hydrogène en hélium comme les étoiles de la séquence principale en raison de leur faible masse, les naines brunes rayonnent seulement leur chaleur initiale de formation et se refroidissent continuellement au fil du temps. Cette perpétuelle diminution en luminosité introduit une dégénérescence entre leurs propriétés physiques, car il devient impossible de distinguer par sa seule luminosité une jeune naine brune massive de celle d'une vieille naine brune moins massive. Une modélisation atmosphérique et évolutive devient donc nécessaire pour contraindre les propriétés physiques (masse, rayon, âge, température effective, métallicité) des naines brunes sans compagnons, où seulement la luminosité peut être mesurée directement. Le flux émergeant de ces modèles semble bien reproduire ceux des naines brunes observées jusqu'à présent. Cependant, les paramètres physiques qu'ils prédisent demeurent sans calibration empirique, car il n'existe pas suffisamment de mesures indépendantes de ces paramètres venant de naines brunes observées qui permettrait de vérifier les prédictions des modèles. L'étude de naines brunes binaires éclipsant une étoile ouvre la possibilité de prendre des mesures directes de ses caractéristiques physiques via des analyses de vitesses radiales, de transits et d'éclipses secondaires, le tout de manière indépendante des modèles.

Ce mémoire porte sur l'étude d'une naine brune binaire éclipsante découverte en 2011 via photométrie de transit par le télescope Kepler: LHS 6343 C. Des observations de transit (Kepler) en plus d'observations de vitesses radiales (Keck/HIRES) et d'éclipses secondaires (Kepler, HST, Spitzer) permettent la mesure directe de tous ses paramètres physiques importants sauf l'âge. Ce mémoire apporte une première analyse des données d'éclipse secondaire HST pour obtenir un spectre d'émission de la naine brune dans la bande passante WFC3-G141 (1.1 à 1.7 μm), permettant d'identifier un type spectrale de T1.5. De plus, ce mémoire met à jour la masse et le rayon de LHS 6343 C en utilisant une distance Gaia DR3 et des relations stellaires empiriques. Ce nouvel ensemble de paramètres est ensuite comparé à ceux prédits par des modèles atmosphériques, où l'on trouve que ceux en déséquilibre chimique reproduisent mieux les données comparés à ceux en équilibre chimique. Finalement, des modèles d'évolution sont utilisés pour déterminer l'âge de la naine brune.

Mots clés: naines brunes, spectroscopie d'éclipse secondaire, télescope spatial Hubble, modélisation substellaire

Abstract

Brown dwarfs are defined as substellar objects that are generally more massive than giant planets, but which remain less massive than the smallest stars. Being unable to fuse hydrogen into helium like main-sequence stars due to their low mass, brown dwarfs do not have access to a long-term energy source. They therefore radiate only their initial heat of formation and cool continuously over time. This perpetual decrease in luminosity introduces a degeneracy between their physical properties, making it impossible to distinguish a young massive brown dwarf from an older less massive one based on their luminosity and spectra alone. Therefore, atmospheric and evolutionary modelling becomes necessary to obtain other properties (e.g. mass, radius, age, effective temperature) of field brown dwarfs, since only their luminosity can be measured directly.

Fortunately, the luminosities and spectra of the best models reproduce observations well. However, the physical parameters they predict (i.e. mass, radius, effective temperature, metallicity) lack an empirical calibration; i.e. there are not enough independent measurements of these parameters to meaningfully confirm the predictive power of models. One of the scenarios allowing the direct measurement of several physical characteristics is provided by brown dwarf eclipsing binaries (BDEB), i.e. a brown dwarf orbiting a star. With radial velocity, transit, and secondary eclipse analyses, all but the age of a BDEB can be determined independently of models.

This thesis pertains to the study of a minimally irradiated BDEB, LHS 6343 C, discovered in 2011 via transit photometry by the Kepler telescope. Since its discovery, a greater amount of transit (Kepler) observations in addition to radial velocity (Keck/HIRES) and secondary eclipse (Kepler, HST, Spitzer) observations allow for everything but an age measurement to be obtained. This thesis provides a first analysis of the HST secondary eclipse data to obtain a brown dwarf emission spectrum in the WFC3-G141 filter (1.1 to 1.7 μm), identifying it as a T1.5 dwarf. In addition, this thesis updates the physical parameters of previous studies using a Gaia DR3 distance and empirical stellar relations. This new set of parameters is then compared to those predicted by atmospheric models, where those in chemical nonequilibrium reproduce the observed flux better than chemical equilibrium or cloud models. Finally, evolutionary models are used to determine the age of the brown dwarf.

Keywords: brown dwarfs, secondary eclipse spectroscopy, Hubble Space Telescope, substellar modelling

Table des matières

Résumé	5
Abstract	7
Liste des tableaux	13
Liste des figures	15
Liste des sigles et des abréviations	19
Remerciements	21
Chapitre 1. Introduction	23
1.1. Naines brunes	23
1.1.1. Propriétés physiques et observationnelles	23
1.1.1.1. Masses	23
1.1.1.2. Rayons	24
1.1.1.3. Luminosité	24
1.1.1.4. Types spectraux	24
1.1.1.5. Caractéristiques spectrales	25
1.1.1.6. Statistiques de population	25
1.1.1.7. La transition L/T	27
1.1.2. Modèles de formation	28
1.1.2.1. Fragmentation turbulente d'un nuage pré-stellaire	30
1.1.2.2. Fragmentation d'un disque proto-stellaire	30
1.2. Modèles d'atmosphère et d'évolution des naines brunes	34
1.2.1. Modélisation de la transition L/T	35
1.2.2. Calibration insuffisante des modèles	36
1.3. Calibration empirique des paramètres physiques de BDs	37
1.3.1. Mesure directe de la distance	37
1.3.2. Associations stellaires: mesure de l'âge	38

1.3.3.	Naines brunes binaires: mesure de la masse.....	39
1.3.4.	Naines brunes binaires éclipsantes.....	40
1.4.	L'objectif de ce mémoire	42
Chapitre 2. Article:		
	Revisiting Physical Parameters of the Benchmark Brown Dwarf LHS 6343 C Through HST/WFC3 Secondary Eclipse Observations	45
2.1.	Abstract.....	46
2.2.	Introduction	46
2.3.	Observations and Data Reduction.....	49
2.3.1.	HST-WFC3 Secondary Eclipse Observation.....	49
2.3.2.	HST-WFC3 Data Reduction	49
2.4.	HST/WFC3 Light Curve Analysis	50
2.4.1.	Eclipse White-Light Curve Fitting	50
2.4.1.1.	Instrument Systematics Model	51
2.4.1.2.	Eclipse Model	51
2.4.1.3.	MCMC Likelihood Model.....	51
2.4.2.	Secondary Eclipse Spectroscopy	52
2.4.3.	LHS 6343 C Emission Spectrum.....	52
2.5.	Brown Dwarf Modelling.....	55
2.5.1.	Updated Stellar Parameters for LHS 6343	55
2.5.2.	Spectral Classification	56
2.5.3.	Color-Magnitude Diagram	57
2.5.4.	Brown Dwarf Model Selection	60
2.5.5.	Fitting Methodology	61
2.5.6.	Constrained Atmospheric Model Fits.....	62
2.5.7.	Unconstrained Atmospheric Model Fits	65
2.5.8.	Luminosity and Effective Temperature of LHS 6343 C.....	66
2.5.9.	The Age of LHS 6343 C	67
2.6.	Discussion.....	71
2.6.1.	Unconstrained Model Fits and Implications for Field L/T Dwarfs	71
2.6.2.	Possible Unaccounted-For Errors in Gaia DR3 Astrometry	72

2.6.3. Cloudless Models and the L/T Transition	73
2.6.4. Host Star Effects on LHS 6343 C	74
2.7. Conclusions	75
Appendix A. Additional Figures	79
Conclusion	83
Références bibliographiques	85

Liste des tableaux

2.1	Kepler and Spitzer relative fluxes are taken directly from Montet et al. (2015, 2016) . The Kepler absolute flux is calculated using the K_P apparent flux of LHS 6343 reported by Johnson et al. (2011) , the K_P B-A relative magnitude (empirical prior) and transit depth reported by Montet et al. (2015) . The Spitzer absolute fluxes are calculated by converting the absolute magnitudes for the BD reported by Montet et al. (2016) to apparent fluxes using Montet’s distance measure.....	54
2.2	To obtain our mass and radius values, this work used as inputs a Gaia DR3 distance, the LHS 6343 A & B 2MASS K_S apparent magnitudes reported in Table 1 of Johnson et al. (2011) , the orbital parameters (period, inclination, eccentricity, radius ratio and radial velocity semi-amplitude) reported in Table 2 of M15 as well as the stellar empirical relations of Mann et al. (2015) and Mann et al. (2019) ...	57
2.3	a) Gaia DR3. b) Table 1 of Johnson et al. (2011) . c) Table 2 of Montet et al. (2015) . The importance of each contributor to the total (i.e. reported) 1σ confidence for the mass and/or radius is obtained by performing a Monte Carlo uncertainty estimation where only the standard deviation of that contributor is propagated. The resulting single-contributor 1σ error is then compared (as a percentage) to the one resulting from the Monte Carlo estimation where the errors of all contributors were propagated.	58
2.4	Conversions obtained using the empirical relations found within the SPLAT python package developed by Burgasser & the SPLAT Development Team (2017)	58
2.5	69
2.6	A) From Johnson et al. (2011) ’s discovery paper, Table 1. B) From Montet et al. (2015) Tables 2, 3. C) Mann et al. (2019) ’s Mass-Luminosity Relation. D) Mann et al. (2015) ’s Radius-Luminosity, Radius-Temperature relations. E) Gaia DR3. F) From Looper et al. (2007) , assuming 2MASS J11061191+2754215 as an analog to LHS 6343 C. G) Spectral typing using the SPLAT python package. H) Semi-empirical measure using the ATMO-2020 NEQ-strong atmospheric model grid. I)	

Model-dependant measure using the ATMO-2020 NEQ-strong evolutionary model
grid. 70

Liste des figures

- 1.1 Distribution spectrale d'énergie dans le proche-infrarouge pour différents types spectraux (M-L-T). Chaque courbe représente un standard spectral obtenu avec l'outil SPLAT de [Burgasser & the SPLAT Development Team \(2017\)](#). Les spectres sont normalisés à un maximum de 1, puis juxtaposés aux fins de comparaison. Les molécules responsables des bandes d'absorption sont spécifiées au sommet de la figure..... 26
- 1.2 La fonction de masse initiale des sources connues de masse inférieure ou égale à $8 M_{\odot}$ à moins de $20 pc$. Figure tirée de [Kirkpatrick et al. \(2023\)](#). Les points noirs avec barres d'erreurs représentent l'occurrence d'un intervalle de masse (spécifié pour chaque sous-figure à l'axe vertical). L'ajustement du modèle avec 4 lois de puissance discontinues est montré en orange. Les modèles de [Kroupa et al. \(2013\)](#) (bleu) et [Chabrier \(2003\)](#) (vert) sont montrés en lignes pointillés. Chaque sous-figure montre un aperçu d'un intervalle de masse différent: (a) $1.5 < M < 8.0 M_{\odot}$, (b) $0.4 < M < 1.5 M_{\odot}$, (c) $0.0 < M < 0.4 M_{\odot}$ 27
- 1.3 Incidence de la variabilité photométrique des BDs. Ici, le type spectral est mis en relation avec la couleur $J - K_S$. Les points rose et mauve représentent les BDs étudiées par les auteurs, tandis que les points gris sont des BDs cataloguées via d'autres études de BDs avec $J < 16.5$. Le diamètre de chaque point mauve est proportionnel à l'amplitude de la variabilité mesurée (allant de 0.9-9% du signal). L'ellipse pointillée désigne les BDs membres de la transition L/T. Figure tirée de [Radigan et al. \(2014\)](#)..... 28
- 1.4 Cette figure montre les résultats d'une simulation hydrodynamique réalisée par [Stamatellos et al. \(2007\)](#), qui montre l'évolution d'un disque de $0.5 M_{\odot}$ autour d'une étoile de $0.7 M_{\odot}$. La couleur indique la densité sur une échelle logarithmique. Les images commencent à 1000 ans de la création du disque et se poursuivent jusqu'à 5000 ans par tranches de 500 ans. Le disque devient instable et peut se refroidir efficacement de manière à produire 11 objets: d'autres étoiles de faible

	masse, des BDs et des masses planétaires. Elles se forment à des rayons de 100 à 300 AU, mais 9/11 des objets finissent par être éjectés pour cette simulation.....	33
1.5	La luminosité en fonction du temps pour des masses stellaires (bleu), planétaires (rouge) et de BDs (vert). Les points bruns et roses représentent les moments où 50% et 100% du deutérium de l'objet vient d'être fusionné. Les courbes stellaires atteignent effectivement un état de luminosité constante lorsque la fusion d'hydrogène est enclenchée. Ce comportement n'est pas observé pour les courbes des masses inférieures, qui se refroidissent perpétuellement une fois que leur deutérium est épuisé. Figure tirée de Burrows et al. (2001)	35
1.6	Configuration orbitale d'une étoile et d'une planète/BD qui engendre des signaux de transit et d'éclipse secondaire. La ligne noire pleine représente le flux observé du système, alors que les ellipses pointillées représentent le flux constant soit de l'étoile ou bien celui de l'étoile et de la planète/BD combiné. Suite à la baisse de lumière engendrée par le transit, le flux observé du système augmente graduellement, car le côté plus brillant du jour de la planète/BD devient progressivement visible. Cela se poursuit jusqu'à ce que la planète/BD se retrouve derrière l'étoile lors d'une éclipse secondaire, après quoi le comportement inverse se produit jusqu'au transit. Les cercles pointillés représentent les 4 points de contact du transit ; ceux en pointillés plus petits représentent une orbite avec une inclinaison différente et donc avec des points de contact différents. La durée totale du transit est dénotée t_T et se passe entre le point de contact 1 et 4. t_F se déroule entre les points 2 et 3. Figure tirée de Winn (2008) , modifiée par Perryman (2018) .	41
2.1	White-light curve fit from the analysis of the HST/WFC3 time series of the LHS 6343C secondary eclipse. The top plot shows the photoelectron flux as observed by WFC3 in blue. The inferred 1σ error bars are smaller than the size of the symbols. The red line is the median best-fitting model while the shaded regions represent the 1σ and 2σ confidence intervals. The middle plot shows the normalized, systematics-corrected flux with the same approach as the top plot. The bottom plot shows the residuals of the data compared to the best-fitting model with the green dashed lines defining the inferred 1σ envelope.	53
2.2	HST/WFC3 secondary eclipse emission spectrum of LHS 6343C (black) and its spectral typing using spectral standards (bottom) and templates (top) found in the SPLAT python package. The best-matching standards/templates for types T0 to T5 are tested with their associated reduced χ^2 . The transmission profiles	

	corresponding to the 2MASS J and H bands are shown in grey, each scaled such that their peaks correspond to the maximum vertical extent of the figure.	59
2.3	Position of LHS 6343 C in the J vs. $J - H$ Color-Magnitude Diagram. This brown dwarf lies in the L/T transition and, for its spectral type of $T1.5 \pm 1$, is slightly less luminous and redder than other brown dwarfs of its category (T0-T4). BDs with known spectral types and small uncertainties ($\Delta(J - H) \leq 0.15$, $\Delta J \leq 0.15$) from a compilation by J. Gagné ^a are plotted in this figure.	60
2.4	Atmospheric models fit to the full SED of LHS 6343 C (black) with the surface gravity $g = GM/R^2$ and scale $(R/d)^2$ constrained to measured values. The second column represents the HST/WFC3 spectrum, while the first, third and fourth columns represent the Kepler and Spitzer/IRAC 1-2 photometry. The orange line represents the Sonora-Bobcat best-fitting median model, the brown one represents the BT-Settl CIFIST11 models, while the red, blue and green ones represent those for the ATMO-2020 CEQ, NEQ-weak and NEQ-strong equilibrium models respectively. Each median line is bounded by its 1σ confidence interval in the first row, while the residuals in subsequent rows also show the 2σ confidence. Data residuals are shown as a percentage difference relative to models. The model spectra are shown convolved to the resolution of HST/WFC3 across all bandpasses for clarity, even if this convolution is not applied to the photometry prior to binning. The photometric columns are also accompanied by the binned model spectra for each bandpass to facilitate visual comparison with the observed data. Horizontal error bars in the photometric columns represent the wavelength coverage of each data point.	63
2.5	Atmospheric models fit to the full SED of LHS 6343 C with the scale $(R/d)^2$ left as a free parameter. Refer to the caption of Fig. 2.4 for details on the plot layout.	67
2.6	Atmospheric models fit only to the HST/WFC3 spectrum of LHS 6343 C with the scale $(R/d)^2$ left as a free parameter. Grayed-out columns are used to indicate that the Kepler and Spitzer photometry were not included in the fit. As such, we can still observe what the models predict in those bandpasses. Refer to the caption of Fig. 2.4 for further details on the plot layout.	68

A.1	The HST/WFC3 relative spectroscopic light curves of the observed LHS 6343 C eclipse, corrected for instrument systematics. For each curve, we show the median best-fit model as a full line and the 1σ and 2σ confidence intervals in shades of the same colour.	80
A.2	The MCMC chain realizations for each of the 14 parameters fit to the raw white-light curve of the LHS 6343 C HST secondary eclipse (Section 2.4.1 and Figure 2.1). Vertical dashed lines for each histogram represent the median and 3σ confidence intervals. From left to right, the parameters are 1) "planetary" flux ratio f_p , 2) secondary transit time, 3) normalization constant N , 4) scan offset term s , 5) HST/WFC3 visit slope term, 6) & 7) HST/WFC3 exponential rate and offset, 8) photometric scatter σ_{obs} , 9-14) "planet" radius, orbital period, semi-major axis, impact parameter, eccentricity and argument of periastron ω . Parameters 9-14 were given normally distributed priors taken from Montet et al. (2015) , while the rest were uninformed by priors.	81

Liste des sigles et des abréviations

BD	Naine Brune, de l'anglais <i>Brown Dwarf</i>
BDEB	Naine Brune Binaire Éclipsante, de l'anglais <i>Brown Dwarf Eclipsing Binary</i>
HST	Télescope Spatial Hubble, de l'anglais <i>Hubble Space Telescope</i>
MCMC	Monte Carlo par chaînes de Markov, de l'anglais <i>Markov Chain Monte Carlo</i>
RV	Vitesse radiale, de l'anglais <i>Radial Velocity</i>
SED	Distribution Spectrale d'Énergie, de l'anglais <i>Spectral Energy Distribution</i>
SNR	Ratio signal sur bruit, de l'anglais <i>Signal to Noise Ratio</i>
WFC3	Caméra de Champ Large #3, de l'anglais <i>Wide Field Camera 3</i>
AU	Unité astronomique ($\approx 1.496 \times 10^{11}$ m)
f	Ratio du flux entre une planète ou BD et une (ou des) étoile(s)
G	Constante gravitationnelle ($\approx 6.674 \times 10^{-11}$ m ³ g ⁻¹ s ⁻²)
K	Degré Kelvin
K_{RV}	Semi-amplitude de la variation en vitesse radiale
λ	Longueur d'onde de la lumière
L_{bol}	Luminosité bolométrique
L_{\odot}	Luminosité bolométrique du Soleil (3.828×10^{33} erg/s)
M_{\star}	Masse d'une étoile
M_p, M_{BD}	Masse d'une planète ou BD
M_{\odot}	Masse du Soleil ($\approx 1.989 \times 10^{30}$ kg)

M_{Jup}	Masse de Jupiter ($\approx 1.898 \times 10^{27}$ kg)
M_{\oplus}	Masse de la Terre ($\approx 5.972 \times 10^{24}$ kg)
N	Constante de normalisation d'une courbe de lumière
pc	Parsec ($1 pc = 3.086 \times 10^{16}$ m)
ppm	Partie par million ($1 ppm = 1 \times 10^{-6}$)
ρ	Densité moyenne d'une sphère
R_{\star}	Rayon de l'étoile
R_p	Rayon d'une planète ou BD
R_{\odot}	Rayon du Soleil ($\approx 6.957 \times 10^8$ m)
R_{Jup}	Rayon de Jupiter ($\approx 6.991 \times 10^7$ m)
R_{\oplus}	Rayon de la Terre ($\approx 6.371 \times 10^6$ m)
σ_{SB}	Constante de Stefan-Boltzmann ($\approx 5.670 \times 10^{-8}$ W m ⁻² K ⁻⁴)
T_{eff}	Température effective
T_{eq}	Température d'équilibre d'une planète ou BD autour d'une étoile
yr	année, de l'anglais <i>year</i>

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord mes superviseurs, René Doyon et Loïc Albert, pour leur support, leur patience et les interactions splendides que nous avons eu lors de mon parcours de maîtrise. Je suis très reconnaissant des savoirs appris lors de nos rencontres. Merci à Bjorn Benneke pour le partage de son pipeline d'analyse **ExoTEP** utilisé à la réduction des données HST du mémoire. Des mentions honorables se dirigent vers Antoine Darveau-Bernier, André Beaudoin, Charles Cadieux, Ronan Legin, Simon Delisle, Pierre-Alexis Roy, Caroline Piaulet, Kim Morel et Thomas Vandal d'avoir marqué mon temps à la maîtrise au sein de l'iREx et l'UdeM. Merci à Eric J. Allen, Étienne Bourgeois, Mathieu Germain, Adrian Liu et Nicolas Cowan d'avoir été des enseignants marquants lors de mon parcours collégial et universitaire. Finalement, un énorme merci à Mégan, Dave, Hélène, Marylie et le reste de ma famille pour leur support à travers mes études!

Chapitre 1

Introduction

Les études sur les étoiles, les planètes et les naines brunes sont intrinsèquement liées. Au premier ordre, ces trois classes d'objets composent la vaste majorité de la population de notre galaxie. De plus, elles représentent les résultats principaux engendrés par l'effondrement d'un nuage de gaz et de poussière au sein d'une nébuleuse. Par conséquent, elles ont la possibilité de partager des propriétés physiques ainsi que des caractéristiques de formation. En particulier, les naines brunes ont une masse intermédiaire entre les planètes les plus massives et les étoiles les moins massives. Elles constituent donc une pièce importante à la compréhension du casse-tête d'objets qui peuplent notre Galaxie.

1.1. Naines brunes

Une naine brune (BD, de l'anglais *brown dwarf*) est un objet sous-stellaire initialement prédit par Shiv S. Kumar ([Joergens, 2014](#)) dans le début des années 1960s. Il propose l'existence d'une masse minimale qu'une proto-étoile doit avoir pour initier des réactions nucléaires, et ainsi atteindre la séquence principale. Il prédit qu'après une phase à haute température en début de formation, les objets moins massifs que cette limite se refroidissent continuellement sans jamais atteindre cette séquence. Malgré le pouvoir prédictif de cette théorie, une BD a seulement été observée pour la première fois une trentaine d'années plus tard en 1995 par [López et al. \(1995\)](#). Ce grand délai entre la publication de la théorie et la première détection s'explique en partie par le manque de sensibilité des instruments de l'époque à détecter des corps célestes de faible luminosité dans l'infrarouge comme des BDs. Aujourd'hui, plus d'une dizaine de milliers de BDs ont été répertoriées à l'aide d'instrumentation moderne observant dans le proche-infrarouge ([Rosell et al., 2019](#)).

1.1.1. Propriétés physiques et observationnelles

1.1.1.1. **Masses.** Par définition, les BDs ont des masses inférieures aux étoiles. Leur masse maximale correspond à la masse minimale capable d'initier de la fusion d'hydrogène

en hélium dans leur noyau. Une étude récente de [Chabrier et al. \(2023\)](#) suggère que cette limite se situe autour de $78.5 M_{\text{Jup}}$ pour un objet de métallicité solaire. Cette limite est inversement corrélée avec la métallicité avec une faible dépendance qui change peu la valeur de la masse maximale.

La définition de la masse minimale d’une BD varie selon les critères utilisés. La limite de fusion du deutérium à $\sim 13 M_{\text{Jup}}$ est souvent utilisée pour la définir. Cette limite dépend de la métallicité, de même que l’abondance d’hélium et de deutérium initiale ([Spiegel et al., 2011](#)). La phase du brûlage du deutérium est de très courte durée ($\lesssim 30 Myr$) dans les BDs.

Certains préfèrent utiliser le processus de formation comme critère pour distinguer les BDs des planètes. Selon cette définition, une BD est un corps céleste qui doit se former comme une étoile via l’effondrement gravitationnelle d’un nuage moléculaire. La limite de fragmentation pour de tels nuages se situerait théoriquement autour de $3 M_{\text{Jup}}$ selon [Whitworth \(2018\)](#). La classification d’une masse $M < 13 M_{\text{Jup}}$ comme une planète ou une BD dépendrait donc de son scénario de formation, lesquels sont abordées aux sections **1.1.2.1** et **1.1.2.2**.

1.1.1.2. Rayons. Bien que leurs rayons initiaux peuvent varier de manière importante avec leur masse ($\sim [2, 7.75] R_{\text{Jup}}$ pour des masses de $\sim [5, 78.5] M_{\text{Jup}}$), le refroidissement des BDs fait en sorte que leurs rayons convergent tous vers une valeur autour de $1 R_{\text{Jup}}$ peu de temps après leur formation ($0.5\text{-}1 Gyr$) ([Phillips et al., 2020](#)). En réalité, les rayons des BDs montrent des écarts de 10% à 25% qui dépendent de certains facteurs comme la métallicité ou la présence de nuages dans leur atmosphère. Cette faible dépendance du rayon selon la masse a pour origine les différents phénomènes qui déterminent la densité centrale d’une BD. Pour les plus massives, leur densité est déterminée par la pression de dégénérescence des électrons dans leur noyau, alors que la pression de Coulomb entre particules domine pour les moins massives. Ces changements en densité suivent grossièrement les changements en masse, ce qui résulte en une distribution de rayons relativement constante pour les BDs.

1.1.1.3. Luminosité. Les BDs ont des luminosités bolométriques inférieures aux étoiles en plus d’avoir un pic d’émission dans le proche infrarouge ($\geq 1 \mu m$). De plus, puisqu’elles ne sont pas capables d’initier la fusion d’hydrogène dans leur noyau, les BDs ne peuvent pas maintenir une luminosité constante comme les étoiles de la séquence principale. L’impact de leur perpétuelle réduction en luminosité sur l’étude de ces objets est discuté à la section **1.2**.

1.1.1.4. Types spectraux. Étant des objets sous-stellaires, les spectres des BDs peuvent être classifiés comme une extension des types spectraux retrouvés chez les étoiles de la séquence principale (c.-à.-d. les types O, B, A, F, G, K, M). Ces classifications sont presque interchangeables avec la température de surface des sources. Pour les BDs, elles peuvent occuper les types M, L, T et Y, ce qui implique des températures effectives d’au plus $3000 K$ et qui peuvent aller aussi bas que $\sim 200 K$ selon des modèles atmosphériques ([Marley et al.,](#)

2021; Phillips et al., 2020). À ce jour, la cible WISE J0855–0714 détient le record de la plus basse température estimée pour une BD, soit environ 235–260 K (Luhman & Esplin, 2014).

Comme les BDs se refroidissent constamment, leurs propriétés observationnelles varient dans le temps. Par exemple, un objet de type M ayant une masse dans le régime des BDs est nécessairement très jeune, car seuls de jeunes objets sous-stellaires peuvent encore avoir des températures effectives comparables à une étoile de la séquence principale.

1.1.1.5. Caractéristiques spectrales. En raison de leur faible température comparée aux étoiles, les atmosphères des BDs favorisent la formation de poussière via la condensation de diverses molécules en phase gazeuse. Les effets de diffusion et d’absorption qui en découlent mènent à des spectres dominés par des régions d’opacité beaucoup plus importantes que pour les étoiles. Ceci est illustré qualitativement à la figure 1.1 qui montre les distributions spectrales d’énergie (SED, de l’anglais *spectral energy distribution*) pour différents types spectraux de BD. En particulier, pour les basses températures, les SEDs diffèrent significativement d’un corps noir en raison de leurs nombreuses bandes d’absorption moléculaire.

La progression des types M vers la fin des types T est principalement marquée par l’apparition graduelle des bandes d’absorption de H₂O (1.08-1.20, 1.33-1.55, 1.72-2.14 μm) et de CH₄ (1.10-1.24, 1.28-1.44, 1.60-1.76 μm). Il s’avère que la SED d’une BD de basse température présente beaucoup de similarités avec celle d’une planète géante de température comparable. L’étude de BDs avec de basses températures peut donc servir comme puissant analogue pour l’étude des atmosphères de certains types de planètes géantes gazeuses.

1.1.1.6. Statistiques de population. Un concept couramment utilisé pour quantifier le taux d’occurrence d’objets stellaires et sous-stellaires selon leur masse est la Fonction de Masse Initiale (IMF en anglais). Salpeter (1955) fut le premier à montrer qu’une loi de puissance décrit bien l’IMF pour des masses supérieures à celle du Soleil. Des cheminements notables dans la modélisation de l’IMF furent apportés par Kroupa (2001); Kroupa et al. (2013) et Chabrier (2003, 2005). Kroupa propose une loi de puissance discontinue ou le coefficient de puissance varie selon l’intervalle de masse considéré, alors que Chabrier propose une équation gaussienne-logarithmique pour des masses $m \lesssim 1 M_{\odot}$ et une loi de puissance continue aux masses supérieures. Généralement, les modèles d’IMF sont en accord avec les observations pour des masses supérieures à $\sim 0.6 M_{\odot}$ (voir Figure 1.2). Cependant, Kirkpatrick et al. (2023) montre qu’en deçà de cette limite, ces modèles tendent à surestimer l’occurrence de ces masses pour l’échantillon d’étoiles et de BDs trouvées à l’intérieur de 20 pc du Soleil. Ils observent un rapport du nombre d’étoiles relatif aux BDs du voisinage solaire d’environ 4:1, pouvant diminuer jusqu’à 3:1 en supposant que les BDs les moins massives (0.02 à 0.01 M_{\odot}) et les plus éloignés de la Terre existes, mais n’ont pu être détectées.

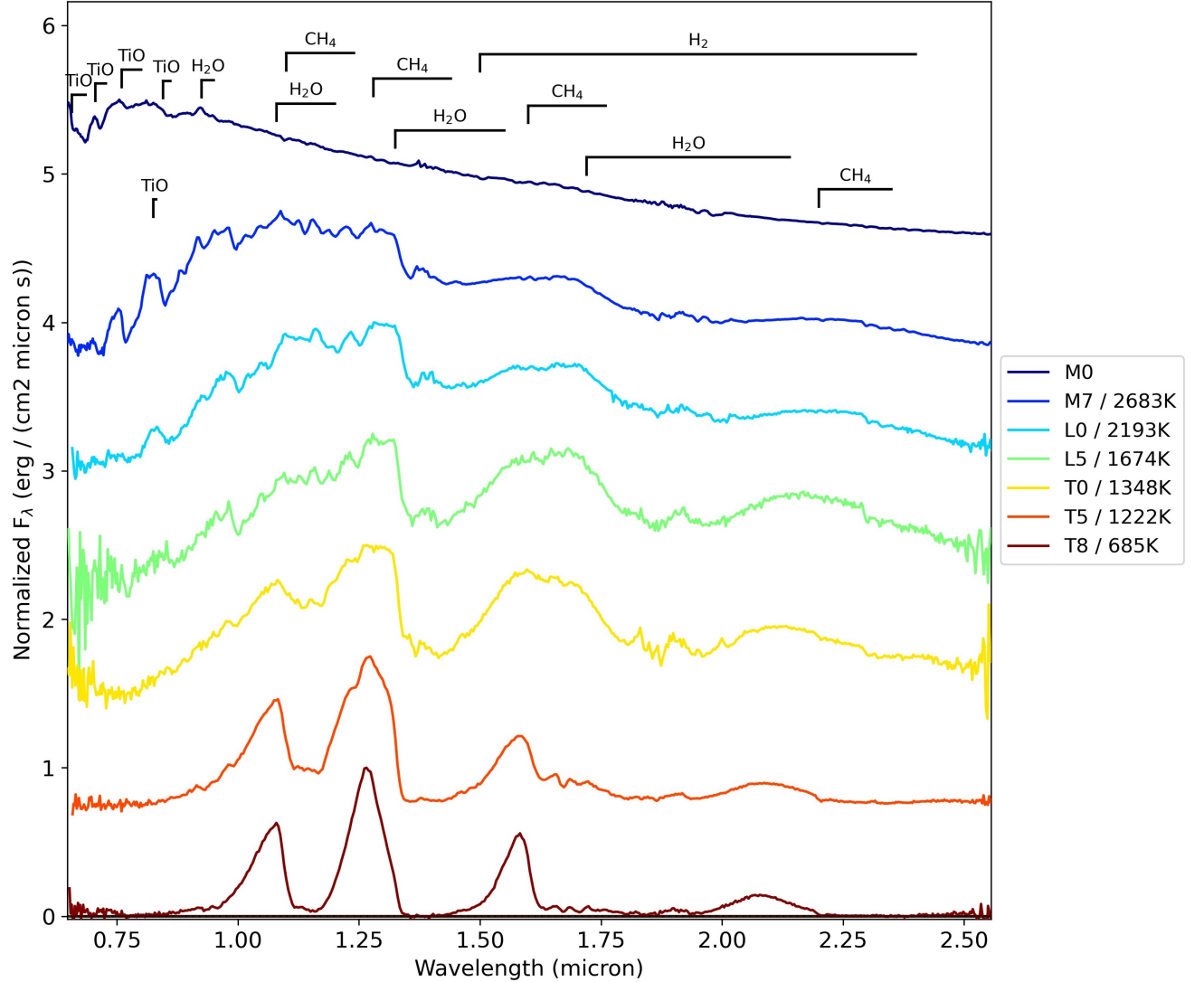


Fig. 1.1 Distribution spectrale d'énergie dans le proche-infrarouge pour différents types spectraux (M-L-T). Chaque courbe représente un standard spectral obtenu avec l'outil SPLAT de [Burgasser & the SPLAT Development Team \(2017\)](#). Les spectres sont normalisés à un maximum de 1, puis juxtaposés aux fins de comparaison. Les molécules responsables des bandes d'absorption sont spécifiées au sommet de la figure.

La fréquence des systèmes binaires comprenant une BD suit la tendance observée pour les systèmes binaires de faible masse. Plus spécifiquement, le nombre de BDs étant des membres primaires dans des systèmes binaires diminue selon leur masse ([Whitworth, 2018](#)). Cependant, les BDs sur des orbites à $\lesssim 3\text{-}5 AU$ en tant que compagnon secondaire d'étoiles de masse solaire se font très rares comparativement au taux d'occurrence de compagnons stellaires ou planétaires sur des orbites similaires ([Grieves et al., 2017](#)). Cette observation est communément appelée le désert de naines brunes (*brown dwarf desert* en anglais). De plus,

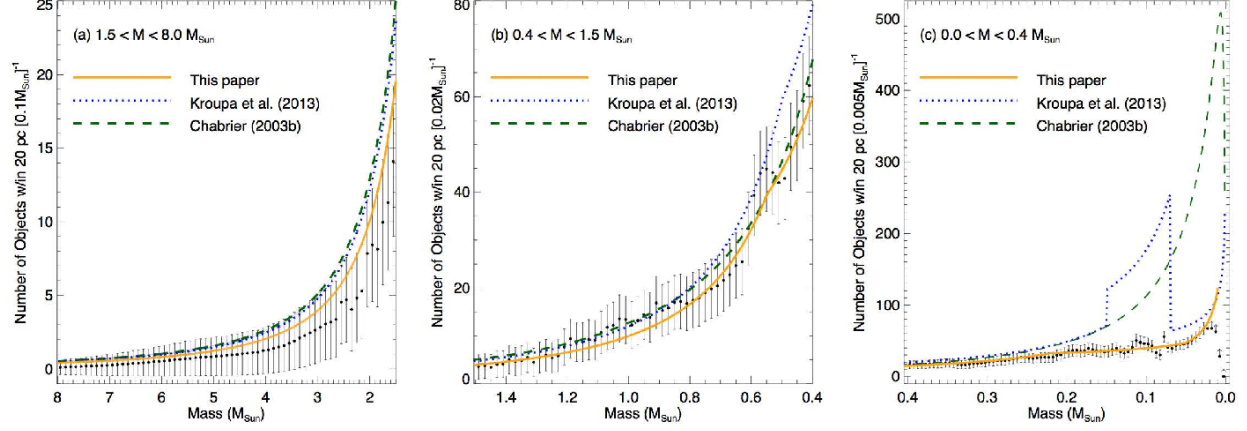


Fig. 1.2 La fonction de masse initiale des sources connues de masse inférieure ou égale à $8 M_{\odot}$ à moins de $20 pc$. Figure tirée de Kirkpatrick et al. (2023). Les points noirs avec barres d’erreurs représentent l’occurrence d’un intervalle de masse (spécifié pour chaque sous-figure à l’axe vertical). L’ajustement du modèle avec 4 lois de puissance discontinues est montré en orange. Les modèles de Kroupa et al. (2013) (bleu) et Chabrier (2003) (vert) sont montrés en lignes pointillés. Chaque sous-figure montre un aperçu d’un intervalle de masse différent: (a) $1.5 < M < 8.0 M_{\odot}$, (b) $0.4 < M < 1.5 M_{\odot}$, (c) $0.0 < M < 0.4 M_{\odot}$.

les planètes géantes semblent moins fréquentes alentour d’étoiles de faible masse comparativement aux plus massives, alors que les BDs sont plus fréquentes alentour d’autres BDs et d’étoiles de faible masse pour une même séparation orbitale ($\lesssim 5 AU$) (Chabrier et al., 2014).

1.1.1.7. **La transition L/T.** Le diagramme couleur-magnitude des BDs de type L montre une tendance vers le rouge qui s’inverse vers le bleu à la transition L/T (voir Figure 1.3). On note chez les types T une augmentation de luminosité en bande J relative aux bandes H et K . Certaines analyses démontrent même une légère augmentation absolue en bande J (Looper et al., 2008; Gelino et al., 2014) dont l’ampleur pourrait être influencée par l’épaisseur de la couche nuageuse de la photosphère, la variabilité photométrique de la BD ou bien l’angle auquel elle est observée (Burrows et al., 2006; Burgasser et al., 2010; Suárez et al., 2023). Ce revirement en couleur se produit malgré les températures effectives plus basses des types T comparé aux types L. De plus, les BDs de la transition L/T montrent une variabilité photométrique plus importante comparativement aux BDs hors de la transition (voir Figure 1.3). La détermination du mécanisme physique responsable de cette variabilité s’avère un outil de validation important pour des modèles atmosphériques de BDs.

Plusieurs mécanismes sont proposés pour expliquer la transition L/T. Les facteurs pouvant l’influencer sont 1) la présence de nuages lors d’une transition poussiéreuse à claire, 2) de la convection causée par de l’instabilité dans la chimie des composants de l’atmosphère, 3) leur métallicité et 4) leur gravité de surface (Vos et al., 2019). La section 1.2.1 élabore en plus de détails les points 1) et 2).

1.1.2. Modèles de formation

Que l'on parle des étoiles, des naines brunes ou des planètes, leur formation commence lorsqu'un nuage moléculaire (principalement H_2 et He) et de poussière baignant dans le milieu interstellaire est assujetti à des perturbations gravitationnelles. Par exemple, celles-ci peuvent être dues à des ondes de choc déclenchées par une supernova. Ces perturbations mènent à l'apparition de régions plus denses dans le nuage qui contribuent à induire une rotation nette aux différentes régions de haute densité.

Ensuite, pour que la matière comprise dans ces régions perturbées devienne gravitationnellement instable et commence à s'effondrer sur elle-même, le critère d'instabilité de Jeans doit être satisfait (Jeans, 1902). En supposant un nuage moléculaire sphérique, ce critère stipule que son diamètre λ doit être supérieur à

$$\lambda_J = \left(\frac{\pi c_s^2}{G \rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.1.1)$$

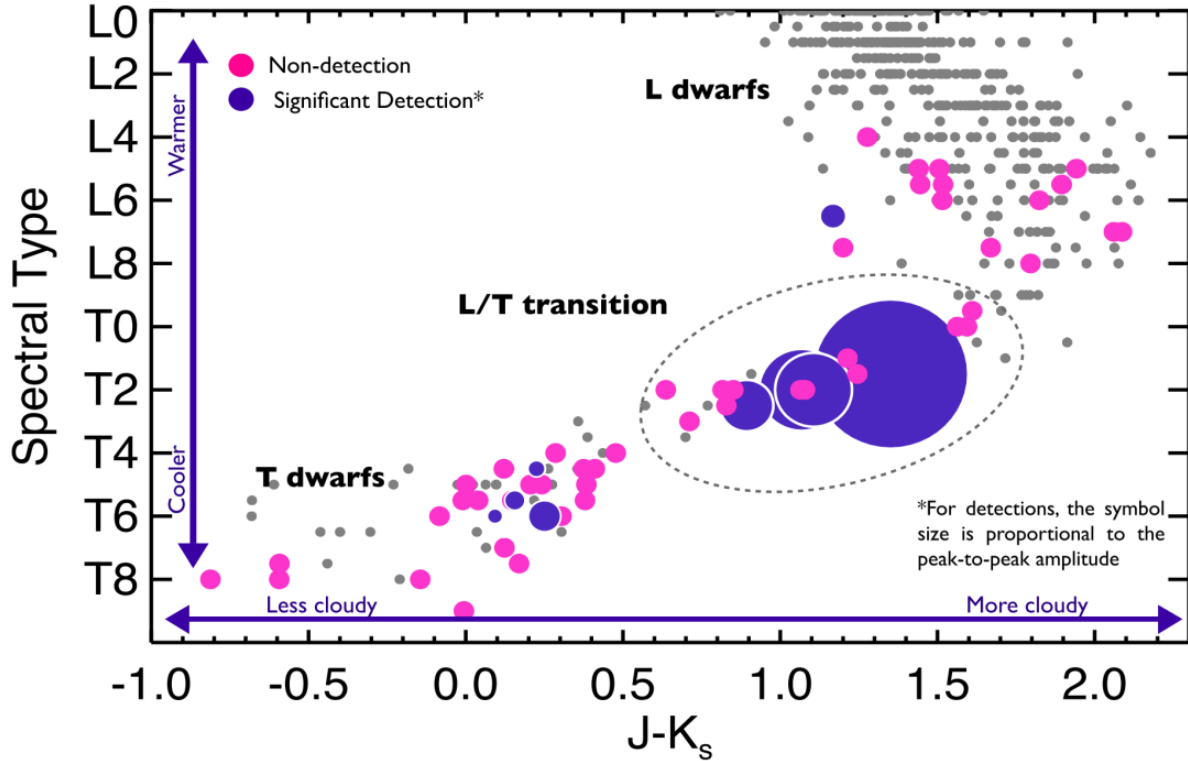


Fig. 1.3 Incidence de la variabilité photométrique des BDs. Ici, le type spectral est mis en relation avec la couleur $J - K_s$. Les points rose et mauve représentent les BDs étudiées par les auteurs, tandis que les points gris sont des BDs cataloguées via d'autres études de BDs avec $J < 16.5$. Le diamètre de chaque point mauve est proportionnel à l'amplitude de la variabilité mesurée (allant de 0.9-9% du signal). L'ellipse pointillée désigne les BDs membres de la transition L/T. Figure tirée de Radigan et al. (2014).

pour que la pression thermique du gaz qui repousse les molécules soit inférieure à la force gravitationnelle qui tend à les rapprocher. Ce critère permet d'établir une masse de Jeans

$$M_{Jeans} \equiv \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\lambda_J}{2} \right)^3 \rho = \frac{1}{6} \frac{\pi^5 c_s^3}{G^{3/2} \rho^{1/2}} \quad (1.1.2)$$

qui équivaut à la masse minimale qu'un nuage de diamètre λ doit posséder pour devenir instable et ainsi s'effondrer sous l'effet de sa propre gravité. Ici, G est la constante gravitationnelle, ρ la densité et $c_s = \sqrt{kT/\mu}$ est la vitesse du son et μ le poids moléculaire moyen. Typiquement $\mu = 2m_H$ pour un nuage principalement constitué d'hydrogène moléculaire (H_2) avec $T \sim 10 K$ pour la plupart des nuages.

Au fur et à mesure qu'un nuage moléculaire se comprime, cela augmente sa température interne. Tant que le nuage est capable de demeurer à température constante en irradiant le travail fait par la compression, la matière affectée approche un état de chute libre vers le centre de masse. Cela peut mener à la création de zones de densité encore plus élevée dans l'amas, et donc réduire la masse nécessaire pour que le critère de Jeans soit satisfait dans ces zones. Il peut donc en découler la fragmentation du nuage original en plusieurs coeurs plus petits (Whitworth, 2018).

Jusqu'à présent, les étoiles, les naines brunes et les systèmes planétaires partagent cette origine commune d'un nuage moléculaire en contraction. L'émergence de ces deux premiers types d'objets dépend principalement de la distribution en masse du nuage, tandis que l'apparition de planètes suit après la formation d'étoiles ou de BDs. Puisque les BDs ont généralement des masses entre les planètes les plus massives ($\sim 13 M_{Jup}$) et les étoiles les moins massives ($\sim 78 M_{Jup}$), il est concevable que leurs mécanismes de formation partagent des similitudes. Selon Whitworth et al. (2007); Whitworth (2018), il existe jusqu'à cinq scénarios différents pouvant former des naines brunes, dont deux s'avèrent plus probables que les autres. Les différences entre ces deux scénarios principaux se situent au niveau de l'environnement de formation et/ou des interruptions à l'accrétion de matière. La pertinence de chacun des mécanismes est naturellement dépendante du type de système étudié, mais peut être évaluée par la capacité des simulations qui les appliquent à reproduire les statistiques de population des naines brunes (e.g. leur fonction de masse initiale, leurs emplacements, cinématiques, les propriétés observées des naines brunes binaires). Les prochaines sous-sections s'attarderont sur ces deux scénarios plus importants identifiés par Whitworth (2018), le premier étant un mécanisme similaire à la formation stellaire et l'autre similaire à la formation de planètes géantes.

1.1.2.1. Fragmentation turbulente d’un nuage pré-stellaire.

Pour qu’un nuage moléculaire en contraction devienne une étoile de la séquence principale, il faut que celui-ci soit assez massif pour éventuellement enclencher de la fusion nucléaire dans son noyau. Cela devient possible seulement si la force de gravité agissant sur le noyau est assez forte pour résister à la pression interne des particules et ainsi atteindre la température nécessaire pour déclencher les réactions de fusion. La masse minimale pour la fusion H/He est d’environ $0.075 M_{\odot}$ pour une métallicité solaire (Chabrier et al., 2023).

Tel que mentionné à la section 1.1.1.6, la distribution log-normale observée pour les masses stellaires se poursuit dans le régime des masses sous-stellaires. Cela peut donc suggérer un mécanisme de formation similaire pour ces deux populations. Le modèle de la fragmentation turbulente se présente comme un mécanisme de formation plausible pour des naines brunes via l’instabilité gravitationnelle des régions d’un nuage moléculaire (Padoan & Nordlund, 2002; Padoan & Åke Nordlund, 2004). Ce modèle suppose que des perturbations supersoniques au sein d’un nuage introduisent une distribution de densité de sous-structures dont certaines satisfont le critère de Jeans pour des masses stellaires et sous-stellaires. Les propriétés physiques qui déterminent la distribution de masse des sous-structures sont la densité moyenne, la température et le nombre de Mach du nuage. Padoan & Åke Nordlund (2004) montrent que l’injection de valeurs typiques pour ces paramètres dans des simulations de fragmentation turbulente peut reproduire les propriétés observées des nuages moléculaires pré-stellaires. À titre d’exemple, ils arrivent à reproduire l’IMF de l’amas IC 348 observé par Luhman et al. (2003) avec des simulations ayant leurs paramètres informés par la densité observée de l’amas.

En résumé, le modèle de fragmentation turbulente explique bien la formation des diverses masses que l’on observe chez les naines brunes. Ce mécanisme de formation commun aux étoiles et aux naines brunes offre une explication naturelle pour la continuité de l’IMF observée entre le régime stellaire et sous-stellaire. La masse minimale théorique pouvant être formée via la fragmentation turbulente est déterminée par la limite d’opacité du nuage moléculaire. Celle-ci dicte la plus petite masse liée par gravité qui ne peut plus se fragmenter via l’instabilité gravitationnelle et se situe autour de $3 M_{\text{Jup}}$ selon Whitworth (2018). La classification de telles masses comme étant des planètes ou des BDs dépendrait donc du mécanisme de formation qu’on lui associe.

1.1.2.2. Fragmentation d’un disque proto-stellaire.

En raison de son instabilité gravitationnelle, un nuage moléculaire en contraction possède aussi un moment cinétique net. Comme le moment cinétique est conservé, les mouvements de contraction et de rotation du nuage tendent à distribuer la matière en périphérie sur

un disque protoplanétaire au lieu d'une structure sphérique. C'est ce comportement qui empêche la totalité de la matière du nuage de tomber vers la proto-étoile et ainsi permettre la formation des planètes et/ou des BDs.

Les facteurs pouvant influencer l'évolution du disque protoplanétaire sont sa masse, sa composition, sa viscosité effective (liée à la turbulence) ainsi que l'irradiation qu'il reçoit de l'étoile naissante. En effet, l'irradiation assujettit le disque à un gradient de température. Les parties internes plus chaudes entraînent la sublimation des volatiles, laissant que de la matière sous forme gazeuse. Il en découle que plus la matière est éloignée de l'étoile centrale, plus elle devient capable d'exister sous forme solide. Plus spécifiquement, des éléments chimiques volatiles peuvent demeurer solide (soit sous forme cristalline ou amorphe) au-delà d'une "ligne de glace" autour de l'étoile. Par exemple, la ligne de glace pour une molécule d'eau doit se trouver dans une région de température d'au plus 160-170 K (Hayashi, 1981). Étant donné les similitudes entre les planètes géantes et les BDs moins massives, il est bénéfique de comprendre comment ces deux objets peuvent apparaître au sein d'un disque protostellaire (pour les BDs) ou protoplanétaire (pour les planètes).

Les résultats de l'évolution d'un disque protoplanétaire peuvent être grossièrement catégorisés en deux types : soit des planètes rocheuses ou des géantes gazeuses. Étant donné que ce mémoire porte sur les naines brunes, l'emphase est mise sur la formation des géantes gazeuses. Le consensus scientifique est qu'elles peuvent se former via deux mécanismes différents : l'accrétion de coeur ou bien l'instabilité gravitationnelle du disque.

L'accrétion de coeur. Le modèle d'accrétion de coeur implique la création d'une large masse rocheuse de 5 à 20 M_{\oplus} . Ensuite, une géante gazeuse se formerait par l'accrétion de matière gazeuse et de poussière autour de ce noyau initialement rocheux. Ce processus d'accrétion progresse lentement pendant quelques millions d'années jusqu'à ce que la masse totale atteigne une valeur critique, et ainsi l'enveloppe planétaire commencera à croître de manière exponentielle (Bodenheimer & Pollack, 1986; Johansen & Lambrechts, 2017). L'accrétion cesse simplement lorsqu'il n'y a plus de matière disponible sur la trajectoire orbitale de la planète. Ce processus de formation est grandement favorisé s'il prend place dans une région dense en matières solides. Ces régions se trouvent au-delà de la limite de glace pour l'eau, qui permet l'accrétion de glaces d'eau et d'autres de molécules plus massives comme le CO_2 . Ce modèle de formation permet de bien reproduire l'état présent des planètes gazeuses et "de glace" de notre système solaire, ainsi que plusieurs exoplanètes gazeuses retrouvées au-delà de leur ligne de glace respective. De plus, ce modèle permet d'expliquer l'occurrence plus élevée des exoplanètes géantes gazeuses autour d'étoiles avec des métallicités élevées.

Cependant, ce mécanisme à lui seul ne semble pas être suffisant pour expliquer l'origine de toutes les géantes gazeuses observées jusqu'à présent. Par exemple, celles observées

à une distance très éloignée ou très proche de leur étoile hôte (où la densité en matière condensable du disque est trop basse pour la formation d'un coeur rocheux avec $M > 5 M_{\oplus}$) ne sont pas bien caractérisées par un modèle d'accrétion de coeur. Des scénarios de migration planétaire doivent alors être invoqués pour expliquer l'emplacement présent de ces planètes (Bitsch et al., 2019). De plus, les observations de planètes géantes autour d'étoiles avec une faible métallicité sont plus difficiles à expliquer avec un modèle d'accrétion de coeur.

L'instabilité gravitationnelle. Ce modèle propose que certaines géantes gazeuses puissent se former via l'instabilité gravitationnelle du disque protoplanétaire sans la création d'un large noyau rocheux au préalable. Cela se produirait dans des régions de densité plus élevée qui satisferaient localement le critère de Jeans. La matière dans ces régions s'effondrerait donc sur elle-même pour ultimement former des planètes géantes. Ces instabilités dans le disque prendraient la forme de bras spiraux autour de l'étoile, comme l'illustre la figure 1.4.

Les avantages de ce modèle de formation sont le temps relativement court nécessaire pour la création de planètes et la diversité de résultats qui peuvent en découler. Des simulations montrent que des planètes peuvent être créées en quelques milliers d'années au lieu de quelques millions d'années comme c'est le cas pour le modèle d'accrétion de coeur. De plus, selon la paramétrisation du disque et l'importance que joue la photo-évaporation dans son évolution, il est possible de créer des planètes gazeuses ou de glace, des planètes avec ou sans noyau, avec un taux élevé de métallicité ou non. L'instabilité gravitationnelle permet aussi d'expliquer les planètes gazeuses observées à de grandes distances orbitales où la densité du disque en matières solides aurait été insuffisante pour que l'accrétion de coeur s'y produise efficacement. Cependant, il y a beaucoup de détails du mécanisme qui demeurent incertains comme les conditions nécessaires à la fragmentation d'un disque protoplanétaire et le taux de survie des protoplanètes à travers l'évolution du disque. De plus, ce modèle n'offre pas d'explications pour l'augmentation de l'occurrence des géantes en fonction de la métallicité de leurs étoiles.

Peu importe les arguments pour ou contre des modèles d'accrétion de coeur et d'instabilité gravitationnelle, il faut les considérer comme des mécanismes complémentaires plutôt que compétitifs. Il est probable que l'instabilité gravitationnelle soit un mécanisme important pour la formation et l'évolution des jeunes disques protoplanétaires. Cela n'empêche pas pour autant la formation planétaire via l'accrétion de coeur plus tard dans l'évolution du disque, peu importe si l'instabilité gravitationnelle a réussi à en produire ou pas. L'accrétion de coeur peut être la manière dominante de produire des géantes de glaces et des géantes gazeuses de faible masse, alors que l'instabilité gravitationnelle peut être importante pour la formation des géantes gazeuses les plus massives, bien que chaque

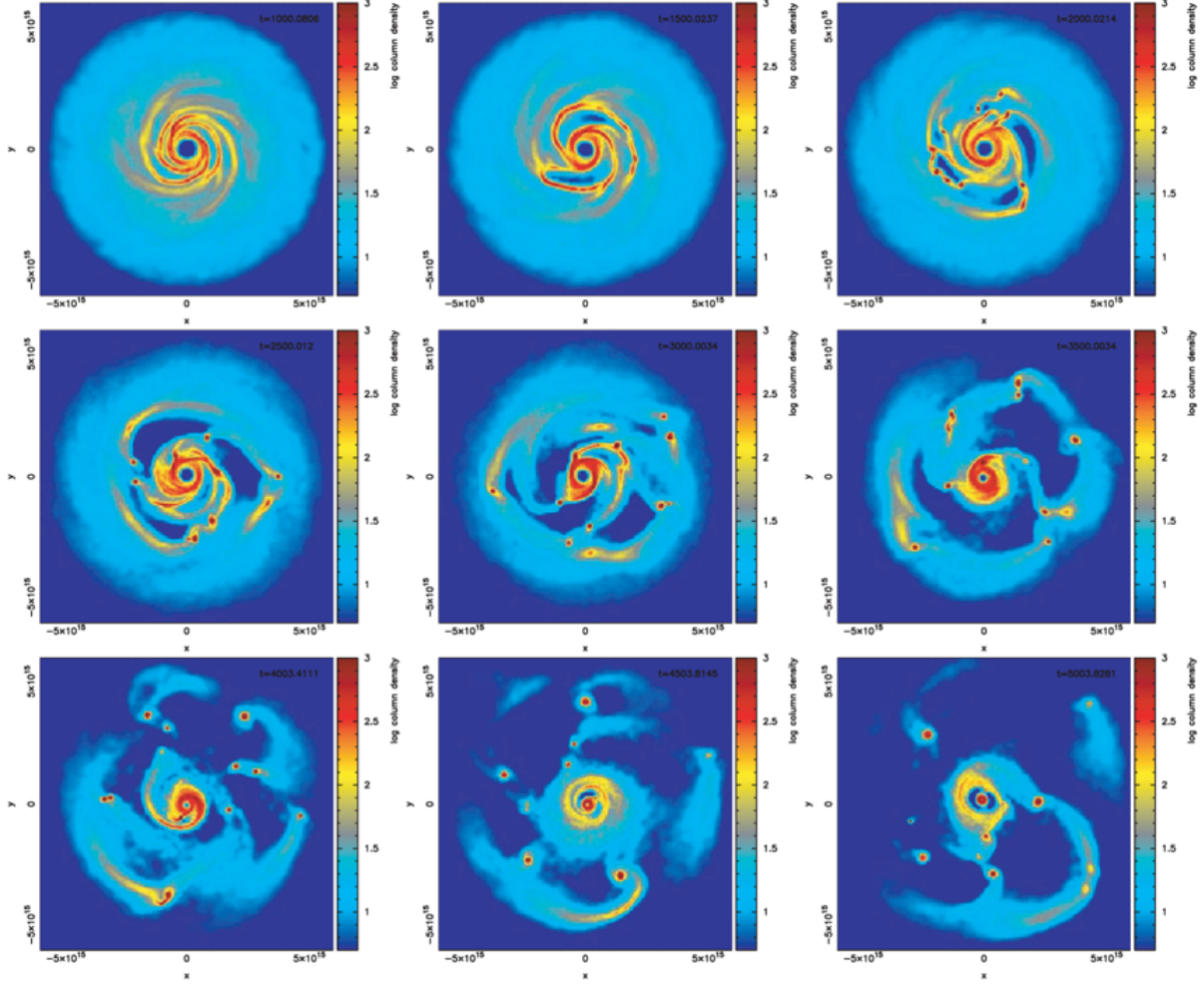


Fig. 1.4 Cette figure montre les résultats d’une simulation hydrodynamique réalisée par [Stamatellos et al. \(2007\)](#), qui montre l’évolution d’un disque de $0.5 M_{\odot}$ autour d’une étoile de $0.7 M_{\odot}$. La couleur indique la densité sur une échelle logarithmique. Les images commencent à 1000 ans de la création du disque et se poursuivent jusqu’à 5000 ans par tranches de 500 ans. Le disque devient instable et peut se refroidir efficacement de manière à produire 11 objets: d’autres étoiles de faible masse, des BDs et des masses planétaires. Elles se forment à des rayons de 100 à 300 AU, mais 9/11 des objets finissent par être éjectés pour cette simulation.

approche peut en théorie mener à la formation d’un vaste spectre de masses planétaires.

En ce qui concerne la formation de BDs, seulement le scénario d’instabilité d’un disque protostellaire (c.à.d. de masse comparable à l’étoile primaire) devient pertinent. L’accrétion de coeur serait un mécanisme réservé pour des masses planétaires ($\lesssim 10 M_{\text{Jup}}$, [Lubow et al. 1999](#)) et se produirait sur de trop longues périodes pour que suffisamment de matière soit disponible pour former une BD. [Whitworth \(2018\)](#) conclue que la fragmentation d’un disque protostellaire suffisamment massif et froid peut mener à la création de BDs dans

les zones externes ($\gtrsim 70 AU$ pour une étoile primaire de masse solaire). Dans plusieurs cas, la fragmentation mènerait à la formation de plusieurs compagnons de faible masse. Les interactions entre ces compagnons auront tendance à en éjecter pour créer des BDs du champ. Ceux qui parviennent à demeurer au sein du disque auront tendance à migrer vers l'étoile, accumulant ainsi plus de matière du disque et devenant assez massive pour soit devenir des étoiles compagnons à la primaire, ou bien de fusionner avec celle-ci si la migration interne ne s'arrête pas. [Whitworth \(2018\)](#) souligne que ce type de mécanisme de formation pour des masses de BDs explique bien le phénomène observé du "brown dwarf desert" mentionné à la section **1.1.1.6**.

1.2. Modèles d'atmosphère et d'évolution des naines brunes

Tel que mentionné au début de la section **1.1**, les BDs ne produisent pas d'énergie thermonucléaire comme les étoiles de la séquence principale. Elles se refroidissent donc tout au long de leur existence. Cette diminution de leur brillance à travers le temps introduit une dégénérescence entre la masse et l'âge d'une BD pour une luminosité donnée. En d'autres mots, il est impossible de faire la distinction entre une jeune BD massive et une vieille BD moins massive si la seule information disponible est sa luminosité. Ce dilemme se présente pour la majorité des BDs puisqu'elles sont majoritairement des objets du champ (i.e. elles ne sont pas liés par gravité à d'autres étoiles/BDs). À titre comparatif, les étoiles de la séquence principale ont une luminosité constante qui permet d'établir des relations empiriques entre ce paramètre et d'autres propriétés physiques comme la masse ou le rayon stellaire. De telles relations sont impossibles à établir pour des BDs. La figure **1.5** montre l'évolution de la luminosité des jeunes étoiles, des BDs et des planètes gazeuses.

À moins d'avoir des mesures directes de quelques paramètres physiques (p. ex., masse, rayon, température effective, âge), il est nécessaire d'utiliser les prédictions de modèles atmosphériques et évolutifs pour les inférer et ainsi briser cette dégénérescence observationnelle. Les modèles atmosphériques sont typiquement des grilles de spectres d'émission qui dépendent de la température effective et de la gravité de surface. Des paramètres tels que la métallicité, la présence de nuages ou bien le degré d'équilibre chimique de l'atmosphère peuvent aussi être modélisés tout dépendant de l'intention derrière la création de la grille. Ces grilles peuvent ensuite être comparées à des observations pour déduire quelques propriétés physiques, ou bien servir de condition limite à des grilles de modèles évolutives. Ces

dernières servent à prédire des paramètres physiques, tels que le rayon et la luminosité, en fonction du temps pour une masse donnée.

1.2.1. Modélisation de la transition L/T

Comme mentionné à la section 1.1.1.7, la transition L/T se caractérise par une augmentation de la brillance relative des BDs à la frontière entre les types spectraux L et T dans la bande passante J comparé aux bandes H et/ou K . La compréhension des mécanismes responsables de cette transition est intimement liée aux modèles utilisés pour caractériser les spectres et la photométrie des BDs. Cette sous-section s'inspire de Vos et al. (2019) et traitera de deux mécanismes proposés par la littérature scientifique, soit une transition L/T due à la disparition de nuages ou bien au transfert radiatif de la réaction CO/CH_4 . Peu importe la cause dominante, les BDs de la transition L/T offrent une opportunité unique d'explorer l'impact de différents types d'atmosphères pour une gamme d'objets ayant peu de différences en température effective ($\sim 200\text{ K}$).

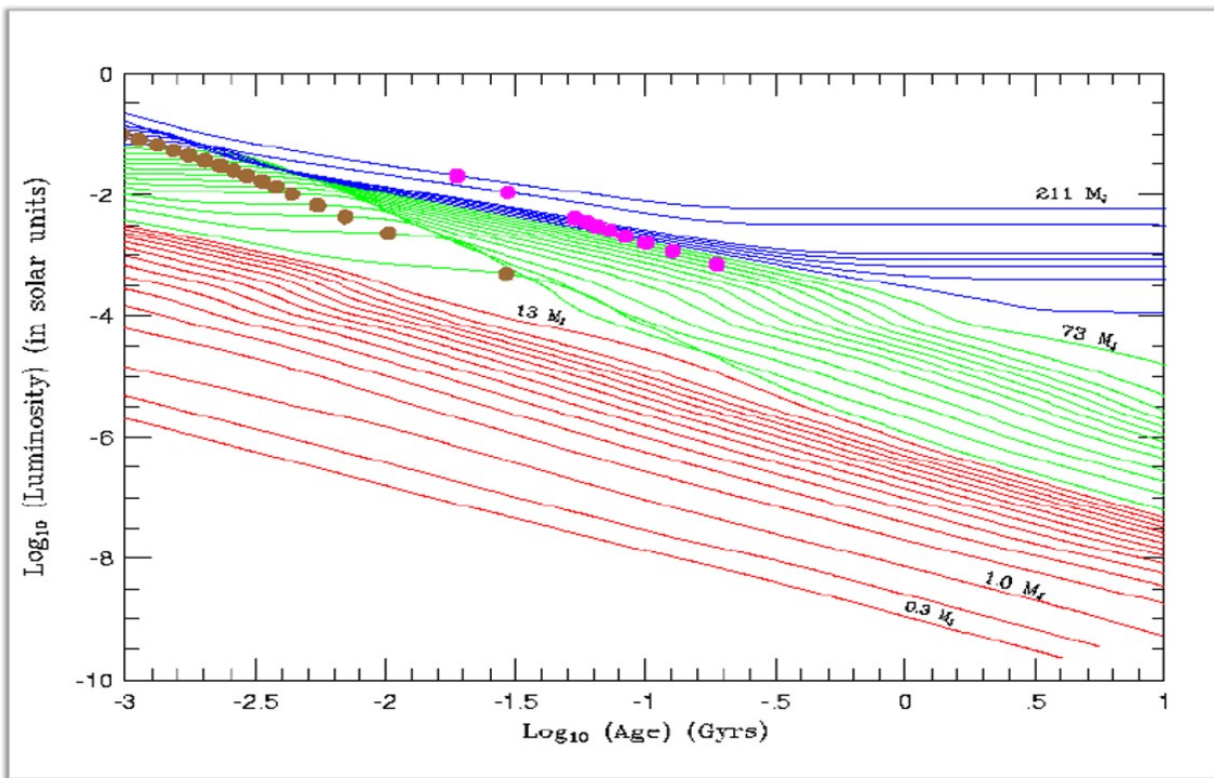


Fig. 1.5 La luminosité en fonction du temps pour des masses stellaires (bleu), planétaires (rouge) et de BDs (vert). Les points bruns et roses représentent les moments où 50% et 100% du deutérium de l'objet vient d'être fusionné. Les courbes stellaires atteignent effectivement un état de luminosité constante lorsque la fusion d'hydrogène est enclenchée. Ce comportement n'est pas observé pour les courbes des masses inférieures, qui se refroidissent perpétuellement une fois que leur deutérium est épuisé. Figure tirée de Burrows et al. (2001).

Les températures ($< 2200\text{ K}$) et pressions des naines L favorisent la formation de condensats atmosphériques, communément de la poussière (Allard et al., 2001). Ces nuages de poussière sont une source importante d’opacité dans les bandes passantes du proche infrarouge et tendent à rougir les naines L. Le renversement de cette tendance (i.e. la transition L/T) à des températures en deçà de $\sim 1400\text{ K}$ peut être expliqué par des modèles où la poussière migre à des altitudes plus basses que la photosphère observable de la BD. Cependant, il n’existe encore pas de consensus quant aux détails des procédés physiques derrière une telle transition nuageuse à claire. Un mécanisme prometteur est proposé par Tan & Showman (2019), qui montrent que des nuages avec de grosses particules se dissipent plus facilement que les petites. Étant donné que quelques modèles (Saumon & Marley 2008, Burningham et al. 2017) semblent démontrer que des naines L sont dominées par des particules de grandeur $< 1\ \mu\text{m}$ et que des naines T le seraient par des particules plus grandes, la dissipation des nuages d’une BD à la transition L/T pourrait être une conséquence naturelle de cela.

Une autre explication physique de cette transition est proposée par Tremblin et al. (2016); Tremblin et al. (2019) et Phillips et al. (2020), où les spectres et couleurs des BDs L et T sont plutôt dues au transfert radiatif dans l’atmosphère enclenchée par le déséquilibre chimique de la réaction CO/CH_4 . Dans ces modèles, ce comportement est représenté par un paramètre de mélange vertical dans un contexte de déséquilibre chimique. Ces modèles sont capables de bien reproduire les spectres et la photométrie L/T dans certains cas. Cependant, il n’y a pas de consensus définitif quant à savoir si ce mécanisme de déséquilibre chimique peut être seul responsable de l’augmentation de la variabilité photométrique observée chez les BDs L/T (voir figure 1.3). Cette variabilité semi-périodique est généralement interprétée comme étant reliée à des nuages opaques qui entrent et sortent de vue au fur et à mesure que la BD tourne sur elle-même (p.ex. Radigan et al. 2012). Cependant, Tremblin et al. (2020) affirment que des nuages et du transfert radiatif CO/CH_4 s’avèrent être des processus dégénérés pour expliquer la variabilité de la transition L/T, selon l’échantillon de BDs qu’ils ont étudiées. Au final, il est fort probable que le déséquilibre chimique atmosphérique et une transition nuageuse sont des procédés complémentaires dont les futures grilles de modèles devront tenir compte pour bien décrire les propriétés atmosphériques des BDs.

1.2.2. Calibration insuffisante des modèles

Les grilles existantes de modèles atmosphériques et évolutifs semblent bien reproduire la photométrie et la spectroscopie des BDs du champ. Par contre, les paramètres physiques des modèles (c.à.d. masse, rayon, température effective, âge) ne sont pas calibrées empiriquement. En d’autres mots, il existe peu de mesures indépendantes de paramètres physiques de

BDs qui peuvent valider les prédictions des modèles lorsque ceux-ci sont comparés à de la photométrie et/ou à de la spectroscopie.

L'importance d'une calibration empirique est devenue apparente lors d'études de systèmes binaires résolus (p.ex., [Dupuy et al. 2010](#); [Burningham et al. 2009](#); [Dupuy et al. 2015](#)). Plusieurs de ces études montrent une différence de quelques centaines de Kelvin entre les températures effectives prédites par des modèles d'évolution et ceux obtenus via des modèles d'atmosphère. De plus, la calibration de leurs prédictions sur des mesures indépendantes devient d'autant plus importante lorsque les modèles sont comparés à des spectres bien résolus qui mettent réellement à l'épreuve la chimie et la physique associée aux modèles. Ultiment, un catalogue extensif de propriétés physiques obtenues de manière indépendante aux modèles de BDs sera essentiel à la validation des prédictions de ceux-ci.

1.3. Calibration empirique des paramètres physiques de BDs

Il existe quelques scénarios qui permettent la mesure directe d'un ou plusieurs paramètres physiques des BDs. Les paramètres d'intérêt sont surtout ceux qui ne peuvent être déterminés par l'étude d'une BD du champ isolé, c'est-à-dire sa masse, son rayon, sa température effective, sa métallicité et son âge. En théorie, sa luminosité bolométrique L_{bol} peut être déterminée en intégrant la totalité de son spectre (c.à.d. sa SED) si la distance à la BD est bien connue. La température effective peut aussi être déduite indirectement en identifiant le type spectral qui convient le mieux au spectre observé de la BD. Cependant, une véritable mesure directe de température effective peut seulement être obtenue via la résolution de la loi de Stefan-Boltzmann

$$L_{\text{bol}} = 4\pi R^2 \sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4, \quad (1.3.1)$$

ce qui nécessite une mesure du rayon R de la BD. Les prochaines sous-sections discutent des techniques et des systèmes astrophysiques disponibles aux astronomes qui permettent la mesure directe de paramètres physiques. Dans le contexte de ce mémoire, une "mesure directe" peut essentiellement être décrite comme étant une mesure obtenue sans l'utilisation de modèles atmosphériques ou évolutifs sous-stellaires.

1.3.1. Mesure directe de la distance

La technique de la parallaxe est utilisée pour mesurer la distance des étoiles et autres corps célestes à l'intérieur de notre Galaxie. En pratique, il est seulement possible d'obtenir une parallaxe pour des objets lumineux et/ou proches de la Terre. À titre d'exemple, le meilleur télescope spatial pour déterminer des parallaxes, Gaia ([Prusti et al., 2016](#); [Gaia Collaboration et al., 2023](#)), peut mesurer des parallaxes d'objets de magnitude $M_V \leq 15$

avec une précision de 24 microarcsecondes (GAI, 2023). Ceci permet au télescope de bien caractériser des étoiles massives jusqu’à quelques milliers de parsecs et des petites étoiles jusqu’à quelques centaines de parsecs. Cependant, les BDs sont peu lumineuses dans la bande passante de Gaia, donc seulement celles qui sont très proches peuvent être étudiées. Des études faites avec de l’instrumentation infrarouge, où l’émission des BDs est maximale, ont permis la mesure de distance de certains de ces objets jusqu’à 25 pc seulement (Best et al., 2020).

Avec une mesure de distance d , il est possible d’avoir une mesure de la luminosité intrinsèque F_{intr} d’une source en multipliant sa luminosité apparente F_{app} par un facteur $4\pi d^2$. Sans mesure de distance, celle-ci peut être estimée en comparant F_{app} à des prédictions de modèles atmosphériques si une mesure du rayon de la source lumineuse peut être obtenue.

1.3.2. Associations stellaires: mesure de l’âge

Le début de la section 1.2 mentionne que l’âge d’une BD du champ est impossible à déterminer via l’étude de sa luminosité seulement. Une mesure directe de ce paramètre peut être obtenue en étudiant des compagnons stellaires aux BDs. Selon l’approche utilisée pour estimer l’âge du système, il est parfois possible d’obtenir une contrainte sur l’âge d’une BD, sinon des limites. Une contrainte sur l’âge permet de résoudre le problème de dégénérescence masse-âge, car la combinaison de la luminosité et de l’âge d’une BD correspond à une masse unique dans les modèles évolutifs. Par exemple, une BD âgée de 5 milliards d’années avec une luminosité de $10^{-4.5} L_{\odot}$ peut seulement correspondre à une masse de 73 M_{Jup} selon les parcours évolutifs de Burrows et al. (2001) montrés à la Figure 1.5.

La mesure de l’âge d’une étoile est difficile à obtenir. Les méthodes pouvant être utilisées sont la gyrochronologie, l’émission en rayons-X, la frontière d’épuisement de lithium, l’activité chromosphérique ou bien l’application de modèles d’évolution stellaire. Malgré la diversité de mesures possibles, la précision obtenue pour l’âge d’une étoile unique est habituellement faible (Gagné et al., 2018). Par contre, l’étude simultanée de plusieurs étoiles membres d’une même association peut grandement améliorer la valeur et l’incertitude de l’âge du groupe.

L’étude de jeunes associations stellaires rend possible la mesure de l’âge d’une BD si son statut comme membre de l’association peut être démontré. Cela est habituellement fait en comparant la distance, la position galactique, le mouvement propre et d’autres paramètres de la BD avec ceux des membres de l’association (Gagné et al., 2018). D’autres propriétés, telles que la métallicité, peuvent aussi être déduites par la spectroscopie. Étant donné que les modèles d’évolution de BDs ont une forte dépendance sur les conditions initiales à de jeunes âges ($\lesssim 1 Gyr$), l’étude des associations jeunes permet de tester les prédictions de ces modèles dans un régime où les paramètres des BDs changent rapidement.

D'autres types d'associations pouvant indiquer l'âge d'une BD sont les amas globulaires (Caiazzo et al., 2019). Ceux-ci contiennent certaines des plus vieilles étoiles et BDs de la Galaxie avec des métallicités relativement faibles, jusqu'à quelques ordres de grandeur inférieurs à la valeur solaire. Étant donné que l'âge et la métallicité sont des paramètres généralement bien connus pour des amas globulaires, ceux-ci présentent une autre opportunité de non seulement obtenir ces paramètres pour les BDs de l'amas, mais aussi de tester les prédictions des modèles de BDs dans ces régimes.

1.3.3. Naines brunes binaires: mesure de la masse

Une BD membre d'une association stellaire partage un mouvement propre commun avec celle-ci, mais n'est pas nécessairement lié par gravité aux autres membres. Au contraire, des BDs faisant partie de systèmes binaires (ou multiple) sont liés gravitationnellement et possèdent des orbites bien définies.

Lorsqu'une BD est découverte en orbite autour d'une étoile, il y a deux méthodes complémentaires pouvant être utilisées pour déduire sa masse. La plus fréquemment utilisée est la technique de la vitesse radiale (RV), où l'effet gravitationnel de la BD sur l'étoile est observé via des décalages Doppler du spectre stellaire. Ces décalages sont traduits en vitesses radiales (i.e. selon la ligne de visée de l'observateur) et la semi-amplitude K_{RV} du comportement périodique de ces RVs s'exprime ainsi :

$$K_{\text{RV}} = \left(\frac{2\pi G}{P} \right)^{1/3} \frac{M_p \sin i}{(M_* + M_p)^{2/3}} \frac{1}{(1 - e^2)^{1/2}} \quad (1.3.2)$$

où G est la constante gravitationnelle, M_p et M_* sont les masses de la BD et de l'étoile, P , i et e sont la période, l'inclinaison et l'excentricité de l'orbite de la BD, respectivement. La masse de l'étoile hôte peut être déterminée via des modèles ou bien des relations empiriques stellaires, tandis que les paramètres orbitaux P et e peuvent être déduits en déterminant le modèle RV qui s'ajuste le mieux avec les observations.

Les mesures RV ne peuvent seules révéler la masse de la BD, car l'inclinaison demeure inconnue. Seulement une limite inférieure de la masse peut donc être établie. Par contre, à l'aide de techniques complémentaires comme la photométrie de transit (discuté à la section 1.3.4) ou l'astrométrie, l'inclinaison peut être mesurée directement et ainsi produire une mesure exacte de la masse de la BD. Cependant, la technique du transit nécessite des inclinaisons $i \approx 90^\circ$, ce qui réduit la probabilité de détection comparée à la méthode RV qui peut tolérer une plus grande gamme d'inclinaisons pour obtenir une détection significative. L'astrométrie, quant à elle, nécessite une précision observationnelle beaucoup plus importante que la méthode RV. Cette technique vise à mesurer directement le déplacement d'un objet dans le ciel causé par l'attraction gravitationnelle de son compagnon. Ces types d'observations sont entre autres limitées par la limite de diffraction du télescope utilisé ($\Delta\theta = \frac{\lambda}{D}$), où

$\Delta\theta$ est la séparation angulaire minimale observable, λ est la longueur d’onde de la lumière observée et D est le diamètre du télescope. À titre d’exemple, le télescope spatial James Webb ($D = 6.5\text{ m}$) a une résolution angulaire de 0.063 seconde d’arc à $2\ \mu\text{m}$.

1.3.4. Naines brunes binaires éclipsantes

Lorsque la configuration orbitale d’une BD membre d’un système binaire lui permet de passer devant et derrière son compagnon du point de vue d’un observateur, elle est désignée comme étant une naine brune binaire éclipsante (BDEB, de l’anglais *brown dwarf eclipsing binary*). La technique du transit (voir Figure 1.6) peut être appliquée à une BDEB pour observer la réduction périodique de la lumière de son compagnon (la plupart du temps une étoile) lorsque la BD passe devant. La quantité de lumière ΔF_{abs} bloquée par la BD est déterminée strictement par le rayon des deux composantes du système binaire et le flux apparent de l’étoile F_* , soit

$$\frac{\Delta F_{\text{abs}}}{F_*} \equiv \Delta F = \left(\frac{R_{\text{BD}}}{R_*} \right)^2. \quad (1.3.3)$$

Tel que mentionné dans la section 1.3.3, la probabilité p d’observer un transit est assez faible. En supposant une orbite circulaire, elle est exprimée selon $p \approx \frac{R_*}{a}$, où R_* est le rayon de l’étoile et a est la distance planète-étoile. Pour une planète comme la Terre autour de notre soleil, cette probabilité est d’environ 1%.

L’ajustement d’un modèle de transit aux observations permet de déterminer les paramètres orbitaux d’une BDEB. Le modèle de transit utilise les propriétés observables d’une courbe de lumière, soit la période orbitale P , la profondeur relative du transit ΔF et les temps de transit t_T et t_F (voir Figure 1.6). Un ensemble d’équations géométriques (Seager & Mallén-Ornelas, 2003; Kipping, 2008) utilisent ces observables pour contraindre notamment le rayon de la planète, l’inclinaison et la distance entre l’étoile et la planète. En combinant le rayon obtenu de la modélisation de transit avec des données de vitesses radiales, qui donnent une mesure directe de la masse, il devient possible d’éliminer la dégénérescence introduite par le terme $M_p \sin i$ de l’équation 1.3.2. De plus, en combinant les mesures de masse et de rayon, la densité moyenne ainsi que la gravité de surface de la planète/BD peuvent être calculées.

En plus d’observer un transit, il est aussi possible d’observer une éclipse secondaire, c’est-à-dire lorsqu’une BDEB passe derrière son étoile hôte de notre point de vue (voir Figure 1.6). La différence entre le flux observé hors et durant l’éclipse correspond à la lumière émise de la BD (en plus du flux stellaire réfléchi par celle-ci). Ce type de signal est plus difficile à détecter, car il peut être quelques ordres de grandeurs plus petit que l’amplitude du signal de transit. La profondeur relative ΔF d’un signal d’éclipse secondaire est donné par le rapport entre le flux apparent de la BDEB et le flux total du système hors-éclipse, qui peut ensuite être exprimé selon

$$\Delta F = \left(\frac{R_{\text{BD}}}{R_*}\right)^2 \frac{F_{\text{BD}}(\lambda)}{F_*(\lambda)} \approx \left(\frac{R_{\text{BD}}}{R_*}\right)^2 \frac{T_{\text{eff, BD}}}{T_{\text{eff, *}}} \quad (1.3.4)$$

Comme le rayon de la BD est contraint par une mesure du transit primaire et le flux de l'étoile F_* observé durant l'éclipse secondaire, le flux net de la BD peut donc être mesuré directement. De plus, si l'approximation d'un corps noir est faite pour les deux composantes et que l'approximation de Rayleigh-Jeans s'applique pour le domaine de longueur d'onde

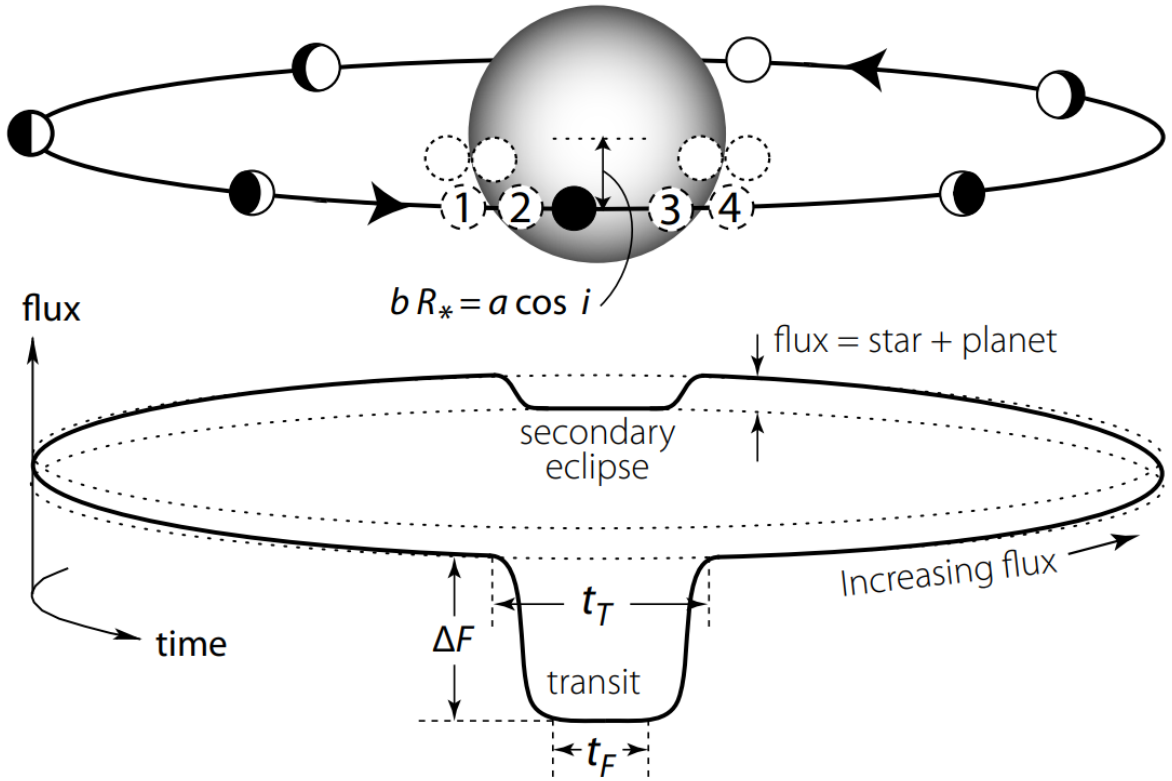


Fig. 1.6 Configuration orbitale d'une étoile et d'une planète/BD qui engendre des signaux de transit et d'éclipse secondaire. La ligne noire pleine représente le flux observé du système, alors que les ellipses pointillées représentent le flux constant soit de l'étoile ou bien celui de l'étoile et de la planète/BD combiné. Suite à la baisse de lumière engendrée par le transit, le flux observé du système augmente graduellement, car le côté plus brillant du jour de la planète/BD devient progressivement visible. Cela se poursuit jusqu'à ce que la planète/BD se retrouve derrière l'étoile lors d'une éclipse secondaire, après quoi le comportement inverse se produit jusqu'au transit. Les cercles pointillés représentent les 4 points de contact du transit ; ceux en pointillés plus petits représentent une orbite avec une inclinaison différente et donc avec des points de contact différents. La durée totale du transit est dénotée t_T et se passe entre le point de contact 1 et 4. t_F se déroule entre les points 2 et 3. Figure tirée de Winn (2008), modifiée par Perryman (2018).

étudié, ΔF devient proportionnel au rapport des températures effectives (Charbonneau, 2002), ce qui correspond au dernier énoncé de l'équation 1.3.4.

Si l'approximation de Rayleigh-Jeans ne peut s'appliquer, la luminosité et la température effective d'une BDEB peuvent être obtenues en construisant une SED avec de la photométrie et/ou de la spectroscopie d'éclipse secondaire. En intégrant cette SED, on obtient la luminosité bolométrique en multipliant le résultat de l'intégrale par $4\pi d^2$, où d est une mesure de la distance au système. Comme le rayon de la BD est connu via le transit primaire, on peut ainsi déduire la température effective de la BD via la loi de Stefan-Boltzmann (équation 1.3).

Avec des données de vitesses radiales (masse), de transit (rayon) et d'éclipse secondaire (luminosité, température), tout sauf l'âge devient mesurable de manière indépendante aux modèles atmosphériques et évolutifs sous-stellaires. De plus, l'étude des étoiles primaires de ces systèmes permet d'inférer la métallicité d'une BDEB en supposant que tous les membres ont évolué dans le même environnement. Les systèmes BDEBs sont extrêmement prisés, car ils offrent une calibration empirique pour les modèles atmosphériques et évolutifs. Or, de tels systèmes sont très rares en raison du faible taux d'occurrence des BDs à courte séparation (i.e. le "brown dwarf desert") combiné à la contrainte de les observer en transit. Jusqu'à présent, seulement ~ 37 BDEBs ont été découvertes (Carmichael, 2022), comparé à la dizaine de milliers de BDs du champ catalogués (e.g. Rosell et al. 2019). De plus, ce ne sont pas tous les systèmes BDEBs qui peuvent agir comme analogues aux BDs du champ. Le système idéal doit avoir suffisamment de séparation orbitale avec son étoile hôte afin de minimiser la contribution du flux stellaire incident au flux d'émission de la BD. Il est aussi préférable de trouver des BDEBs autour d'étoiles de type M, car leurs rayons et leurs masses plus petits comparés aux autres étoiles de la séquence principale permettent de maximiser l'amplitude des signaux RV et de transit mesurées (voir équations 1.3.2 et 1.3.3).

1.4. L'objectif de ce mémoire

Ce mémoire porte sur l'analyse d'un système avec une BDEB faiblement irradié : LHS 6343 C. Découverte par Johnson et al. (2011) via transit en 2011 parmi la première publication de données du télescope spatial Kepler, cette BD orbite le membre primaire d'un système binaire de naines M situé à environ 116 années-lumière (~ 36.5 parsecs). Depuis la découverte, d'autres analyses de vitesses radiales (Keck/HIRES), de transits (Kepler) et d'éclipses secondaires (Spitzer/IRAC) ont été effectuées par Montet et al. (2015, 2016) pour mesurer directement la masse, le rayon et la luminosité infrarouge de la BDEB. Cette recherche présente des observations non-publiées d'une éclipse secondaire de LHS 6343 C avec

le télescope spatial Hubble (HST) dans le proche-infrarouge ([Albert et al., 2015](#)). L'analyse de cette observation nous permet d'ajouter des mesures semi-empiriques de la luminosité bolométrique et de la température effective aux connaissances actuelles de cette BDEB. En combinant ces résultats avec une mise à jour de ceux déjà présents dans la littérature, des tests rigoureux sur les prédictions des modèles atmosphériques et évolutifs des BDs sont effectués. Ces aspects, en plus d'autres résultats, sont détaillés dans l'article qui suit.

Chapitre 2

Article:

**Revisiting Physical Parameters of the
Benchmark Brown Dwarf LHS 6343 C
Through HST/WFC3 Secondary Eclipse
Observations**

William Frost¹, Loïc Albert¹, René Doyon¹, Clémence Fontanive¹, Étienne Artigau¹,
Benjamin T. Montet², John Asher Johnson³ and Björn Benneke¹

- (1) Université de Montréal, Département de Physique, IREX,
Montréal, Québec, Canada, H3C 3J7
- (2) University of New South Wales, School of Physics,
Sydney, New South Wales, Australia, 36JJ+M8
- (3) Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Harvard Astronomy Department,
Cambridge, Massachusetts, USA, 02138

This article is in preparation to be submitted in The Astrophysical Journal.

2.1. Abstract

The brown dwarf census is dominated by field objects whose physical parameters (e.g., T_{eff} , mass, radius) cannot directly be measured and can only be estimated using atmospheric and evolutionary models. While these models are successful in reproducing field brown dwarf observables, namely luminosity, colour and spectral type, they still lack a model-independent calibration over most of their parameter space. Brown dwarf eclipsing binaries are a unique laboratory in this respect since mass, radius, temperature and luminosity can be directly measured. One of these few known systems is LHS 6343, an M-dwarf binary with an evolved, negligibly irradiated brown dwarf, LHS 6343 C, orbiting the primary star. We first provide an update of this brown dwarf’s mass ($62.64 \pm 1.37 M_{\text{Jup}}$) and radius ($0.788 \pm 0.032 R_{\text{Jup}}$) based on the timely parallax measurement finally made available in the Gaia DR3 release. We also analyze Hubble Space Telescope WFC3 observations of an LHS 6343 C secondary eclipse to obtain an emission spectrum of this brown dwarf in the WFC3 IR grism wavelength range (1.1–1.7 μm). The NIR spectral type of the HST spectrum conforms to that of a $T1.5 \pm 1$ dwarf. Combining this spectrum with existing Kepler and Spitzer/IRAC secondary eclipse photometry yields the most complete spectral energy distribution available for LHS 6343 C. Filling wavelength gaps using the best-fitting atmospheric model yields a semi-empirical bolometric luminosity of $-4.771 \pm 0.017 \log(L_{\odot})$ and, applying the Stefan-Boltzmann law for the known radius, an effective temperature of 1301 ± 19 K. All atmospheric models tested (ATMO-2020, Sonora-Bobcat and BT-Settl) fit the overall SED well when the surface gravity and flux scaling are fully constrained based on the known mass, radius and distance, with the ATMO-2020 models including out-of-equilibrium chemistry performing significantly better. However, the magnitude of spectral details in the NIR are poorly reproduced to varying degrees depending on the models used. When allowing the flux scaling to be free, model predictions do align better with the data, but the inferred T_{eff} can deviate by 100–200 K depending on models and the spectral region fitted, which serves as a cautionary tale when recovering T_{eff} for field brown dwarfs. Finally, we use the ATMO-2020 and Sonora-Bobcat evolutionary model grids to infer an age for LHS 6343 C of $2.88^{+0.23}_{-0.21}$ Gyr and $3.13^{+0.30}_{-0.25}$ Gyr, respectively.

2.2. Introduction

Brown dwarfs (BDs) are substellar objects that bridge the mass gap between the most massive planets ($\sim 13 M_{\text{Jup}}$) and the least massive stars ($\sim 78.5 M_{\text{Jup}}$) (Spiegel et al., 2011; Chabrier et al., 2023). The upper mass constraint is derived from the hydrogen burning limit, which means brown dwarfs are unable to sustain a long-term energy source (i.e., hydrogen fusion) like main-sequence stars do. They are massive enough to initiate lower-tier reactions such as deuterium fusion, but these can only last a few tens of Myr at best (Chabrier et al.,

2000), which does not allow for BDs to behave like stars over their lifetime. This lack of an internal energy source means that their luminosity and effective temperature inevitably decrease over time as the BD radiates away the thermal energy brought upon by its creation.

Determining the effect that the cooling trend has on BD physical parameters is essential due to the degeneracy in mass, age, effective temperature and luminosity it causes. For example, the mass-age degeneracy makes it impossible to distinguish between a young, low-mass and an old, high-mass BD using photometric and/or spectroscopic observations alone. Since most reported BDs are isolated field objects, oftentimes luminosities, colours and spectral types are the most that can be extracted without having to resort to sub-stellar atmospheric and evolutionary modelling. Unlike main-sequence stars, BDs do not offer the luxury of constant luminosity which allows for empirical relations between physical parameters such as the M dwarf mass-luminosity relation of [Mann et al. \(2019\)](#).

Since the start of 21st century, several substellar atmospheric and evolutionary models have been made available which can be compared to observations of various spectral types. However, the underlying physical parameters these models predict (mass, radius, age, temperature, luminosity, metallicity) for field objects are, for the most part, not backed by an empirical calibration. In other words, there is a lack of an extensive catalog of BDs with directly measured parameters that can act as anchors to the physical parameters the models predict when they are compared to photometric and/or spectroscopic observations.

In theory, the types of systems that allow for the measurement of the most physical parameters for BDs are those seen transiting and eclipsing a star. Such BD eclipsing binaries (BDEBs) can be probed using radial velocity, transit and secondary eclipse observations to yield direct measurements of the mass, radius, luminosity and effective temperature. To serve as adequate benchmarks for field BD characterization, an additional constraint is that BDEBs should be subject to minimal irradiation (and other phenomena, see [Beatty et al. 2018](#)) from their companion(s). Otherwise, close-in systems might have inflated radii and luminosities that would not accurately represent the properties of field BDs, requiring further interior modelling to account for it.

The relatively large population of field BDs is contrasted by the scarcity of BDEBs, a phenomenon commonly referred to as the "Brown Dwarf Desert" (e.g., [Grieves et al. \(2017\)](#)). Indeed, considering the extensive catalogue of over eleven thousand brown dwarfs to date (e.g., [Rosell et al. 2019](#)), only 37 BDEBs are documented in the literature ([Carmichael, 2022](#)). Furthermore, only a subset of these (~ 10) orbit M dwarfs, which allows for higher signal-to-noise observations around empirically calibrated, low-mass main-sequence stars. An even smaller subset possesses precisely measured ages (e.g., [Beatty et al. 2018](#)), a particularly crucial parameter for young BDs since their luminosities and radii contract quickly below 1 Gyr. Other phenomena, such as host irradiation and/or tidal locking of a BDEB (e.g.,

Beatty et al. 2014), can further differentiate their characteristics compared to field BDs. In practice, there are very few BDEB systems that can be used as field BD analogs.

One such system is LHS 6343, a resolved ($\sim 0.6''$) red dwarf binary with a BD (LHS 6343 C) orbiting the primary star (LHS 6343 A) at a period of 12.7 days. It was initially discovered as a transiting object by Johnson et al. (2011) within the Kepler Telescope Q0-Q1 public data release. The most recent analyses are found in two articles by Montet et al. (2015, 2016). In the 2015 paper, the authors use Keck/HIRES radial velocity observations and the Kepler transit data set to obtain direct measurements of the BD’s mass and radius: $62.1 \pm 1.2 M_{\text{Jup}}$ and $0.783 \pm 0.011 R_{\text{Jup}}$, respectively. Furthermore, they report a slight eccentricity to the BD’s orbit, making it unlikely that it is tidally locked to LHS 6343 A.

For the 2016 paper, the authors use Spitzer/IRAC observations of four secondary eclipses (2 for each of the IRAC-1 and IRAC-2 bandpasses) to obtain model-dependant values of the age (5 ± 1 Gyr), bolometric luminosity ($-5.16 \pm 0.04 \log(L_{\odot})$) and effective temperature (1130 ± 50 K) of the BD. The models used were the Dartmouth stellar models (Dotter et al., 2008) and the BT-Settl (CIFIST 2011) substellar models (Allard et al., 2012). Using the Dartmouth models, the authors estimate that irradiation from LHS 6343 A should contribute only $\approx 1\%$ of the total emitted flux of the BD. Finally, both Johnson et al. and Montet et al. contribute valuable information on the dilution effect of LHS 6343 B on the observed transit and eclipse events of LHS 6343 C as it orbits LHS 6343 A. Notably, they respectively measure B-A magnitude differences of 0.45 ± 0.06 and 0.84 ± 0.12 for the 2MASS K_S and Kepler K_P bands.

The results presented in this paper build upon those reported in the Montet et al. papers, enabling two new semi-empirical measurements: bolometric luminosity and effective temperature. This is accomplished by constructing an emission spectrum of LHS 6343 C using a single HST/WFC3-G141 secondary eclipse observation and the existing emission photometry from Kepler and Spitzer data. We also derive new measurements for the BD’s mass and radius by updating those same parameters for the host star (LHS 6343 A) using the Mann et al. (2019) mass-luminosity and Mann et al. (2015) radius-luminosity empirical relations.

The key parameter in our analysis differing from the Montet papers is the use of a model-independent distance to the LHS 6343 system obtained from the Gaia DR3 data release (Gaia Collaboration et al., 2023). This new distance of 35.67 ± 0.59 pc is ~ 3 pc larger than the value derived from Dartmouth models used by Montet et al. (2015).

Equipped with a broader coverage emission spectrum and a revised set of physical parameters, this work compares the predictions of two sets of atmospheric and evolutionary models: ATMO-2020 of Phillips et al. (2020) and Sonora-Bobcat of Marley et al. (2021).

The BT-Settl CIFIST 2011 atmospheric models of [Allard et al. \(2012\)](#) are also considered. We compare their predictions to our directly measured physical parameters and derive a model-dependent age of the BD. We also comment on the results of atmospheric modelling with reduced constraints that would usually be imposed by the known physical parameters, effectively probing what model predictions would be if LHS 6343 C had been observed as an isolated field object.

2.3. Observations and Data Reduction

LHS 6343 was observed with the Wide Field Camera 3 on the Hubble Space Telescope (HST/WFC3) as part of HST cycle 23 GO (PEP-ID 14142; PI L. Albert). These observations are complemented with previous Spitzer/IRAC eclipse observations ([Montet et al., 2016](#)), Kepler transit and eclipse observations, as well as Keck/HIRES radial velocity observations ([Montet et al., 2015](#)).

2.3.1. HST-WFC3 Secondary Eclipse Observation

The LHS 6343 C secondary eclipse was observed through a single HST/WFC3 visit spanning 7 hours, consisting of 5 telescope orbits separated by ~ 50 -minute gaps in data collection due to Earth occultation. The time series was obtained with the G141 IR grism in spatial scan mode in which the telescope drifts during the exposure such that the source’s spectrum is spread out over several pixels perpendicular to the dispersion axis ([McCullough & MacKenty, 2012](#)). The scans had a spatial (i.e. vertical) extent of roughly 100 detector pixels, yielding a higher signal-to-noise for a given exposure without saturating the WFC3 detector. To minimize instrumental overheads, both forward and backward scans were performed at a drift scan rate of 0.1 /s.

In total, the HST/WFC3 time series consisted of 102 scan-mode exposures, each integrated over 103 seconds and broken up into 16 sub-exposures. Additionally, each HST orbit’s worth of scan-mode exposures is bounded in time by photometric observations in either the F126N ($\times 2$), F128N ($\times 1$), F130N ($\times 1$), F132N ($\times 2$), F164N ($\times 2$) or F167N ($\times 1$) filters. The first HST orbit is preceded by four additional F130N dithered images as well as four stare-mode (non-scanned) spectra. Only the scanned exposures and one photometric non-dithered exposure were used in the reduction pipeline.

2.3.2. HST-WFC3 Data Reduction

The use of custom reduction pipelines is necessary for HST/WFC3 scan-mode spectroscopic observations, as the technique itself started being implemented roughly 2 decades after the telescope’s launch [McCullough & MacKenty \(2012\)](#). Therefore, the official HST reduction pipelines are insufficient in properly calibrating raw scanned images. We chose

to reduce the last 84 raw scan-mode exposures to raw spectroscopic light curves using the ExoTEP data reduction pipeline (Benneke et al., 2019a,b). The first HST orbit (18 exposures) was discarded for reasons explained in subsection 2.4.1.1. The 60th exposure was also discarded as it deviates significantly from the data.

The reduction implemented by ExoTEP follows standard procedure for scan-mode observations (Benneke et al., 2019a,b). It minimizes the contribution from the sky background by subtracting consecutive non-destructive reads and then co-adding these background-subtracted sub-exposures. It then uses the wavelength-dependent flat-field data provided by STScI to produce flat-fielded images. Bad pixels are replaced by the corresponding value in a normalized row-added flux template.

The WFC3 G141 grism dispersion profile is dependent on the source’s spatial (y) axis position. Therefore, spatial scanning results in a slightly trapezoidal spectrum instead of a perfectly rectangular one. To correctly capture this effect, ExoTEP integrates over trapezoidal wavelength bins built from lines of constant wavelength obtained from its 2D wavelength solution computed across the detector. During flux integration, it avoids any pre-smoothing and accounts for partial pixel flux along the wavelength binning boundaries, which ensures total flux conservation. It also accounts for small dispersion (x) position shifts in each frame to correct for the small drift in a star’s position across the observations.

2.4. HST/WFC3 Light Curve Analysis

This section details the steps and results in going from raw extracted photometry to a calibrated, absolute F_λ spectrum for the LHS 6343 C secondary eclipse in the WFC3 bandpass.

2.4.1. Eclipse White-Light Curve Fitting

We first fit the extracted raw HST/WFC3 white-light curve (WLC) to a joint instrument (i.e. systematics) and eclipse model. This is accomplished using the `emcee` python package (Foreman-Mackey et al., 2013) which implements the Goodman & Weare (2010) Affine Invariant (AI) Markov chain Monte Carlo (MCMC) ensemble sampler. The joint model as a function of time is simply

$$M(t_v, t_o) = M_{ecl}(t_v) \times M_{sys}(t_v, t_o) \quad (2.4.1)$$

where M_{ecl} represents the eclipse model and M_{sys} the instrument systematics model. t_v represents the time elapsed during the entire HST eclipse observation (i.e. the visit time) and t_o represents the time elapsed during a single HST orbit. The WLC has a wavelength coverage of 1.015 to 1.725 μm .

2.4.1.1. **Instrument Systematics Model.** The necessity for splitting time into 2 reference points comes from the nature of the instrument systematics being modelled. Typical HST/WFC3 observations exhibit a linear trend throughout an entire visit as well as showing an exponential trend for each HST orbit. If scan-mode observations are performed, an additional offset in the flux is introduced for backward scans, as the reported flux in these images will be greater than for forward scans. This is due to the detector pixel readout sequence taking slightly more time to reach the starting point of a backward scan compared to that of a forward scan, allowing for slightly more photoelectrons to accumulate on the detector. All 3 systematics behaviours described here are present in the raw photometric time series shown in Fig. 2.1. Following a similar methodology to Benneke et al. (2019b), the systematics model is defined as

$$M_{sys}(t_v, t_o) = \left(s(t_v) + v t_v \right) \times \left(1 - e^{-a t_o - b} \right) \quad (2.4.2)$$

where v represents the visit-long slope term and a, b represent the rate and amplitude of the orbit-long exponential term. $s(t_v)$ is set to 1 for forward scans and is left as a free parameter for backward scans. We do not include the first HST orbit in our analysis, which is common practice for HST/WFC3 observations, as the data show a stronger ramp-like effect compared to subsequent HST orbits, indicative of the instrument still stabilizing. We also exclude the first forward and backward scan of each HST orbit to further eliminate the ramp effect from the data.

2.4.1.2. **Eclipse Model.** The astrophysical eclipse light-curve model M_{ecl} is computed using the `Batman` package of Kreidberg (2015). To get the complete M_{ecl} model, the `Batman` relative eclipse signal is multiplied by a normalization constant N such that the model's in-eclipse flux can replicate the observed in-eclipse flux (corrected for systematics). This leads to $M_{ecl}(t_v) = N * M_{\text{Batman}}(t_v)$.

2.4.1.3. **MCMC Likelihood Model.** The log-likelihood function as input to the `emcee` Ensemble Sampler is simply a log-normal distribution

$$\ln \mathcal{L} = - \sum_i \left[\frac{\left(D_i - M_i \right)^2}{2 \sigma_{obs}^2} + \ln(\sigma_{obs}) + \frac{\ln 2\pi}{2} \right] \quad (2.4.3)$$

where $D_i = D(t_{v,i})$ and $M_i = M(t_{v,i}, t_{o,i})$ are the observed and modelled data, respectively. Rather than estimating photometric errors for each data point beforehand, we instead leave the scatter in the data σ_{obs} as a free parameter in the MCMC analysis. This is standard procedure for ExoTEP photometric outputs; it essentially yields a single standard deviation estimate for all individual light curve data points.

The sum of the log-likelihood and each fitted parameter's log-prior is used to obtain the joint log-posterior distribution of all astrophysical and instrumental model parameters. For

the WLC fit, uniform priors are given to all instrument systematics as well as the eclipse flux ratio f , the eclipse conjunction time t_{ecl} and the scatter parameter σ_{obs} . All known orbital parameters from the literature (Table 2 of [Montet et al. 2015](#)) are assigned normally distributed priors about their reported values. The initial values for the parameter chains of the MCMC fit are set to the best-fitting results of a maximum likelihood estimation of Eq. **2.4.3**. Within `emcee`, we use 32 walkers for each parameter chain c_i and evaluate convergence by ensuring the chain lengths exceed at least 50 times the autocorrelation time τ_i computed by `emcee`. Each parameter chain of 32 walkers is reduced to a singular chain by establishing a burn-in limit of $2 \times \tau_{max}$, flattening the 32 walkers and retaining chain realizations at intervals of $0.5 \times \tau_{min}$. The main result of the fit is a determination of the eclipse depth in the HST/WFC3-G141 bandpass of 867 ± 21 ppm, marginalized over all WLC parameter chains. The best-fit model to the WLC is shown in Fig. **2.1**, while the individual parameter determinations are shown as a corner plot in the appendix (Fig. **A.2**).

2.4.2. Secondary Eclipse Spectroscopy

We use the results from the WLC fitting of section **2.4.1** to inform the priors on a larger number of parameters for the MCMC fit to the spectroscopic light curves (SLCs). Because the HST/WFC3 systematics are independent of wavelength to first-order, all such parameters for each SLC are given gaussian priors informed by the WLC fit. The same is done for the eclipse conjunction time. The remaining parameters with uniform priors are the flux ratio f , the normalization constant N and the scatter parameter σ_{obs} , as these do vary with wavelength. We individually fit 27 SLCs between 1.11 and 1.65 μm (20 nm bins), each time performing the same autocorrelation check on the parameter chains as was done for the WLC fit. The results of these fits are visualized in Fig. **A.1** of the appendix and reported in the "Relative Flux" column of Table **2.1**.

2.4.3. LHS 6343 C Emission Spectrum

Flux-calibration of the relative emission spectrum measured in section **2.4.2** was performed by multiplying it with the observed LHS 6343 A+B flux. This combined stellar flux of the system is contained within the results of the SLC fits of section **2.4.2**, as the normalization constant N for each spectroscopic bin retrieves the parameter directly. The stellar photoelectron count rate is then multiplied with the appropriate sensitivity file for HST/WFC3-G141 supplied by STScI to obtain the flux-calibrated spectrum of LHS 6343 A+B in units of $\text{erg/s/cm}^2/\mu\text{m}$. To further validate this spectrum, we anchor it to existing J -band photometry from [Johnson et al. \(2011\)](#) of the whole system whose flux is dominated by the

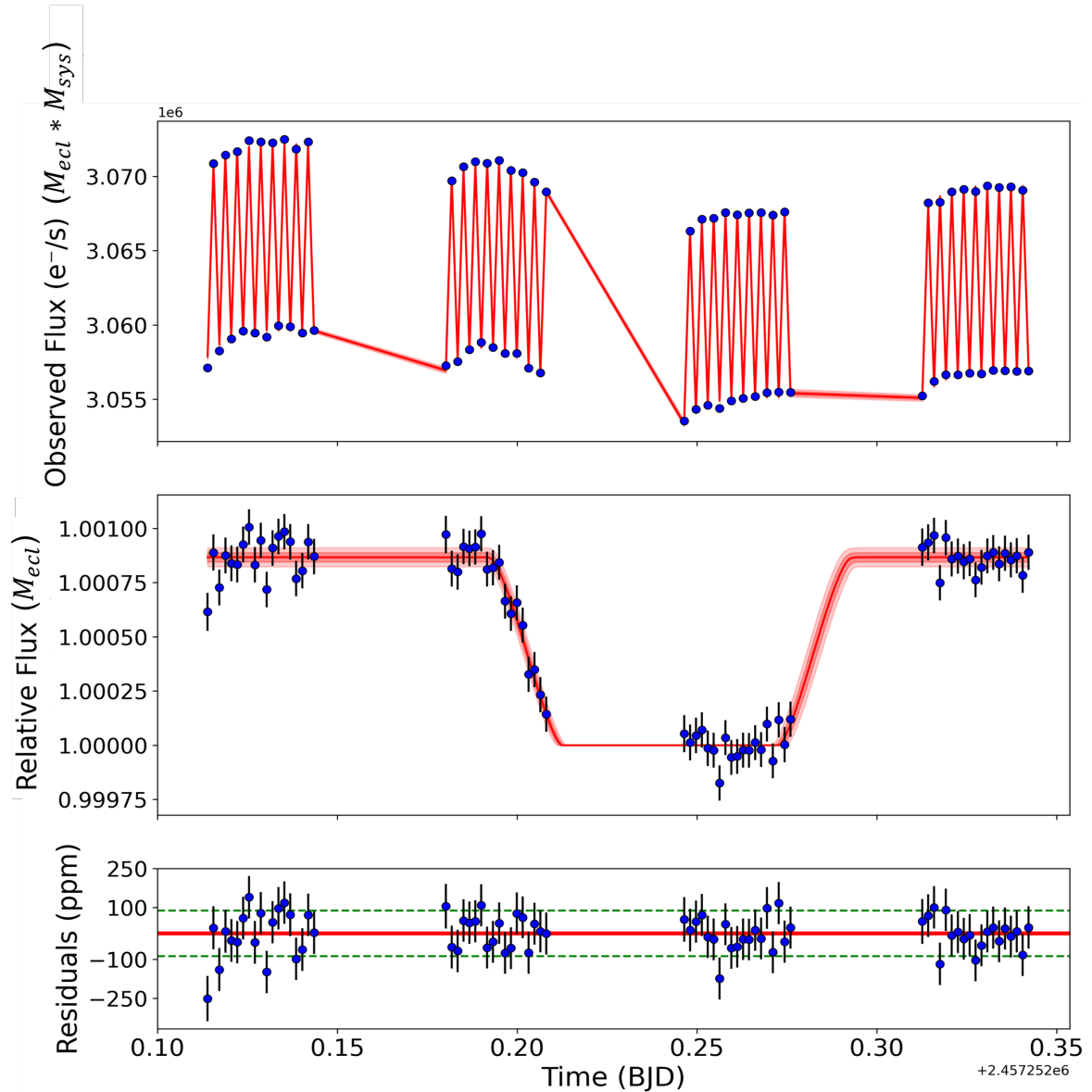


Fig. 2.1 White-light curve fit from the analysis of the HST/WFC3 time series of the LHS 6343 C secondary eclipse. The top plot shows the photoelectron flux as observed by WFC3 in blue. The inferred 1σ error bars are smaller than the size of the symbols. The red line is the median best-fitting model while the shaded regions represent the 1σ and 2σ confidence intervals. The middle plot shows the normalized, systematics-corrected flux with the same approach as the top plot. The bottom plot shows the residuals of the data compared to the best-fitting model with the green dashed lines defining the inferred 1σ envelope.

combined light of the two M dwarfs. We find that the J -band magnitude of our measured LHS 6343 A+B spectrum to be indistinguishable (within 1σ) of the value reported by [Johnson et al. \(2011\)](#).

IR Emission Spectrum of LHS 6343 C			
Instrument	Wavelength Bin (μm)	Relative Flux (ppm)	Absolute F_λ $\frac{ergs}{s\ cm^2\ \mu m} * 10^{-13}$
Kepler	0.42-0.91	25 (± 7)	0.024 (± 0.0068)
HST/WFC3	1.11-1.13	503.6 (± 93.7)	2.69 (± 0.50)
	1.13-1.15	418.4 (± 115.8)	2.14 (± 0.59)
	1.15-1.17	627.5 (± 81.8)	3.22 (± 0.42)
	1.17-1.19	802.7 (± 81.8)	3.98 (± 0.41)
	1.19-1.21	979.1 (± 82.3)	4.74 (± 0.40)
	1.21-1.23	1261.7 (± 77.7)	5.99 (± 0.37)
	1.23-1.25	1190.4 (± 85.1)	5.49 (± 0.39)
	1.25-1.27	1402.6 (± 88.8)	6.37 (± 0.40)
	1.27-1.29	1502.8 (± 71.3)	6.72 (± 0.32)
	1.29-1.31	1409.0 (± 88.1)	6.17 (± 0.39)
	1.31-1.33	1340.7 (± 89.6)	5.59 (± 0.37)
	1.33-1.35	622.0 (± 83.2)	2.48 (± 0.33)
	1.35-1.37	359.3 (± 78.8)	1.38 (± 0.30)
	1.37-1.39	402.3 (± 89.4)	1.52 (± 0.34)
	1.39-1.41	405.1 (± 84.9)	1.49 (± 0.31)
	1.41-1.43	261.7 (± 91.0)	0.94 (± 0.33)
	1.43-1.45	392.8 (± 86.7)	1.37 (± 0.30)
	1.45-1.47	510.4 (± 76.5)	1.74 (± 0.26)
	1.47-1.49	619.0 (± 98.2)	2.09 (± 0.33)
	1.49-1.51	729.7 (± 94.9)	2.42 (± 0.32)
1.51-1.53	1007.8 (± 76.2)	3.30 (± 0.25)	
1.53-1.55	1176.3 (± 96.1)	3.79 (± 0.31)	
1.55-1.57	1379.2 (± 89.5)	4.45 (± 0.29)	
1.57-1.59	1564.7 (± 87.8)	4.96 (± 0.28)	
1.59-1.61	1496.6 (± 93.3)	4.66 (± 0.29)	
1.61-1.63	1277.2 (± 98.4)	3.89 (± 0.30)	
1.63-1.65	1220.4 (± 86.5)	3.51 (± 0.25)	
Spitzer/IRAC-1	3.13-3.96	1060 (± 210)	0.268 (± 0.062)
Spitzer/IRAC-2	3.92-5.06	2090 (± 80)	0.232 (± 0.024)

Tableau 2.1 Kepler and Spitzer relative fluxes are taken directly from [Montet et al. \(2015, 2016\)](#). The Kepler absolute flux is calculated using the K_P apparent flux of LHS 6343 reported by [Johnson et al. \(2011\)](#), the K_P B-A relative magnitude (empirical prior) and transit depth reported by [Montet et al. \(2015\)](#). The Spitzer absolute fluxes are calculated by converting the absolute magnitudes for the BD reported by [Montet et al. \(2016\)](#) to apparent fluxes using Montet’s distance measure.

Finally, we multiply this in-eclipse spectrum with the relative emission spectrum of LHS 6343 C, yielding a flux-calibrated spectrum of the BD in the HST/WFC3-G141 band-pass. This spectrum is reported in Table 2.1 and shown in Figures 2.2, 2.4, 2.5 and 2.6. To summarize, our resulting LHS 6343 C spectrum can be expressed as

$$F_C = \frac{F_{ABC} - F_{AB}}{F_{AB}} \times \frac{F_{AB}}{T_{WFC3}} \quad , \quad (2.4.4)$$

where F_{ABC} is the flux of the entire LHS 6343 system (out-of-eclipse) observed using the HST/WFC3 detector and the G141 IR grism. F_{AB} is the flux of the A and B components (in-eclipse). T_{WFC3} is the transmission/sensitivity profile for WFC3-G141. The first term of Equation 2.4.4 effectively represents the emission spectrum of LHS 6343 C relative to that of LHS 6343 A+B, and the second term is the absolute flux-calibrated A+B spectrum.

2.5. Brown Dwarf Modelling

2.5.1. Updated Stellar Parameters for LHS 6343

Since the last detailed LHS 6343 analyses by [Montet et al. \(2015, 2016\)](#), a parallax has been measured (Gaia DR3) and the stellar mass-luminosity relation of [Mann et al. \(2019\)](#) was published. Updating the LHS 6343 system properties is our first step in deriving physical parameters for LHS 6343 C. The mass and radius of the primary M dwarf of the system (LHS 6343 A) directly impact the derived BD mass and radius from radial velocity and transit observations, while the system's distance dictates the luminosities of the LHS 6343 members.

Partly because they lacked a reliable parallax measurement, the analysis carried by [Montet et al. \(2015\)](#) implemented two different techniques to set priors on the LHS 6343 A mass during a joint fit to the radial velocity and transit observations for LHS 6343 C. One was dubbed an "empirical" prior, as the stellar mass value was informed strictly from the empirical mass-radius relation of [Boyajian et al. \(2012\)](#). The other method used a "model" prior, where stellar mass was now informed from a near-IR spectroscopic analysis combined with the predictions of the Dartmouth stellar evolution models. The empirical prior approach could yield only the mass and radius of the primary M-dwarf, while the model-dependent approach could yield those for the secondary M-dwarf as well. The model prior approach also allowed them to get estimates of effective temperature for both stars, and the inferred stellar absolute magnitudes were used to obtain a distance of 32.7 ± 1.3 pc to the system. They also obtained a metallicity value for the system from NIR spectroscopy, which we use for our analysis as well.

Having access to a distance measurement from Gaia DR3 we opt instead to use empirical stellar relations to measure stellar masses, radii and effective temperatures. Because of the

stellar binary nature of the LHS 6343 system, the DR3 5-parameter fit assuming a single star may have yielded an inaccurate parallax. We discuss this topic in further detail in section **2.6.2**. Nevertheless, to obtain these new values, we first convert the resolved K_S apparent magnitudes of both stars reported by [Johnson et al. \(2011\)](#) to absolute magnitudes using the Gaia distance of 35.67 ± 0.59 pc. These stellar magnitudes are then converted to masses and radii using the [Mann et al. \(2019\)](#) mass-luminosity and [Mann et al. \(2015\)](#) radius-luminosity empirical relations for M-dwarfs. Effective temperatures are determined by inverting the radius-temperature relation detailed in [Mann et al. \(2015\)](#).

To measure the mass of LHS 6343 C, we make use of the primary M-dwarf mass M_A , the primary star’s radial velocity semi-amplitude K_{RV} and relevant BD orbital parameters reported in Table 2 of [Montet et al. \(2015\)](#) to solve for the BD’s mass M_C in Equation 2.27 of [Perryman \(2018\)](#):

$$K_{RV} = \left(\frac{2\pi G}{P} \right)^{1/3} \frac{M_C \sin i}{(M_A + M_C)^{2/3}} \frac{1}{(1 - e^2)^{1/2}} . \quad (2.5.1)$$

To update the BD radius, we simply multiply the primary star’s radius with the reported Kepler transit radius ratio of [Montet et al. \(2015\)](#). Updated masses and radii for all LHS 6343 members are reported in Table **2.2**. Ultimately, our BD radius measurement remains consistent with the value reported by [Montet et al. \(2015\)](#), albeit with a 2-3 times larger uncertainty mainly due to the propagation of uncertainty in the empirical stellar relations used. In contrast, our mass measurement is consistent well within $1-\sigma$ of Montet’s model-prior value, while it borders the $1-\sigma$ envelope of the empirical-prior value.

In Table **2.3**, we show the importance of various error sources that contribute to the uncertainty of our BD mass and radius measurements, which are obtained via Monte Carlo propagation. The note for Table **2.3** further explains the propagation scheme used. The uncertainty of the flux ratio between LHS 6343 A & B in the Kepler ($\Delta K_{P, B-A} = 0.84 \pm 0.12$) and 2MASS K ($\Delta K_{S, B-A} = 0.45 \pm 0.06$) bandpasses is reflected in the uncertainties reported for the Kepler transit radius ratio ([Montet et al., 2015](#)) and the primary M dwarf’s K -band magnitude ([Johnson et al., 2011](#)). For both radius and mass, the limiting source of error is due to stellar empirical relations. The apparent magnitude and transit depth follow in magnitude but improvements there remain possible.

2.5.2. Spectral Classification

We determine a near-IR spectral type for LHS 6343 C of $T1.5 \pm 1$ by matching its observed HST/WFC3 spectrum to the spectral standards (average of several BD spectra with similar spectral type) and templates (individual brown dwarfs) contained within the SPLAT python package of [Burgasser & the SPLAT Development Team \(2017\)](#). Fig. **2.2** shows the best-matching spectral standards and templates from T0 to T5. Both spectroscopic standards

Updated LHS 6343 radii & masses compared to the Montet et al. (2015) (M15) reported values			
Parameter	This Work	M15 Empirical Prior	M15 Model Prior
$M_A [M_\odot]$	0.363 ± 0.0125	0.381 ± 0.019	0.358 ± 0.011
$M_B [M_\odot]$	0.297 ± 0.014	-	0.292 ± 0.013
$R_A [R_\odot]$	0.375 ± 0.014	0.380 ± 0.007	0.373 ± 0.005
$R_B [R_\odot]$	0.318 ± 0.014	-	0.394 ± 0.012
$M_C [M_{\text{Jup}}]$	62.64 ± 1.37	64.6 ± 2.1	62.1 ± 1.2
$R_C [R_{\text{Jup}}]$	0.788 ± 0.032	0.798 ± 0.014	0.783 ± 0.011

Tableau 2.2 To obtain our mass and radius values, this work used as inputs a Gaia DR3 distance, the LHS 6343 A & B 2MASS K_S apparent magnitudes reported in Table 1 of Johnson et al. (2011), the orbital parameters (period, inclination, eccentricity, radius ratio and radial velocity semi-amplitude) reported in Table 2 of M15 as well as the stellar empirical relations of Mann et al. (2015) and Mann et al. (2019).

and templates converge towards similar spectral types: T1 for the best-matching standard, and T2 for the best-matching template. The individual templates yield better reduced χ^2 values than the corresponding standards, perhaps reflecting a real diversity within each type. The best-matching template is 2MASS J11061197+2754215, whose spectrum is classified as a T2 dwarf within SPLAT, although the source could possibly be a tight-orbit or line-of-sight T0+T4 binary according to Burgasser et al. (2010).

One of the most important physical parameters determining spectral type is effective temperature. Table 2.4 shows the results of applying the various empirical relations found within the SPLAT package that convert the $T1.5 \pm 1$ spectral type to an effective temperature. These results show a large dispersion ranging between 1200 and 1450 K. This is because LHS 6343 C falls in the L/T transition which is characterized by a large spectral type scatter, making its treatment vary between empirical relations. As a comparison, in section 2.5.8, the T_{eff} of LHS 6343 C is directly determined using atmospheric models and the Stefan-Boltzmann law.

2.5.3. Color-Magnitude Diagram

The HST/WFC3 spectrum covers the J -band filter and spans a large fraction of the H -band. LHS 6343 C can therefore be positioned in a color-magnitude diagram (J vs. $J - H$), for the first time in the NIR where the emergent flux peaks (Fig. 2.3). Because the

Individual importance of error contributors to the LHS 6343 C mass and radius as a percentage of total error		
Contributor	Mass (M_{Jup})	Radius (R_{Jup})
	62.64 ± 1.37	0.788 ± 0.032
LHS 6343 distance ^(a)	37.3%	31.4%
$K_{\text{S,A}}$ ^(b) (app. magnitude)	52.1%	43.9%
K_{AC} ^(c) (RV semiamplitude)	7.9%	—
LHS 6343 AC R_p/R_* ^(c)	—	45.5%
Mann et al. (2019) MLR	76.3%	—
Mann et al. (2015) RLR	—	71.0%

Tableau 2.3 a) Gaia DR3. b) Table 1 of [Johnson et al. \(2011\)](#). c) Table 2 of [Montet et al. \(2015\)](#). The importance of each contributor to the total (i.e. reported) 1σ confidence for the mass and/or radius is obtained by performing a Monte Carlo uncertainty estimation where only the standard deviation of that contributor is propagated. The resulting single-contributor 1σ error is then compared (as a percentage) to the one resulting from the Monte Carlo estimation where the errors of all contributors were propagated.

Results of Converting the LHS 6343 C Spectral Type (T1.5 ± 1) to an Effective Temperature	
Empirical Relation	T_{eff} (K)
Golimowski et al. (2004)	1446 ± 126
Looper et al. (2008)	1375 ± 90
Stephens et al. (2009)	1208 ± 102
Marocco et al. (2013)	1351 ± 140
Filippazzo et al. (2015)	1192 ± 117

Tableau 2.4 Conversions obtained using the empirical relations found within the SPLAT python package developed by [Burgasser & the SPLAT Development Team \(2017\)](#).

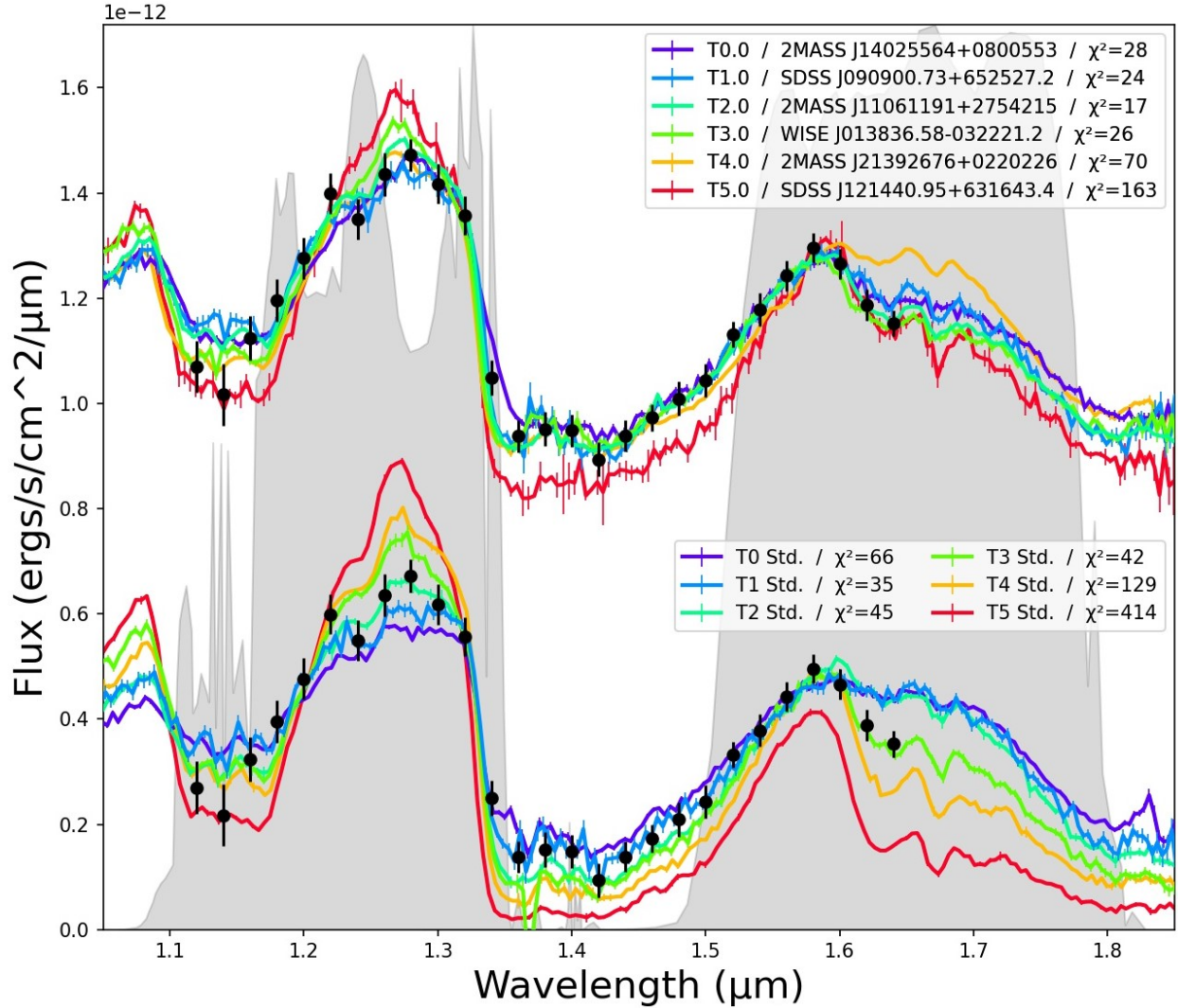


Fig. 2.2 HST/WFC3 secondary eclipse emission spectrum of LHS 6343C (black) and its spectral typing using spectral standards (bottom) and templates (top) found in the SPLAT python package. The best-matching standards/templates for types T0 to T5 are tested with their associated reduced χ^2 . The transmission profiles corresponding to the 2MASS J and H bands are shown in grey, each scaled such that their peaks correspond to the maximum vertical extent of the figure.

HST/WFC3 spectrum of LHS 6343 C does not extend over the full H -band wavelength range (which prevents performing synthetic photometry), the photometry of the best-matching template, 2MASS J11061197+2754215, is instead adopted as an estimate for the $J - H$ color of LHS 6343 C: $(J - H)_{MKO} = 0.76 \pm 0.06$ (Manjavacas et al., 2013). The apparent J -band magnitude for LHS 6343 C is measured by spectral synthesis of the WFC3 spectrum at a value of $J = 17.632 \pm 0.025$ (MKO). The Gaia distance corresponds to a distance modulus of 2.76 ± 0.04 mag. The absolute magnitude is therefore $M_J = 14.871 \pm 0.044$. LHS 6343 C lies

in the L-T transition on the faint and red end of the distribution when compared to other T0-T4 objects. Assuming that the recent finding that L3-L7 BDs seen equator-on show an excess color of $J - K \approx 0.4$ mag (Suárez et al., 2023) can be extrapolated to L-T BDs, then it may explain why LHS 6343 C is quite red for its spectral type since it likely is seen equator-on.

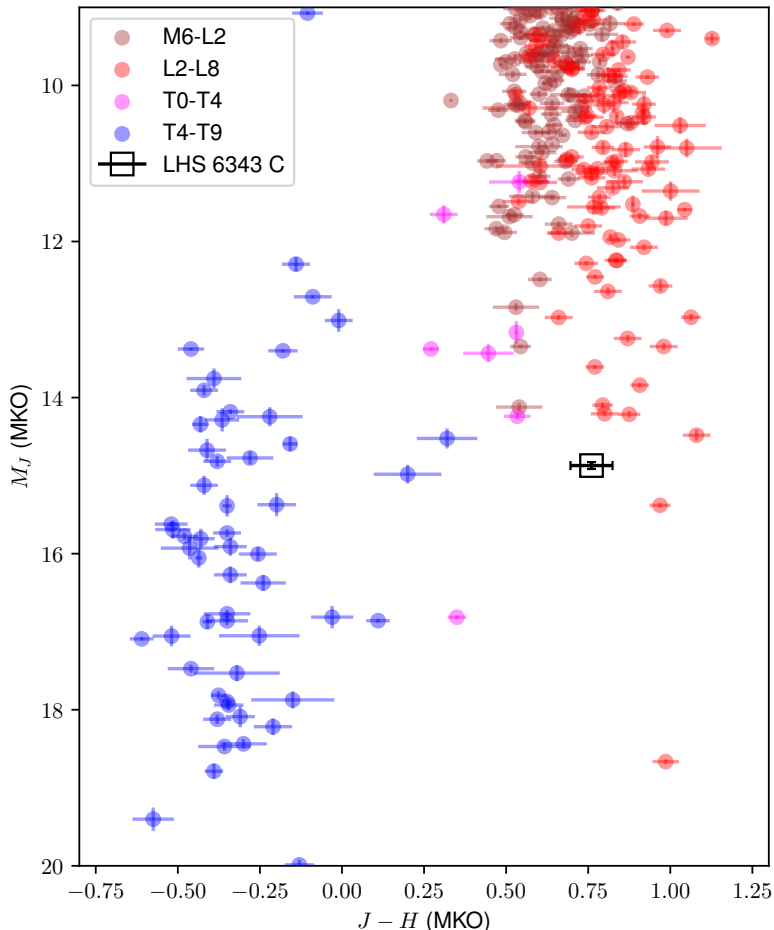


Fig. 2.3 Position of LHS 6343 C in the J vs. $J - H$ Color-Magnitude Diagram. This brown dwarf lies in the L/T transition and, for its spectral type of $T1.5 \pm 1$, is slightly less luminous and redder than other brown dwarfs of its category (T0-T4). BDs with known spectral types and small uncertainties ($\Delta(J - H) \leq 0.15$, $\Delta J \leq 0.15$) from a compilation by J. Gagné^a are plotted in this figure.

2.5.4. Brown Dwarf Model Selection

We use some of the most recent brown dwarf model grids found in the literature: the ATMO-2020 models from Phillips et al. (2020) and the Sonora-Bobcat models from Marley et al. (2021). Both are self-consistent atmospheric and evolutionary grids, meaning that their

atmosphere models are used as boundary conditions in their evolution models. ATMO-2020 offers rainout chemical equilibrium (CEQ) and non-equilibrium (NEQ-weak, NEQ-strong) atmospheres for solar metallicities. The non-equilibrium chemistry models incorporate a vertical mixing parameter K_{zz} of varying strength as a function of surface gravity. On the other hand, the Sonora-Bobcat models remain at chemical equilibrium but instead vary metallicity.

Both atmospheric grids vary the effective temperature T_{eff} and surface gravity g . ATMO-2020 has separate $T_{\text{eff}} - \log(g)$ grids for chemical equilibrium (CEQ), “weak” non-equilibrium (NEQ-weak) and “strong” non-equilibrium (NEQ-strong). Sonora-Bobcat has the same structure but for metallicities $[Fe/H] = [-0.5, 0, 0.5]$. An additional C/O parameter is modelled, but their published grid is too sparse for meaningful interpolation outside of solar ($[C/O]_{\odot} = 1$). Therefore, it is fixed at unity for our Sonora-Bobcat analysis.

With LHS 6343 C being an L/T transition BD, we also include a model grid which implements cloudy atmospheres to model such BDs: The BT-Settl models of (Allard et al., 2012) with the Caffau et al. (2011) CIFIST solar chemical abundances. This grid essentially varies T_{eff} , g and metallicity, but this third parameter does not have non-solar values with a sufficiently high surface gravity ($\log(g) > 5$) to represent LHS 6343 C. Therefore, metallicity is fixed to solar for BT-Settl models in this analysis. This work could not access the complementary evolutionary model grids for BT-Settl. The Baraffe et al. (2015) models could have proven a valid substitute, however, the grid this work had access to (supplied by the SPLAT package of Burgasser & the SPLAT Development Team (2017)) did not extend far enough in time for masses similar to LHS 6343 C. Therefore, unlike the ATMO-2020 and Sonora-Bobcat atmospheric models, BT-Settl does not have an associated evolutionary grid for our analysis.

2.5.5. Fitting Methodology

We interpolate the ATMO-2020, Sonora-Bobcat and BT-Settl atmospheric model grids to infer a spectral energy distribution (SED) that best fits the observed emission spectrum in the Kepler, HST and Spitzer bandpasses reported in Table 2.1. The goodness-of-fit G_k of a model spectrum k is determined by a weighted, least-squares framework for simultaneously fitting to photometry and spectroscopy. It is inspired by analyses by Naud et al. (2014) and Cushing et al. (2008), and is expressed as

$$G_k = \sum_i W_i \left(\frac{D_i - M_{k,i}}{\sigma_i} \right)^2. \quad (2.5.2)$$

Here, $W_i = \Delta\lambda_i$ (the wavelength coverage of each D_i), which gives more importance to the photometry during the fit given their increased wavelength coverage compared to the individual data points of the HST spectrum. D_i represents the observed photometry or

spectra and σ_i the uncertainty in D_i . $M_{k,i}$ are the photometry or spectra obtained via interpolation of the model grids.

At the highest level of abstraction, the model grids used in this work consider 2-3 model parameters for atmospheric characterization: T_{eff} and the surface gravity g (+ metallicity for Sonora-Bobcat). Interpolation is performed first in log-gravity space using a cubic spline, then linearly interpolated in log- T_{eff} space. For the Sonora-Bobcat models, metallicity is derived last using linear interpolation. Finally, the surface flux of atmospheric models must be scaled to match the observed flux of the BD. This scaling is determined by the squared ratio of the BD radius over the system distance $(R/d)^2$ if those parameters are known, or it can be set free to match the spectrum best. LHS 6343 C is unique because R and d are known accurately and fixing the scale provides a strong constraint on the predictions of atmospheric models, especially for T_{eff} . We first fix the scale but also investigate with a free scale to identify tensions between model predictions.

2.5.6. Constrained Atmospheric Model Fits

As mentioned in section 2.5.5, the model parameters considered for atmospheric characterization using a given grid are T_{eff} , the surface gravity, g , and the scale parameter (+ metallicity for Sonora-Bobcat). Surface gravity is solely dependent on the BD’s mass and radius ($g = GM/R^2$), while the scale is solely dependent on the BD’s radius and the LHS 6343 system’s distance, scaling as $(R/d)^2$. Using the updated parameters described in section 2.5.1, we are thus able to constrain everything but T_{eff} using independent measurements. We use a Monte Carlo procedure where, for each step in the MC chain, every parameter but T_{eff} is pulled from their respective measured normal distributions. The best-fitting model k is then determined at each step by letting T_{eff} be the only free parameter in a weighted, non-linear least-squares fit to the spectrum following the weighting scheme of Eq. 2.5.2.

Fixing the surface gravity and scale $(R/d)^2$ using the known mass, radius and distance produces an excellent overall agreement with the observed emerging flux of the SED for most atmospheric models, with notable exceptions being BT-Settl in the WFC3 wavelength range and Sonora-Bobcat in the Spitzer/IRAC2 bandpass (see Fig. 2.4). The best-fit T_{eff} values and the average G_k statistics for each interpolated model grid are also shown in the legend of Fig. 2.4.

The best overall SED fit occurs for the non-equilibrium (NEQ) chemistry models of ATMO-2020 at $T_{\text{eff}} \approx 1300 \pm 30$. This is roughly in agreement with that of the spectral type - T_{eff} empirical relation of Filippazzo et al. (2015) of $T_{\text{eff}} \approx 1192 \pm 117$, about 100 K more at 1- σ . For the best-fitting NEQ models, the largest departures from photometric observations are smaller than 10-20%. On the other hand, spectroscopic (i.e. WFC3) residuals can

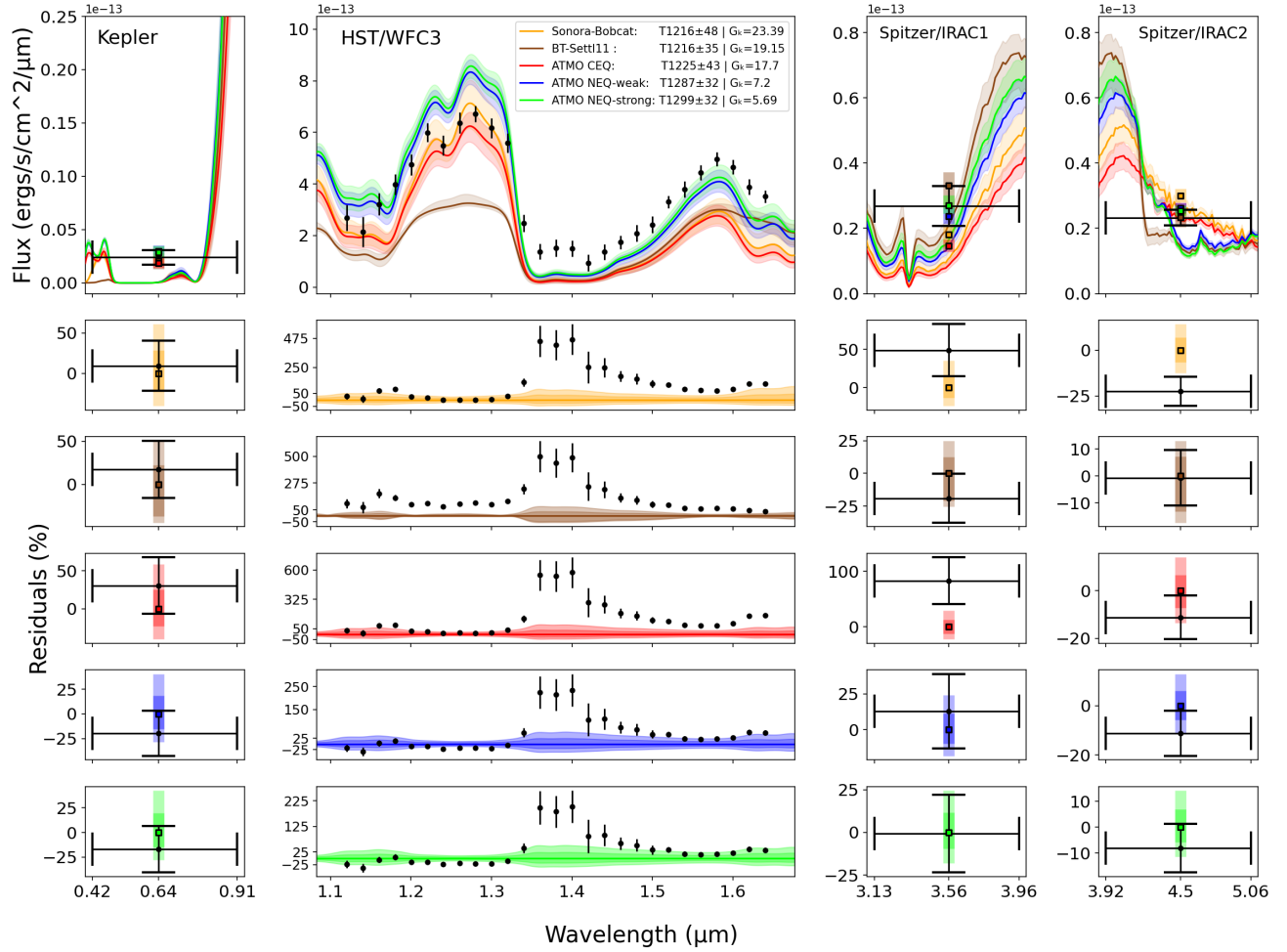


Fig. 2.4 Atmospheric models fit to the full SED of LHS 6343 C (black) with the surface gravity $g = GM/R^2$ and scale $(R/d)^2$ constrained to measured values. The second column represents the HST/WFC3 spectrum, while the first, third and fourth columns represent the Kepler and Spitzer/IRAC 1-2 photometry. The orange line represents the Sonora-Bobcat best-fitting median model, the brown one represents the BT-Settl CIFIST11 models, while the red, blue and green ones represent those for the ATMO-2020 CEQ, NEQ-weak and NEQ-strong equilibrium models respectively. Each median line is bounded by its 1σ confidence interval in the first row, while the residuals in subsequent rows also show the 2σ confidence. Data residuals are shown as a percentage difference relative to models. The model spectra are shown convolved to the resolution of HST/WFC3 across all bandpasses for clarity, even if this convolution is not applied to the photometry prior to binning. The photometric columns are also accompanied by the binned model spectra for each bandpass to facilitate visual comparison with the observed data. Horizontal error bars in the photometric columns represent the wavelength coverage of each data point.

worsen considerably depending on the wavelength range considered. Even for the best-fitting models, regions such as the J -band peak and the $1.4 \mu\text{m}$ water absorption feature see the data deviating by as much as 10% and 200% respectively from the model's 1σ envelopes.

These features tend to be better reproduced by models with higher T_{eff} , no constraints on scale and fit only to the WFC3 spectrum, as seen in Fig. 2.6. Nevertheless, the overall fit indicates that the important physical parameters, such as the distance, radius and T_{eff} , are self-consistent and known with good fidelity.

In contrast, ATMO-2020 and Sonora-Bobcat chemical equilibrium (CEQ) models exhibit greater difficulty in reproducing the totality of the observed SED, coming in at $T_{\text{eff}} \sim 1220 \pm 45 \text{ K}$. This is unsurprising, as the atmospheric processes of a L/T transition BD such as LHS 6343 C are not expected to be correctly reproduced by such models. When constrained by the full SED and the prior knowledge on the scale, Fig. 2.4 shows they generally underpredict the Spitzer/IRAC1 and H -band regions while overpredicting the Spitzer/IRAC2 data. For the Spitzer discrepancies specifically, similar tension is seen with the pan-chromatic SED fitting of another L/T transition template, HN Peg B (Suárez et al., 2021). CEQ models happen to reproduce the magnitude of the J -band peak of the WFC3 spectrum better than NEQ models in this instance, however this is more so a consequence of attempting to optimally fit the heavily weighted Spitzer photometry, which tends to decrease their inferred T_{eff} and therefore the scaling of the J -band feature.

The BT-Settl models provide an overall good fit to the photometry, with residuals staying within error at separations of less than 25%. However, the low effective temperatures induced by fitting to the photometry and constraining the scale $(R/d)^2$ leave them unable to correctly reproduce the J -band features of the WFC3 spectrum, with the data being at values greater than 100% to 200% of those for the best-fitting model flux. The performance in the $1.4 \mu\text{m}$ water absorption and H bands is similar to the CEQ models.

Fitting to a reduced set of instrument data, namely only the HST/WFC3 spectrum, does allow CEQ and NEQ models to converge to similar values of $T_{\text{eff}} \approx 1330 \pm 30$. However, this causes CEQ models to now overpredict the Kepler and Spitzer/IRAC2 photometry, and the previously mentioned tensions in the WFC3 spectrum (e.g., the J -band peak and $1.4 \mu\text{m}$ absorption) remain unimproved for all models. The BT-Settl models get bumped to $T_{\text{eff}} \sim 1400 \pm 50 \text{ K}$, but the overall fit in the J -band remains similar to what is seen in Fig. 2.4 and the H -band model flux gets a slight increase to better match the data.

If models are instead fit only to the Spitzer data of Montet et al. (2016), the CEQ grids converge to $T_{\text{eff}} \approx 1100 \pm 55 \text{ K}$. However, NEQ models still retain roughly the same predictions as in prior cases where all instruments were used, with T_{eff} only dropping by 10-20 K. BT-Settl models now predict $T_{\text{eff}} \approx 1175 \pm 35$.

In summary, scale-constrained fits for all tested atmospheric models are very successful in reproducing the overall SED of LHS 6343 C. However, no model is very good at reproducing the details of the HST/WFC3 spectrum - generally underpredicting the H -band spectrum and the $1.4 \mu\text{m}$ water absorption feature.

2.5.7. Unconstrained Atmospheric Model Fits

Given that all constrained fits systematically show some level of disagreement within the HST/WFC3 wavelength range, we explore letting the scale $(R/d)^2$ be a free parameter along with T_{eff} as part of an MCMC fit to the LHS 6343 C emission spectrum. Naturally, doing so ignores the empirical, independently measured priors on this parameter, but it allows insight into what the models predict given fewer constraints on the fit; and if those predictions match with known measurements. Having a free scale parameter is also standard procedure when fitting the spectra of field BDs which usually don't provide a way to directly measure their radius. If the system distance reported by Gaia is assumed correct, then the following unconstrained analyses can be regarded as a test of brown dwarf atmospheric models, where departures from the constrained fits of section 2.5.6 would mean that model predictions would have been different had LHS 6343 C been observed as a field BD.

Fig. 2.5 shows the results of such MCMC atmospheric model fits applied to the full LHS 6343 C spectrum (Kepler, HST, Spitzer). This yielded $T_{\text{eff}} \approx 1410 \pm 55$ K for the CEQ models and $T_{\text{eff}} \approx 1355 \pm 70$ K for NEQ. BT-Settl models remain at slightly greater emission and T_{eff} (+60 K) levels compared to the results of Fig. 2.4. The increased temperatures and decreased scales of ATMO and Sonora fits allow for the goodness-of-fit G_k values of CEQ models to decrease by more than half compared to Fig. 2.4 results, as the Spitzer photometry residuals improve by roughly half in the IRAC1 bandpass, and Sonora-Bobcat improves its residuals from $\sim 25\%$ to $\sim 5\%$ in IRAC2. The $> 2\sigma$ discrepancy in the WFC3 H band is improved for CEQ models, bringing them up to values similar to their NEQ counterparts. The NEQ models improve on their performance compared to the scale-constrained fits of Fig. 2.4, despite a ~ 60 K increase in T_{eff} with now double the uncertainty. They now better predict the J -band peak and the Spitzer/IRAC2 photometry. Finally, the residuals of the $1.4 \mu\text{m}$ water band improved by roughly a factor of 2 for the CEQ models and had a modest improvement for NEQ models. In contrast, the predictions of BT-Settl models worsened in this aspect. Regardless, all models still severely underpredict this feature with $\gtrsim 200\%$ residuals when comparing the observed spectrum to the median best-fitting model.

Another case explored was to leave every physical parameter (T_{eff} , $\log g$, scale) free in the MCMC, letting the models truly fit optimally to the full LHS 6343 C spectrum. The resulting optimal model spectrum shows similar G_k values and residuals as in the previous case (when only T_{eff} and scale were free). However, the increased degeneracy between inferred physical parameters leads to almost a doubling of the uncertainty in the NEQ model T_{eff} . The distribution in inferred surface gravity for all models was between $\log(g) = [4.8, 5.7]$ (cgs units).

To summarize, the unconstrained ATMO-2020 and Sonora-Bobcat models fit to our full LHS 6343 C SED overpredict T_{eff} by ~ 200 K for chemical equilibrium (CEQ) and ~ 50 K for

non-equilibrium (NEQ) models compared to the scale-constrained fits of Fig. 2.4. The main difficulty these models have remains the fitting of the 1.4 μm water band and the H -band portion of the HST spectrum. To properly model these features, as well as the J -band peak, CEQ and NEQ atmospheric models had to be fit to only the WFC3 spectrum with T_{eff} and the scale set free (see Fig. 2.6). In this case, the inferred T_{eff} became $\sim 1500 \pm 140$ K for the better-performing NEQ models, which at worst can represent a 200-300 K overprediction of the “true” T_{eff} inferred from constrained fits in sub-section 2.5.6. Additionally, the improved fits to the J band, the 1.4 μm water band and the H band come at the slight expense of the 1.1 μm water band, which becomes overpredicted by roughly 2σ compared to the data.

The BT-Settl models were unable to properly fit the full LHS 6343 C SED, regardless of the constraints imposed. Fitting only to the WFC3 spectrum with no constraints on the scale was the only way to adequately reproduce the J -band and H -band features, but still, the performance was lacking compared to the other model grids tested. However, it is interesting to note that, unlike the other models that needed to decrease scale and increase T_{eff} to optimally fit the WFC3 spectrum, BT-Settl needed only to increase its scale factor, meaning it predicts either a greater radius or a smaller distance within the WFC3 bandpass.

2.5.8. Luminosity and Effective Temperature of LHS 6343 C

Obtaining direct measurements of LHS 6343 C’s bolometric luminosity, L_{bol} , and effective temperature, T_{eff} , is achieved through the integration of the BD’s spectral energy distribution (SED). Since the Kepler, HST and Spitzer bandpasses are not sufficient to fully cover the BD’s SED, it becomes necessary to interpolate the gaps using the best-fitting models obtained from section 2.5.7. The model used for SED completion is the best-fit ATMO-2020 NEQ-strong model where T_{eff} and the scale were given uniform priors in an MCMC analysis. Using this model fit ensures a slightly better continuity with the data (better G_k) and slightly tighter flux variance. The inferred T_{eff} for this free-scale NEQ-strong fit remains within error of its constrained counterpart, supporting the claim that the chosen model used for the SED interpolation has very little impact on the recovered L_{bol} .

Integrating all observed and modelled apparent fluxes in our chosen SED bandpass (0.42 to 30 μm) and multiplying the result by a scale factor $(d/R)^2$ yields a total radiant emittance of $j^* = (1.625 \pm 0.096) \times 10^8$ erg/s/cm². Error propagation in the modelled gap regions is performed by taking the mean and standard deviation of gap integrals for each interpolated model in the MCMC chain. The luminosity estimate is model-interpolated at the level of 42 ± 4 % and observation-based at 58 ± 5 %. Each data set contributes at the following levels: HST (46 ± 5 %), Spitzer (12 ± 2 %) and Kepler (0.28 ± 0.08 %).

Solving the Stefan-Boltzmann equation $j^* = \sigma_{SB}T^4$ yields an effective temperature for the BD of $T_{\text{eff}} = 1301 \pm 19$ K. To obtain a bolometric luminosity, the SED integral is

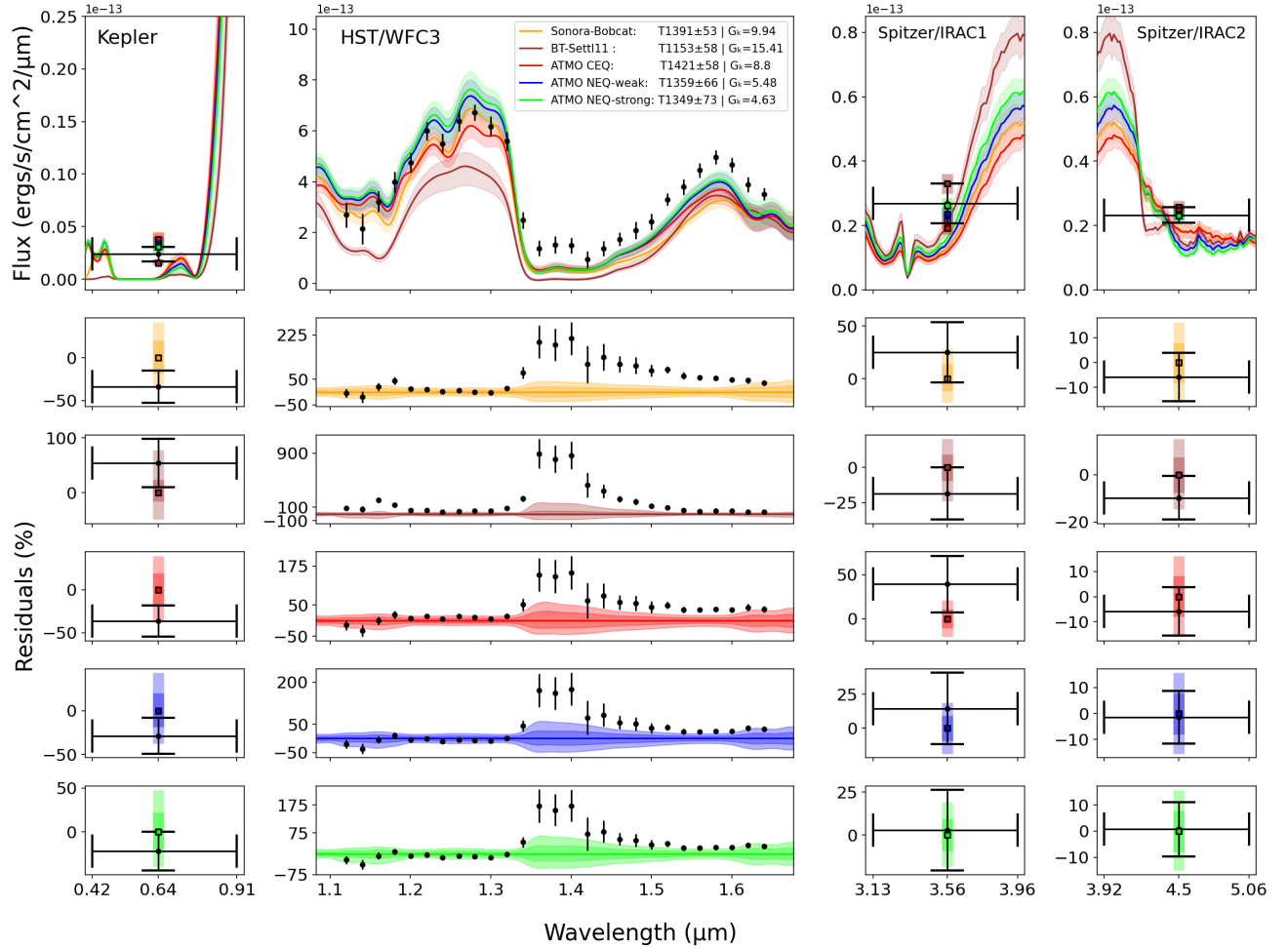


Fig. 2.5 Atmospheric models fit to the full SED of LHS 6343 C with the scale $(R/d)^2$ left as a free parameter. Refer to the caption of Fig. 2.4 for details on the plot layout.

instead simply multiplied by the area $4\pi d^2$ which yields $L_{\text{bol}} = -4.771 \pm 0.017 \log(L_{\odot})$, of which models account for 68% of L_{bol} 's total variance. These new values contrast with those previously reported by Montet et al. (2016) of 1130 ± 50 K and $-5.16 \pm 0.04 \log(L_{\odot})$ using Spitzer photometry only. This is mostly due to the different T_{eff} obtained, which by itself represents a luminosity increase of $\log((1300/1130)^4) \approx 0.24$ dex. Unsurprisingly, the recovered temperature is in close agreement with the atmospheric model best fit with fixed scale ($T_{\text{eff}} \approx 1300 \pm 30$) because luminosity is the driving parameter for that fit.

2.5.9. The Age of LHS 6343 C

The sole physical parameter of LHS 6343 C for which we lack a direct measurement is age. Assuming that model predictions and the Gaia DR3 system distance are correct, it can be estimated by interpolating evolutionary grids using the BD's measured mass and luminosity

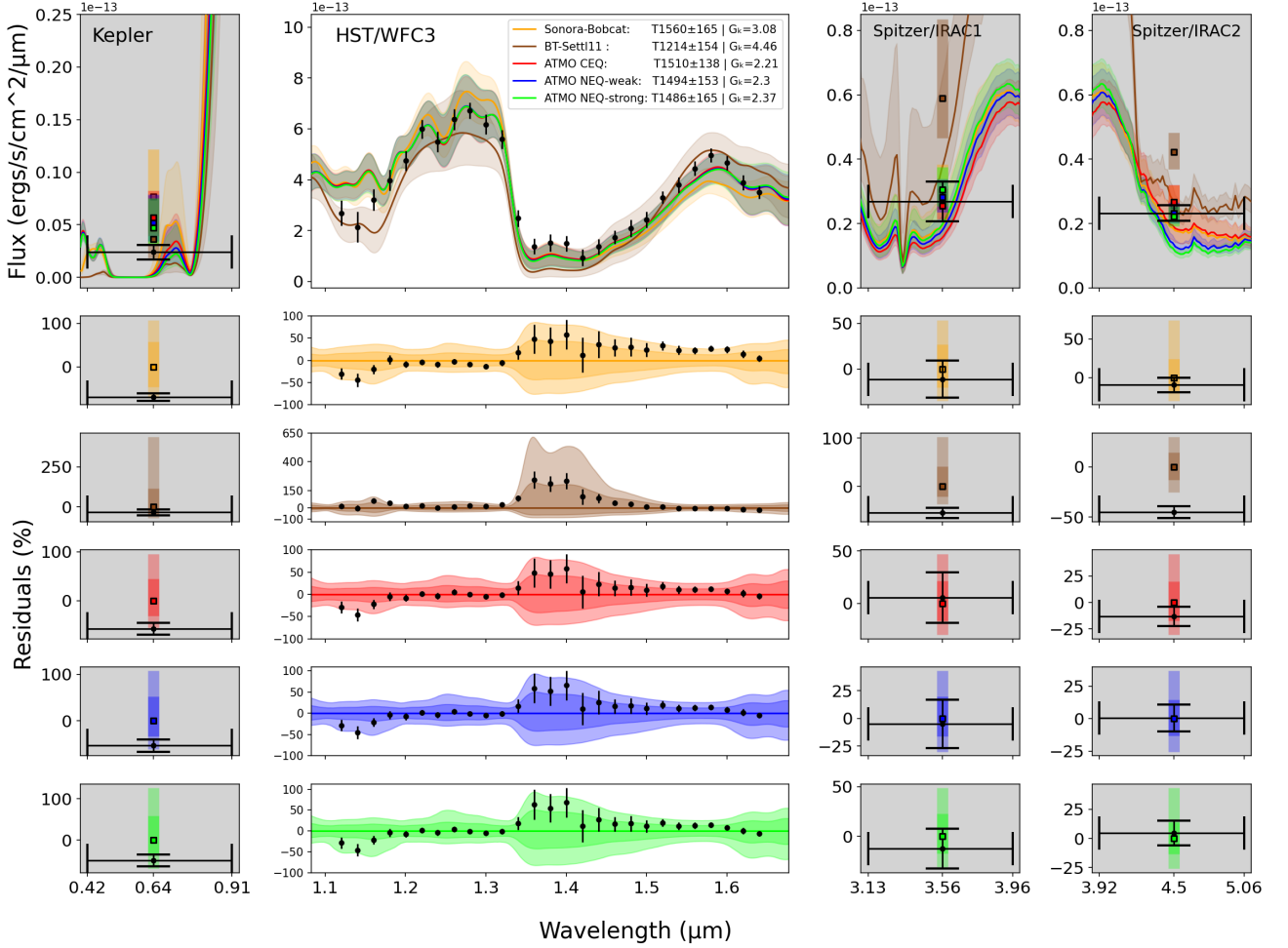


Fig. 2.6 Atmospheric models fit only to the HST/WFC3 spectrum of LHS 6343 C with the scale $(R/d)^2$ left as a free parameter. Grayed-out columns are used to indicate that the Kepler and Spitzer photometry were not included in the fit. As such, we can still observe what the models predict in those bandpasses. Refer to the caption of Fig. 2.4 for further details on the plot layout.

as inputs. Interpolation of the grid is performed using the evolutionary routines of the SPLAT package of Burgasser & the SPLAT Development Team (2017). We account for uncertainty in the inputs using a Monte Carlo process, drawing the mass and luminosity values from their respective normal distributions reported in Table 2.6. We find the age of LHS 6343 C to be $2.88^{+0.23}_{-0.21}$ Gyr and $3.13^{+0.30}_{-0.25}$ Gyr for the ATMO-2020 and Sonora-Bobcat solar metallicity grids respectively. In addition, Table 2.5 compares the other model predictions (radius, T_{eff} and $\log g$) for these 2 model grids to the directly measured values (of Table 2.6).

Both model grids can reproduce within $1-\sigma$ the observed physical properties of LHS 6343 C (radius, T_{eff} and $\log(g)$) given the mass and luminosity as inputs. The ATMO-2020 grid is slightly better aligned with the observed properties compared to Sonora-Bobcat.

LHS 6343 C Evolutionary Modelling Results & Comparisons		
Parameter	Predicted Value	Measured Value
<u>ATMO-2020</u>		
Radius [R_{Jup}]	0.805 ± 0.005	0.788 ± 0.032
T_{eff} [K]	1288 ± 12	1301 ± 19
$\log(g)$ [cgs]	5.380 ± 0.014	5.398 ± 0.037
Age [Gyr]	$2.88^{+0.23}_{-0.21}$	
<u>Sonora-Bobcat</u>		
Radius [R_{Jup}]	0.816 ± 0.005	0.788 ± 0.032
T_{eff} [K]	1278 ± 12	1301 ± 19
$\log(g)$ [cgs]	5.367 ± 0.015	5.398 ± 0.037
Age [Gyr]	$3.13^{+0.30}_{-0.25}$	

Tableau 2.5

One thing to note is the tight distribution of the inferred radius from evolutionary models compared to the measured value from Kepler transit photometry and empirical relations. Table **2.3** shows that the major contributor to our radius measurement’s uncertainty comes from the use of the empirical stellar radius-luminosity calibration of [Mann et al. \(2015\)](#). Thus, better constraints on such empirical stellar relations would allow for a better test of radius and $\log(g)$ predictions from these evolutionary models.

The sub-solar ($[Fe/H] = -0.5$) and super-solar ($[Fe/H] = 0.5$) metallicity models of Sonora Bobcat do predict lower ($2.71^{+0.22}_{-0.20}$) and higher ($4.27^{+0.77}_{-0.50}$) Gyr ages respectively compared to the solar metallicity models. Even though LHS 6343 C is measured to have a metallicity close to solar ($[Fe/H] = 0.03 \pm 0.26$), the uncertainty on that measurement does not exclude the possibility of the non-solar values. Thus, such Sonora Bobcat model predictions offer somewhat exaggerated boundaries on the potential age of LHS 6343 C.

LHS 6343 Physical Parameters			
Parameter	Value	1σ uncertainty	Reference
<u>Stellar Parameters</u>			
$K_{P, A+B}$	13.104	0.04	A
$\Delta K_{P, B-A}$	0.84	0.12	B
$K_{S, A+B}$	8.695	0.011	A
$\Delta K_{S, B-A}$	0.45	0.06	A
$M_A [M_\odot]$	0.363	0.0125	ACE
$M_B [M_\odot]$	0.297	0.014	ACE
$R_A [R_\odot]$	0.375	0.014	ADE
$R_B [R_\odot]$	0.318	0.014	ADE
$T_{\text{eff}, A} [K]$	3432	108	ADE
$T_{\text{eff}, B} [K]$	3329	94	ADE
System Distance [pc]	35.67	0.59	E
System Metallicity [Fe/H]	0.03	0.26	B
System Metal Content [a/H]	0.02	0.19	B
<u>Brown Dwarf Parameters</u>			
MKO M_J	14.871	0.044	
MKO $J - H$	0.76	0.06	F
$M_C [M_{\text{Jup}}]$	62.64	1.37	ABCE
$R_C [R_{\text{Jup}}]$	0.788	0.032	ABDE
Sp. Type (NIR)	T1.5	1	G
$T_{\text{eff}, C} [K]$	1301	19	H
$L_{\text{bol}} [\log(L_\odot)]$	-4.771	0.017	H
Age [Gyr]	2.88	$^{+0.23}_{-0.21}$	I
Mean Density $\rho_C [\text{g/cm}^3]$	159	20	ABCDE
Surface Gravity $\log(g_C) [\text{cgs}]$	5.398	0.037	ABCDE
Semimajor Axis [AU]	0.08	0.003	ABDE
$T_{\text{eq}} (T_{\text{eff}, A} (\frac{R_A}{2a})^{\frac{1}{2}}) [K]$	358	15	ABDE

Tableau 2.6

- A) From [Johnson et al. \(2011\)](#)'s discovery paper, Table 1.
B) From [Montet et al. \(2015\)](#) Tables 2, 3.
C) [Mann et al. \(2019\)](#)'s Mass-Luminosity Relation.
D) [Mann et al. \(2015\)](#)'s Radius-Luminosity, Radius-Temperature relations.
E) Gaia DR3.
F) From [Looper et al. \(2007\)](#), assuming 2MASS J11061191+2754215 as an analog to LHS 6343 C.
G) Spectral typing using the SPLAT python package.
H) Semi-empirical measure using the ATMO-2020 NEQ-strong atmospheric model grid.
I) Model-dependant measure using the ATMO-2020 NEQ-strong evolutionary model grid.

2.6. Discussion

2.6.1. Unconstrained Model Fits and Implications for Field L/T Dwarfs

To briefly summarize the results of sub-sections **2.5.6** and **2.5.7** as they pertain to the ATMO-2020 atmospheric models, those that were constrained using independent measurements of their underlying physical parameters and fitted to the full Kepler, HST and Spitzer data set yielded inferred effective temperatures of $\sim 1220 \pm 45$ and $\sim 1300 \pm 30$ K for chemical equilibrium (CEQ) and chemical non-equilibrium (NEQ) model grids, respectively. Atmosphere models constrained in the same way, but fit to only the HST/WFC3 spectrum yield similar $T_{\text{eff}} \approx 1330 \pm 30$ K for both CEQ and NEQ grids, as the tension on the CEQ models caused by the Spitzer photometry is reduced.

In contrast, atmospheric fits where the scale factor $(R/d)^2$ was also set free (i.e., unconstrained models) yielded $T_{\text{eff},\text{CEQ}} \approx 1410 \pm 55$ and $T_{\text{eff},\text{NEQ}} \approx 1355 \pm 70$ K for the case where all instrument data are included in the fit. Fitting only the HST/WFC3 spectrum yielded $T_{\text{eff}} \approx 1500 \pm 150$ K for both CEQ and NEQ grids.

An interesting conclusion from these trials is that CEQ model outcomes were more dependent on the enforcement of prior knowledge compared to NEQ models when the entire Kepler, HST and Spitzer data set was fitted. Compared to constrained (i.e., fixed-scale) fits, unconstrained (i.e., free-scale fits) of CEQ models showed an increase of ~ 200 K while maintaining a similar 1σ uncertainty. On the other hand, the equivalent comparison for NEQ models shows that their predictions remain within 1σ of each other. When the HST or Spitzer data were fitted separately with physical constraints imposed, NEQ models again maintained roughly the same predictions, whereas CEQ models saw their T_{eff} increase by ~ 200 K.

As for the BT-Settl models, great tension is observed when fitting the full LHS 6343 C SED, regardless of constraints imposed on physical parameters. Constrained fits on either only the WFC3 spectrum or the Spitzer photometry also show tensions that are only relieved by letting the scale $(R/d)^2$ be a free parameter for these isolated fits. Notably, the inferred $T_{\text{eff}} = 1064 \pm 113$ K from the free-scale fit to Spitzer photometry is similar to [Montet et al. \(2016\)](#)'s result of $T_{\text{eff}} \approx 1100$ K.

Had LHS 6343 C been observed as a solitary field object using WFC3 and modelled using BT-Settl, the absence of prior knowledge on the scale yields a value of $(R/d)^2 = (4.35 \pm 1.37) \times 10^{-21}$, which is a factor 1.66 ± 0.54 greater compared to the measured value of $(2.62 \pm 0.23) \times 10^{-21}$. Depending on whether 1) the independent Gaia distance or 2) the measured radius is assumed to be true, the inferred unconstrained scale implies either 1) an increase of the radius or 2) a decrease of the distance by a factor of $\sim 1.3 \pm 0.2$ compared to

scale-constrained models. For the former case, such a large radius ($1.02 \pm 0.17 R_{\text{Jup}}$) is quite unlikely, as most evolutionary models predict BDs of that size to have masses $\lesssim 20 M_{\text{Jup}}$ past 1 Gyr, which does not match the measured mass of LHS 6343 C. In the latter case, assuming the model fit is correct and that the measured BD radius is accurate, a distance of 28 ± 5 pc is obtained, which is a $\sim 1.5\sigma$ departure from the Gaia measurement.

The same exercise can be performed for the CEQ models of ATMO-2020, where a scale-free fit can decently match the full SED of LHS 6343 C. We find a scale decrease of 1.60 ± 0.25 , which entails either 1) a decrease of the radius or 2) an increase of the distance by a factor of $\sim 1.25 \pm 0.1$ compared to scale-constrained models. For the former case, such a small radius ($0.62 \pm 0.06 R_{\text{Jup}}$) is quite unlikely, as most evolutionary models predict a minimum radius of $\sim 0.75 R_{\text{Jup}}$ for BDs, appearing at a mass roughly equal to that of what is measured for LHS 6343 C. In the latter case, assuming the model fit is correct and that the measured BD radius is incapable of decreasing much further, a distance of 45 ± 4 pc is obtained, which is a greater than 2σ departure from the Gaia measurement.

Finally, the same exercise performed for ATMO-2020 NEQ models yields a free scale of $(2.28 \pm 0.47) \times 10^{-21}$, which implies either 1) a decreased radius of $0.74 \pm 0.08 R_{\text{Jup}}$ or 2) an increased distance of 38 ± 4 pc. All of these measures overlap with the $1 - \sigma$ interval of their independently-measured counterparts, and as a result, make these models the most consistent when compared to independent measurements.

2.6.2. Possible Unaccounted-For Errors in Gaia DR3 Astrometry

The LHS 6343 system was observed by [Johnson et al. \(2011\)](#) and [Montet et al. \(2015\)](#) as a resolved M dwarf binary with $0.5''$ to $0.6''$ angular separation in the Palomar PHARO K_S and Robo-AO g , r and i bands. Because of the binary nature of the system, it could have proven difficult for the Gaia DR3 pipeline to provide an accurate parallax measurement due to the assumption of observing a single star made by the DR3 5-parameter astrometric fit. In fact, the online DR3 archive table for two-body orbits does not contain LHS 6343, instead, the system appears in the "gaia_source" table, which assumes single stars. This source archive lists the LHS 6343 system as having a *Renormalized Unit Weight Error* (RUWE) value of 12.4, an *astrometric excess noise* of 4.16 mas and an *excess noise significance* of ~ 19100 , an *ipd_frac_multi_peak* of 80 and an *ipd_gof_harmonic_amplitude* of ~ 0.115 , which all suggest that the binary nature of the system negatively affected the goodness-of-fit of the single-star astrometric fitting process ([Lindgren et al., 2021](#)). Therefore, the currently available DR3 parallax and corresponding distance measurement must sadly be taken with one, or several, grains of salt until subsequent Gaia releases (DR4, DR5) provide updated astrometric fits that correctly treat LHS 6343 as a resolved binary.

However, one result of this paper which loosely supports the published Gaia parallax is the free-scale atmospheric fit of the available LHS 6343 C SED to the ATMO-2020 non-equilibrium (NEQ) models (see Fig. 2.5 and section 2.6.1). As the inferred scale for unconstrained NEQ models is consistent within 1σ of the constrained scale from the radius measurement and Gaia DR3 distance, unconstrained NEQ models effectively predict a distance that is also within 1σ of the Gaia value. Since constrained and unconstrained NEQ models also provide the best goodness-of-fit G_k to the observed SED compared to the other model grids used in this analysis, them being consistent with the Gaia distance holds more weight when comparing to the tensions revealed by CEQ and BT-Settl analyses.

2.6.3. Cloudless Models and the L/T Transition

With a T1.5 spectral type, LHS 6343 C is within the L/T transition for BDs. This phenomenon is observed in colour-magnitude diagrams as an increased J -band magnitude both absolutely and relative to H or K bands (i.e., bluer colours) for early T dwarfs. Current hypotheses as to the nature of this transition point to two possible mechanisms. One of them is the presence of clouds as having a significant impact on the observed properties of L/T transition BDs (Allard et al., 2001). Dust clouds are thought to be a major source of opacity in the near-IR for L dwarfs. Their temperature and pressure favour the appearance of magnesium silicate and iron condensates, causing them to redden as this dust further accumulates in later spectral types. However, this trend is temporarily reversed once temperatures drop below $\sim 1400\text{K}$; the near-IR colours of early and mid-T dwarfs become noticeably bluer compared to late-L types. Cloud models suggest this transition is due to the disappearance of clouds below the observable photosphere (Allard et al., 2013). A physical explanation is presented by Tan & Showman (2019), where the authors show that clouds at the L/T transition with larger particles dissipate more easily than those with smaller ones. Previous modelling efforts seemed to suggest that L dwarfs are dominated by sub-micron particles, while T dwarfs would possess larger particle sizes (Saumon & Marley, 2008; Burningham et al., 2017). The dissipation of a photospheric cloud deck would then be a natural occurrence for BDs transitioning from L to T types.

The other proposed mechanism to explain L/T spectra involves radiative convection triggered by unstable carbon chemistry (CO/CH_4) in BD atmospheres. Tremblin et al. (2019) and Phillips et al. (2020) have shown this mechanism can reproduce the spectra and colours of L/T transition dwarfs. BD atmospheres can most likely be affected by both convection and clouds. However, the observed increase in photometric and spectroscopic variability of BDs in the L/T transition (e.g., Artigau et al. 2009; Fig. 8 of Radigan et al. 2014) has long been considered strong evidence for the latter scenario (clouds). In this framework, BDs transitioning from dusty to clear atmospheres would exhibit inhomogeneous

cloud patterns, causing an increased variability until the entire cloud deck reaches below the photosphere. Tremblin et al. (2020) argue that for the sample of variable L/T BDs they studied, spectral modulation modelling proved degenerate between using cloud opacity or temperature variations due to convection.

Of the atmospheric models considered in this work, only the BT-Settl grids of Allard et al. (2012) attempt to reproduce the features of the L/T transition with cloud dissipation. Although the grid usually performs well at reproducing the general trend of L/T dwarfs observed with photometry, such as in a J vs. $J - H$ color-magnitude diagram, our analysis shows that BT-Settl is unable to model the WFC3 spectroscopic features of LHS 6343 C at a similar level of performance that is obtained using chemical non-equilibrium models. Although this work’s results do not incorporate more recent cloud models (e.g., Exo-REM of Charnay et al. 2018, Sonora-Diamondback of Morley et al. 2024), the fact that the ATMO-2020 NEQ models were successful in reproducing the LHS 6343 C spectrum and its physical parameters does support the chemical non-equilibrium mechanism as a viable one to explain some L/T transition atmospheres. Nevertheless, a complete atmospheric and evolutionary analysis of LHS 6343 C demands the use of recent cloudy BD models to explore the potential differences in the model fits and inferred physical parameters.

2.6.4. Host Star Effects on LHS 6343 C

Montet et al. (2016) had estimated the effect of irradiation on the BD’s luminosity budget coming from LHS 6343 A to be $\sim 1\%$. Since this analysis used a different distance measure and determined a different T_{eff} , we re-perform this estimate to validate the assumption that LHS 6343 C is minimally irradiated, and thus can adequately represent the properties of field BDs of its spectral type without the use of irradiation modelling. Using the LHS 6343 A radius of Table 2.6 and the Mann et al. (2015) radius- T_{eff} empirical relation, we obtain an effective temperature for the M-dwarf of 3432 ± 108 K. Given these estimates and the known distance between the star and its companion BD, as well as assuming all incident flux is absorbed and re-emitted (i.e. Bond Albedo of 0), we calculate an equilibrium temperature for the BD of 358 ± 15 K. Therefore, the emitted flux of the BD from absorption and re-emission of stellar host radiation is at most $0.6 \pm 0.1 \%$ of its total luminosity budget, remaining negligible compared to the BD’s measured luminosity.

In addition, Ohmic dissipation (Batygin & Stevenson, 2010), i.e. the conversion of electrical energy into heat due to the movement of charged particles in a magnetic field, could be transferring up to 10% of incoming radiation to the interior depending on the strength of the BD’s magnetic field (Menou, 2012). Since LHS 6343 C intercepts $3.91 \pm 0.69 \times 10^{19}$ W from its host star, Ohmic dissipation would at best provide an increase to the interior luminosity

of $-8 \pm 0.08 \log(L_C/L_\odot)$, which remains insufficient to meaningfully increase LHS 6343 C’s luminosity.

Significant tidal heating due to an ongoing circularization of the BD’s orbit is also unlikely. LHS 6343 C has a slightly elliptical orbit, so it has not fully circularized in its ≥ 3 Gyr existence. We use the tidal heating rate equation of [Jackson et al. \(2008\)](#) to determine a slight overestimate of the energy contributed by such a phenomenon as it applies to LHS 6343 C. Using the physical parameters given in Table 2.6, we can make a rough lower estimate of the tidal quality factor $Q_{BD} = 10^4$ informed from studies by [Beatty et al. \(2018\)](#) and [Heller et al. \(2010\)](#). We also use a generous upper estimate of the k Love number for BDs $k_2 = 0.4$, informed from a study by [Becker et al. \(2018\)](#) (their Table 3). The resulting tidal heating rate would contribute only $-10.34 \pm 0.17 \log(L_T/L_\odot)$ to the energy budget of LHS 6343 C, which is several orders of magnitude lower than its measured luminosity. Other tidal phenomena of interest would be Kozai-Lidov cycles ([Kozai, 1962](#); [Lidov, 1962](#)) caused by the secondary M-dwarf’s orbit. [Montet et al. \(2016\)](#) give an initial analysis of potential such cycles for the system, finding the timescales of the oscillations to likely be sufficiently smaller than the age of the system. However, a lack of astrometric observations on LHS 6343 B makes it difficult to establish tighter constraints. Nevertheless, the contribution to tidal heating from this mechanism is likely insignificant compared to the BD’s luminosity.

Finally, [Montet et al. \(2016\)](#) also argue that any high energy radiation (via the stellar activity of the host M dwarf) that may have once influenced the atmosphere of LHS 6343 C has likely been at low levels for billions of years, further allowing it to achieve an equilibrium representative of field BDs. Furthermore, the best outcomes of constrained atmospheric and evolutionary model fitting of Sections 2.5.6 and 2.5.9 do not indicate a blatant disagreement between models and observations. All the points discussed here serve to further support the notion that LHS 6343 C can be considered a valid analog to an isolated field BD of the same spectral type.

2.7. Conclusions

This work presents an original analysis of a secondary eclipse event for the brown dwarf LHS 6343 C using the HST WFC3 IR grism. We make use of prior work from [Montet et al. \(2015, 2016\)](#) presenting an analysis of Kepler transit, Spitzer/IRAC secondary eclipse data along with Keck/HIRES radial velocity observations. We update the BD mass and radius reported by [Montet et al.](#) using the empirical stellar mass and radius relations of [Mann et al. \(2019\)](#) and [Mann et al. \(2015\)](#), yielding $62.64 \pm 1.37 M_{\text{Jup}}$ and $0.788 \pm 0.032 R_{\text{Jup}}$, respectively. The system’s distance is also updated to 35.67 ± 0.59 pc using a Gaia DR3 parallax measurement. Our WFC3 spectrum is combined with Kepler and Spitzer photometry from [Montet et al.](#) to form the most complete observed SED possible for LHS 6343 C.

We fit this SED to the ATMO-2020, Sonora-Bobcat and BT-Settl (CIFIST 2011) atmospheric models, which are constrained using the independently measured physical parameters of the BD (mass, radius, distance). The combination of observational data and the best-fitting constrained model (ATMO NEQ-strong) is used to construct a complete SED, yielding $T_{\text{eff}} = 1301 \pm 19$ K and $L_{\text{bol}} = -4.771 \pm 0.017 \log(L_{\odot})$, of which L_{bol} has $\sim 40\%$ of its total value and $\sim 70\%$ of its total variance contributed by models. Finally, we use the BD’s measured mass and luminosity to interpolate both the ATMO-2020 and Sonora-Bobcat evolutionary models, yielding model-dependent ages of $2.88^{+0.23}_{-0.21}$ Gyr and $3.13^{+0.30}_{-0.25}$ Gyr respectively. Other predicted evolutionary parameters (e.g., radius) remained consistent with their directly measured counterparts.

The differing atmospheric modelling results discussed in sections 2.5.6 and 2.5.7 point to the importance of wide wavelength coverage for adequately testing current brown dwarf models in the L/T transition regime. Had it not been for a combination of physical constraints and broad instrument coverage, effective temperatures could sometimes deviate by as much as 100-200 K compared to the constrained, full SED fit to the LHS 6343 C data. As an example, an unconstrained fit (T_{eff} and scale $(R/d)^2$ free) to only the HST/WFC3 spectrum of LHS 6343 C yielded $T_{\text{eff}} \approx 1200$ K for BT-Settl and $T_{\text{eff}} \approx 1500$ K for ATMO-2020 and Sonora-Bobcat.

The models most indifferent to the presence of physical constraints during fitting were the non-equilibrium chemistry models of ATMO-2020, whose inferred T_{eff} remained within error for all cases except when the data were subject to an unconstrained fit of the HST/WFC3 spectrum only. Additionally, no combination of physical constraints or reduced instrument data during a fit was able to reproduce the totality of the WFC3 spectrum properly. Most notably, the depth of the $1.4 \mu\text{m}$ water absorption band could only be properly reproduced with models having $T_{\text{eff}} \sim 1500$ K.

The spectral type of $T1.5 \pm 1$ and its position in a J vs. $J - H$ color-magnitude diagram indicates that LHS 6343 C lies well within the L/T transition. Generally, two kinds of models are used to adjust observations of such targets: cloud formation and dissipation models, or radiative transfer models due to chemical non-equilibrium. Even though both types were used for this analysis, an explicit parameterization of the effects of clouds and/or a better parameterization of non-equilibrium chemistry would be a more desirable approach. Models such as Exo-REM from Charnay et al. (2018), Sonora-Diamondback of Morley et al. (2024) or even other iterations of the ATMO models (e.g., the original ATMO models of Tremblin et al. 2015, the ATMO 2020++ models) would be great candidate grids to apply to LHS 6343 C given its known physical parameters.

Finally, spectroscopic observations with large spectral coverage would make it possible to compare the details of these atmospheric models with empirical knowledge. Future work on LHS 6343 C should therefore focus on panchromatic observations (e.g., JWST

NIRSpec/Prism and MIRI/LRS) to enable better testing of brown dwarf models.

This work is based on observations made with the NASA/ESA *Hubble Space Telescope* (HST). The data for these observations were downloaded from the *Mikulski Archive for Space Telescopes* (MAST) managed by the *Space Telescope Science Institute* (STScI). In addition, the necessary reduction pipeline calibration files for HST/WFC3 were taken from STScI. This work is also based in part on observations made with the *Kepler* and *Spitzer* Space Telescopes (KST, SST). Funding for KST was provided by the NASA Science Mission Directorate, and we acknowledge the incredible work done by the Kepler team over the telescope's operational years. SST was operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA. This work has made use of data from the European Space Agency (ESA) mission *Gaia* (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), processed by the *Gaia* Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Funding for the DPAC has been provided by national institutions, in particular the institutions participating in the *Gaia* Multilateral Agreement.

R. D. acknowledges the support of the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) and the Trottier Family Foundation.

Appendix A

Additional Figures

This appendix contains two supplemental figures relevant to the HST WFC3 light curve fitting performed in section **2.4**. The first figure shows the individual spectroscopic light curve data, as well as their respective best-fitting Batman models obtained using an MCMC. The second is a corner plot of the parameter chains resulting from the MCMC analysis of the HST WFC3 white-light curve.

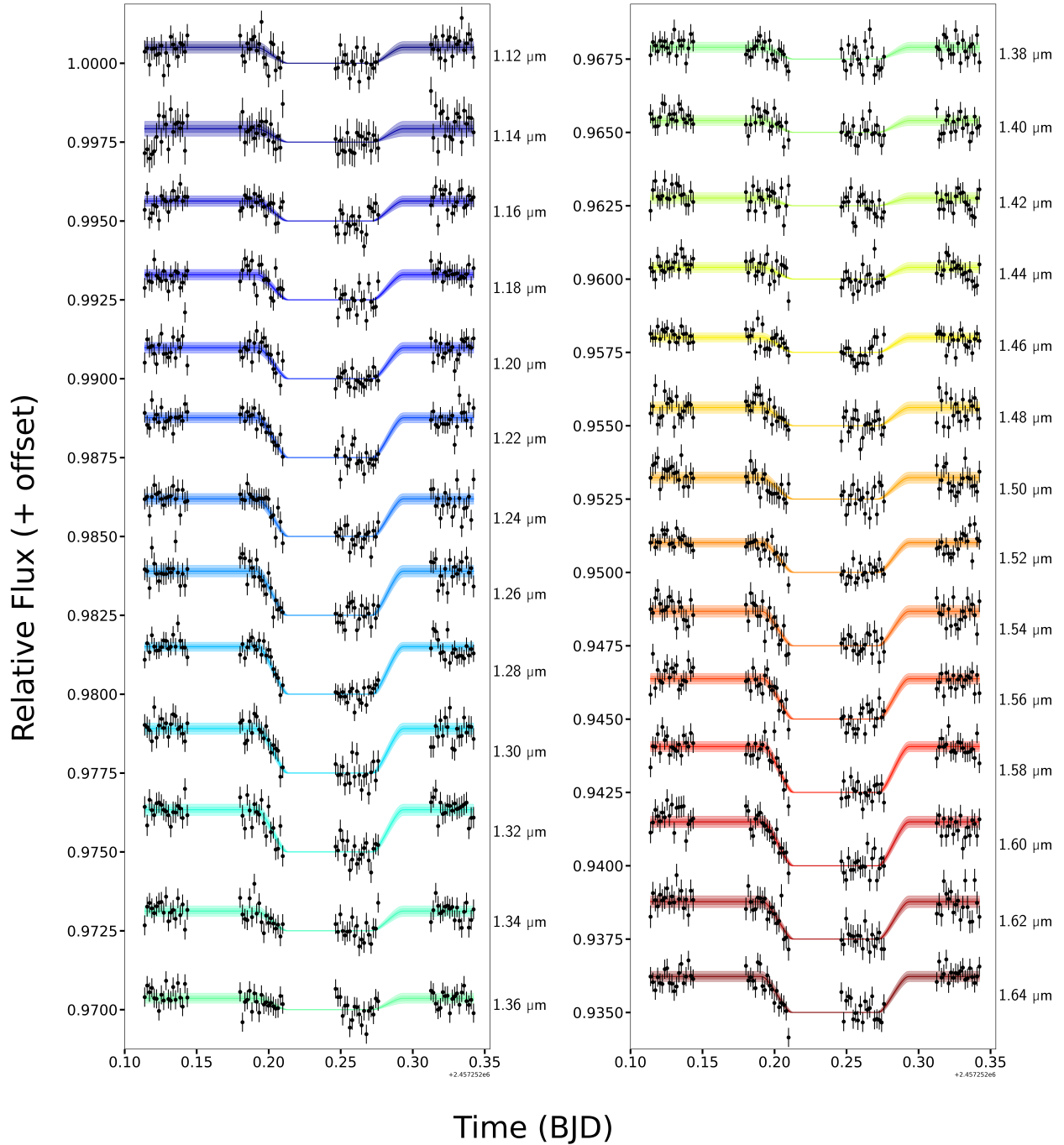


Fig. A.1 The HST/WFC3 relative spectroscopic light curves of the observed LHS 6343 C eclipse, corrected for instrument systematics. For each curve, we show the median best-fit model as a full line and the 1σ and 2σ confidence intervals in shades of the same colour.

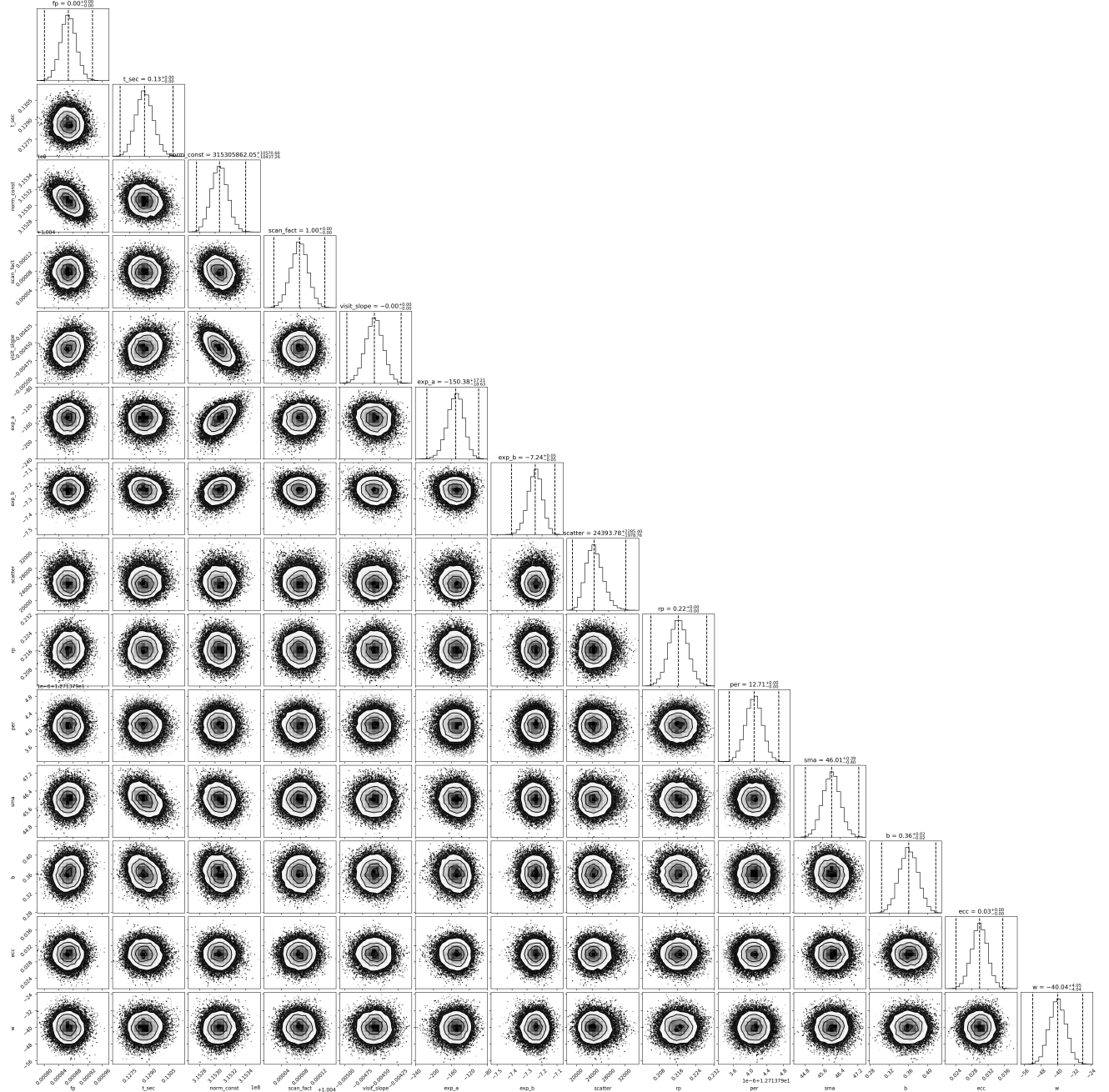


Fig. A.2 The MCMC chain realizations for each of the 14 parameters fit to the raw white-light curve of the LHS 6343 C HST secondary eclipse (Section 2.4.1 and Figure 2.1). Vertical dashed lines for each histogram represent the median and 3σ confidence intervals. From left to right, the parameters are 1) "planetary" flux ratio f_p , 2) secondary transit time, 3) normalization constant N , 4) scan offset term s , 5) HST/WFC3 visit slope term, 6) & 7) HST/WFC3 exponential rate and offset, 8) photometric scatter σ_{obs} , 9-14) "planet" radius, orbital period, semi-major axis, impact parameter, eccentricity and argument of periastron ω . Parameters 9-14 were given normally distributed priors taken from [Montet et al. \(2015\)](#), while the rest were uninformed by priors.

Conclusion

L'étude des naines brunes (BD) fut longtemps restreinte par la faible luminosité de celles-ci comparées aux étoiles. L'émergence de l'instrumentation infrarouge fut un grand pas vers l'avant pour la recherche de BDs, permettant d'en découvrir plusieurs milliers en tant qu'objets du champ (p.ex., [Rosell et al. 2019](#)). La plupart du temps, l'analyse de ces BDs du champ nécessite l'utilisation de modèles d'atmosphère et d'évolution pour permettre d'estimer leurs masses, rayons, températures effectives et/ou âges. Les modèles plus performants parviennent à bien reproduire la photométrie et les spectres de ces BDs, mais la plupart du temps, leurs prédictions sur les paramètres physiques sous-jacents (c.-à.-d. masse, rayon, T_{eff}) demeurent non-calibrées .

Les naines brunes binaires éclipsantes (BDEB) sont des systèmes idéaux pour la caractérisation physique des BDs. Comme elles demeurent relativement très rares, les quelques BDEBs qui s'avèrent optimales à la mesure directe de leurs paramètres physiques sont de grande valeur. L'analyse de LHS 6343 C présentée dans ce mémoire permet d'actualiser les valeurs de masse ($62.64 \pm 1.37 M_{\text{Jup}}$) et de rayon ($0.788 \pm 0.032 R_{\text{Jup}}$) pour cette BDEB, ainsi que d'ajouter des valeurs semi-empiriques de température effective ($1301 \pm 19 \text{ K}$) et de luminosité bolométrique ($-4.771 \pm 0.017 \log(L_{\odot})$), dont les modèles atmosphériques contribuent $\sim 40\%$ de la valeur et $\sim 70\%$ de la variance. Seulement l'âge demeure difficile à mesurer directement, car le système n'est pas membre d'une association stellaire. Les modèles évolutifs ATMO-2020 de [Phillips et al. \(2020\)](#) prédisent un âge de $2.88^{+0.23}_{-0.21}$ Gyr étant donné la luminosité et la masse de la BD.

Notre analyse démontre que les modèles atmosphériques en déséquilibre chimique de ATMO-2020 sont capables de reproduire le spectre Kepler, HST/WFC3 et Spitzer/IRAC de la BD en étant contraint par ses paramètres physiques connus ($T_{\text{eff}} \approx 1300 \pm 30$, $G_k \approx 6$), tandis que les modèles en équilibre chimique et les modèles BT-Settl ont plus de difficulté ($T_{\text{eff}} \approx 1220 \pm 40$, $G_k \approx 20$). Les résultats de la modélisation atmosphérique soulignent l'importance d'une large couverture spectrale pour tester de manière adéquate les modèles de naines brunes. Sans une combinaison de contraintes physiques et une large couverture d'instruments au-delà de HST/WFC3, les températures effectives auraient pu être surestimées jusqu'à 100 à 200 K. Les modèles les plus indifférents à la présence de contraintes physiques

lors de l’ajustement étaient les modèles en déséquilibre chimique d’ATMO-2020, dont les T_{eff} déduites restaient cohérentes dans tous les cas sauf lorsque les données étaient soumises à un ajustement sans contrainte au spectre HST/WFC3 seulement. De plus, aucune combinaison de contraintes physiques ou de données instrumentales lors d’un ajustement n’a pu reproduire correctement la totalité du spectre WFC3. Plus particulièrement, la profondeur de la bande d’absorption d’eau de $1.4 \mu\text{m}$ n’a pu être correctement reproduite qu’avec des modèles ayant $T_{\text{eff}} \sim 1500 \text{ K}$.

Son type spectral de $T1.5 \pm 1$ indique que LHS 6343 C se situe au sein de la transition L/T. Généralement, deux sortes de modèles sont utilisés pour ajuster les observations de telles cibles: des modèles de formation et de dissipation nuageuse ou bien des modèles de transfert radiatif due au déséquilibre chimique de la réaction CO/CH₄. Parmi les modèles utilisés dans ce mémoire, seulement ce dernier type est capable de bien reproduire les observations de LHS 6343 C. Cependant, d’autres modèles nuageux demeurent intéressants à confronter aux observations de cette BD, car ses paramètres physiques connues peuvent servir de test important pour ces modèles (e.g., Exo-REM de [Charnay et al. 2018](#), Sonora-Diamondback de [Morley et al. 2024](#)) dans le régime de la transition L/T. De plus, la dégénérescence du pouvoir prédictif de ces deux types de modèles dans le régime L/T ([Tremblin et al., 2020](#)) pourrait être revisitée avec LHS 6343 C. Entre autres, des observations spectroscopiques ayant une grande couverture spectrale permettraient de confronter les détails de ces modèles d’atmosphères à des connaissances empiriques. Les travaux futurs sur LHS 6343 C devraient donc se concentrer sur des observations panchromatiques (par exemple JWST NIRSpec/Prism et MIRI/LRS) pour permettre de meilleurs tests sur les modèles de naines brunes.

Références bibliographiques

- 2023, GAIA Factsheet, https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/Gaia/Gaia_factsheet
- Albert, L., Johnson, J. A., Montet, B. T., Lewis, N., & Pablo, H. 2015, Direct Test of the Brown Dwarf Evolutionary Models Through Secondary Eclipse Spectroscopy of LHS 6343
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *The Astrophysical Journal*, 556, 357, doi: [10.1086/321547](https://doi.org/10.1086/321547)
- Allard, F., Homeier, D., & Freytag, B. 2012, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 370, 2765–2777, doi: [10.1098/rsta.2011.0269](https://doi.org/10.1098/rsta.2011.0269)
- Allard, F., Homeier, D., Freytag, B., Schaffenberger, W., & Rajpurohit, A. S. 2013, *Progress in Modeling Very Low Mass Stars, Brown Dwarfs, and Planetary Mass Objects*. <https://arxiv.org/abs/1302.6559>
- Artigau, É., Bouchard, S., Doyon, R., & Lafrenière, D. 2009, , 701, 1534, doi: [10.1088/0004-637X/701/2/1534](https://doi.org/10.1088/0004-637X/701/2/1534)
- Baraffe, I., Homeier, D., Allard, F., & Chabrier, G. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 577, A42, doi: [10.1051/0004-6361/201425481](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425481)
- Batygin, K., & Stevenson, D. J. 2010, *The Astrophysical Journal*, 714, L238, doi: [10.1088/2041-8205/714/2/L238](https://doi.org/10.1088/2041-8205/714/2/L238)
- Beatty, T. G., Morley, C. V., Curtis, J. L., et al. 2018, , 156, 168, doi: [10.3847/1538-3881/aad697](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aad697)
- Beatty, T. G., Collins, K. A., Fortney, J., et al. 2014, , 783, 112, doi: [10.1088/0004-637X/783/2/112](https://doi.org/10.1088/0004-637X/783/2/112)
- Becker, A., Bethkenhagen, M., Kellermann, C., Wicht, J., & Redmer, R. 2018, *The Astrophysical Journal*, 156, 149, doi: [10.3847/1538-3881/aad735](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aad735)
- Benneke, B., Knutson, H. A., Lothringer, J., et al. 2019a, *Nature Astronomy*, 3, 813, doi: [10.1038/s41550-019-0800-5](https://doi.org/10.1038/s41550-019-0800-5)

- Benneke, B., Wong, I., Piaulet, C., et al. 2019b, *The Astrophysical Journal Letters*, 887, L14, doi: [10.3847/2041-8213/ab59dc](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab59dc)
- Best, W. M. J., Liu, M. C., Magnier, E. A., & Dupuy, T. J. 2020, *The Astronomical Journal*, 161, 42, doi: [10.3847/1538-3881/abc893](https://doi.org/10.3847/1538-3881/abc893)
- Bitsch, B., Izidoro, A., Johansen, A., et al. 2019, *Astronomy and Astrophysics*, 623, A88, doi: [10.1051/0004-6361/201834489](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834489)
- Bodenheimer, P., & Pollack, J. B. 1986, *Journal of Geophysical Research*, 91, 391, doi: [10.1016/0019-1035\(86\)90122-3](https://doi.org/10.1016/0019-1035(86)90122-3)
- Boyajian, T. S., von Braun, K., van Belle, G., et al. 2012, *Journal of Geophysical Research*, 117, 757, doi: [10.1088/0004-637X/757/2/112](https://doi.org/10.1088/0004-637X/757/2/112)
- Burgasser, A. J., Cruz, K. L., Cushing, M., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 710, 1142–1169, doi: [10.1088/0004-637x/710/2/1142](https://doi.org/10.1088/0004-637x/710/2/1142)
- Burgasser, A. J., & the SPLAT Development Team. 2017, *The SpeX Prism Library Analysis Toolkit (SPLAT): A Data Curation Model*. <https://arxiv.org/abs/1707.00062>
- Burningham, B., Marley, M. S., Line, M. R., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 470, 1177, doi: [10.1093/mnras/stx1246](https://doi.org/10.1093/mnras/stx1246)
- Burningham, B., Pinfield, D. J., Leggett, S. K., et al. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 395, 1237, doi: [10.1111/j.1365-2966.2009.14620.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.14620.x)
- Burrows, A., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., & Liebert, J. 2001, *Reviews of Modern Physics*, 73, 719, doi: [10.1103/revmodphys.73.719](https://doi.org/10.1103/revmodphys.73.719)
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubeny, I. 2006, *The Astrophysical Journal*, 640, 1063, doi: [10.1086/500293](https://doi.org/10.1086/500293)
- Caffau, E., Ludwig, H.-G., Steffen, M., Freytag, B., & Bonifacio, P. 2011, *Solar Physics*, 268, 255–269, doi: [10.1007/s11207-010-9541-4](https://doi.org/10.1007/s11207-010-9541-4)
- Caiazzo, I., Burgasser, A., Rees, J. M., et al. 2019, *Hunting for ancient brown dwarfs: the developing field of brown dwarfs in globular clusters*. <https://arxiv.org/abs/1903.06769>
- Carmichael, T. W. 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 519, 5177, doi: [10.1093/mnras/stac3720](https://doi.org/10.1093/mnras/stac3720)
- Chabrier, G. 2003, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115, 763–795, doi: [10.1086/376392](https://doi.org/10.1086/376392)
- . 2005, *The Initial Mass Function: From Salpeter 1955 to 2005* (Springer Netherlands), 41–50, doi: [10.1007/978-1-4020-3407-7_5](https://doi.org/10.1007/978-1-4020-3407-7_5)
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *The Astrophysical Journal*, 542, L119, doi: [10.1086/312941](https://doi.org/10.1086/312941)

- Chabrier, G., Baraffe, I., Phillips, M., & Debras, F. 2023, *Astronomy & Astrophysics*, 671, A119, doi: [10.1051/0004-6361/202243832](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243832)
- Chabrier, G., Johansen, A., Janson, M., & Rafikov, R. 2014, in *Protostars and Planets VI* (University of Arizona Press), doi: [10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch027](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch027)
- Charbonneau, D. 2002, HD 209458 and the Power of the Dark Side. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0209517>
- Charnay, B., Bézard, B., Baudino, J.-L., et al. 2018, *The Astrophysical Journal*, 854, 172, doi: [10.3847/1538-4357/aaac7d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaac7d)
- Cushing, M. C., Marley, M. S., Saumon, D., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 678, 1372, doi: [10.1086/526489](https://doi.org/10.1086/526489)
- Dotter, A., Chaboyer, B., Jevremović, D., et al. 2008, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 178, 89–101, doi: [10.1086/589654](https://doi.org/10.1086/589654)
- Dupuy, T. J., Liu, M. C., Bowler, B. P., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 721, 1725, doi: [10.1088/0004-637x/721/2/1725](https://doi.org/10.1088/0004-637x/721/2/1725)
- Dupuy, T. J., Liu, M. C., & Leggett, S. K. 2015, *The Astrophysical Journal*, 803, 102, doi: [10.1088/0004-637x/803/2/102](https://doi.org/10.1088/0004-637x/803/2/102)
- Filippazzo, J. C., Rice, E. L., Faherty, J., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 810, 158, doi: [10.1088/0004-637x/810/2/158](https://doi.org/10.1088/0004-637x/810/2/158)
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 125, 306, doi: [10.1086/670067](https://doi.org/10.1086/670067)
- Gagné, J., Mamajek, E. E., Malo, L., et al. 2018, *The Astrophysical Journal*, 856, 23, doi: [10.3847/1538-4357/aaae09](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaae09)
- Gaia Collaboration, Vallenari, A., Brown, A. G. A., et al. 2023, , 674, A1, doi: [10.1051/0004-6361/202243940](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243940)
- Gelino, C. R., Smart, R. L., Marocco, F., et al. 2014, WISEP J061135.13-041024.0AB: A J-Band Flux Reversal Binary at the L/T Transition. <https://arxiv.org/abs/1405.0511>
- Golimowski, D. A., Leggett, S. K., Marley, M. S., et al. 2004, *The Astronomical Journal*, 127, 3516, doi: [10.1086/420709](https://doi.org/10.1086/420709)
- Goodman, J., & Weare, J. 2010, *Communications in Applied Mathematics and Computational Science*, 5, 65, doi: [10.2140/camcos.2010.5.65](https://doi.org/10.2140/camcos.2010.5.65)
- Grieves, N., Ge, J., Thomas, N., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 467, 4264, doi: [10.1093/mnras/stx334](https://doi.org/10.1093/mnras/stx334)
- Hayashi, C. 1981, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 70, 35, doi: [10.1143/PTPS.70.35](https://doi.org/10.1143/PTPS.70.35)

- Heller, R., Jackson, B., Barnes, R., Greenberg, R., & Homeier, D. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 514, A22, doi: [10.1051/0004-6361/200912826](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912826)
- Jackson, B., Greenberg, R., & Barnes, R. 2008, *The Astrophysical Journal*, 681, 1631, doi: [10.1086/587641](https://doi.org/10.1086/587641)
- Jeans, J. H. 1902, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 199, 1, doi: [10.1098/rsta.1902.0012](https://doi.org/10.1098/rsta.1902.0012)
- Joergens, V. 2014, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 401, 50 Years of Brown Dwarfs, ed. V. Joergens, 1, doi: [10.1007/978-3-319-01162-2_1](https://doi.org/10.1007/978-3-319-01162-2_1)
- Johansen, A., & Lambrechts, M. 2017, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 45, 359, doi: [10.1146/annurev-earth-063016-020226](https://doi.org/10.1146/annurev-earth-063016-020226)
- Johnson, J. A., Apps, K., Gazak, J. Z., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 730, 79, doi: [10.1088/0004-637x/730/2/79](https://doi.org/10.1088/0004-637x/730/2/79)
- Kipping, D. M. 2008, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 389, 1383–1390, doi: [10.1111/j.1365-2966.2008.13658.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13658.x)
- Kirkpatrick, J. D., Marocco, F., Gelino, C. R., et al. 2023, *The Initial Mass Function Based on the Full-sky 20-pc Census of ~3,600 Stars and Brown Dwarfs*. <https://arxiv.org/abs/2312.03639>
- Kozai, Y. 1962, , 67, 591, doi: [10.1086/108790](https://doi.org/10.1086/108790)
- Kreidberg, L. 2015, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 127, 1161, doi: [10.1086/683602](https://doi.org/10.1086/683602)
- Kroupa, P. 2001, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 322, 231–246, doi: [10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x)
- Kroupa, P., Weidner, C., Pflamm-Altenburg, J., et al. 2013, *The Stellar and Sub-Stellar Initial Mass Function of Simple and Composite Populations* (Springer Netherlands), 115–242, doi: [10.1007/978-94-007-5612-0_4](https://doi.org/10.1007/978-94-007-5612-0_4)
- Lidov, M. L. 1962, , 9, 719, doi: [10.1016/0032-0633\(62\)90129-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(62)90129-0)
- Lindgren, L., Klioner, S. A., Hernández, J., et al. 2021, , 649, A2, doi: [10.1051/0004-6361/202039709](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039709)
- Looper, D. L., Gelino, C. R., Burgasser, A. J., & Kirkpatrick, J. D. 2008, *The Astrophysical Journal*, 685, 1183, doi: [10.1086/590382](https://doi.org/10.1086/590382)
- Looper, D. L., Kirkpatrick, J. D., & Burgasser, A. J. 2007, *The Astronomical Journal*, 134, 1162, doi: [10.1086/520645](https://doi.org/10.1086/520645)
- Lubow, S. H., Seibert, M., & Artymowicz, P. 1999, *The Astrophysical Journal*, 526, 1001, doi: [10.1086/308045](https://doi.org/10.1086/308045)

- Luhman, K. L., & Esplin, T. L. 2014, *The Astrophysical Journal*, 796, 6, doi: [10.1088/0004-637X/796/1/6](https://doi.org/10.1088/0004-637X/796/1/6)
- Luhman, K. L., Stauffer, J. R., Muench, A. A., et al. 2003, *The Astrophysical Journal*, 593, 1093–1115, doi: [10.1086/376594](https://doi.org/10.1086/376594)
- López, R. R., Zapatero-Osorio, M. R., & de Escalante, E. M. G. 1995, *Nature*, 377
- Manjavacas, E., Goldman, B., Reffert, S., & Henning, T. 2013, , 560, A52, doi: [10.1051/0004-6361/201321720](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321720)
- Mann, A. W., Feiden, G. A., Gaidos, E., Boyajian, T., & von Braun, K. 2015, *The Astrophysical Journal*, 804, 64, doi: [10.1088/0004-637x/804/1/64](https://doi.org/10.1088/0004-637x/804/1/64)
- Mann, A. W., Dupuy, T., Kraus, A. L., et al. 2019, , 871, 63, doi: [10.3847/1538-4357/aaf3bc](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaf3bc)
- Marley, M. S., Saumon, D., Visscher, C., et al. 2021, *The Astrophysical Journal*, 920, 85, doi: [10.3847/1538-4357/ac141d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac141d)
- Marocco, F., Andrei, A. H., Smart, R. L., et al. 2013, *The Astronomical Journal*, 146, 161, doi: [10.1088/0004-6256/146/6/161](https://doi.org/10.1088/0004-6256/146/6/161)
- McCullough, P., & MacKenty, J. 2012, *Considerations for using Spatial Scans with WFC3*, Tech. rep., Space Telescope Science Institute, Baltimore, Maryland
- Menou, K. 2012, *The Astrophysical Journal*, 745, 138, doi: [10.1088/0004-637x/745/2/138](https://doi.org/10.1088/0004-637x/745/2/138)
- Montet, B. T., Johnson, J. A., Fortney, J. J., & Desert, J.-M. 2016, *The Astrophysical Journal*, 822, L6, doi: [10.3847/2041-8205/822/1/16](https://doi.org/10.3847/2041-8205/822/1/16)
- Montet, B. T., Johnson, J. A., Muirhead, P. S., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 800, 134, doi: [10.1088/0004-637x/800/2/134](https://doi.org/10.1088/0004-637x/800/2/134)
- Morley, C. V., Mukherjee, S., Marley, M. S., et al. 2024, *The Sonora Substellar Atmosphere Models. III. Diamondback: Atmospheric Properties, Spectra, and Evolution for Warm Cloudy Substellar Objects*. <https://arxiv.org/abs/2402.00758>
- Naud, M.-E., Artigau, É., Malo, L., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 787, 5, doi: [10.1088/0004-637x/787/1/5](https://doi.org/10.1088/0004-637x/787/1/5)
- Padoan, P., & Nordlund, Å. 2002, , 576, 870, doi: [10.1086/341790](https://doi.org/10.1086/341790)
- Padoan, P., & Åke Nordlund. 2004, *The Astrophysical Journal*, 617, 559, doi: [10.1086/345413](https://doi.org/10.1086/345413)
- Perryman, M. 2018, *The Exoplanet Handbook (The Edinburgh Building, Cambridge: Cambridge University Press)*
- Phillips, M. W., Tremblin, P., Baraffe, I., et al. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 637, A38, doi: [10.1051/0004-6361/201937381](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201937381)

- Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., et al. 2016, , 595, A1, doi: [10.1051/0004-6361/201629272](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629272)
- Radigan, J., Jayawardhana, R., Lafrenière, D., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 750, 105, doi: [10.1088/0004-637x/750/2/105](https://doi.org/10.1088/0004-637x/750/2/105)
- Radigan, J., Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & Artigau, E. 2014, *The Astrophysical Journal*, 793, 75, doi: [10.1088/0004-637x/793/2/75](https://doi.org/10.1088/0004-637x/793/2/75)
- Rosell, A. C., Santiago, B., dal Ponte, M., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 489, 5301, doi: [10.1093/mnras/stz2398](https://doi.org/10.1093/mnras/stz2398)
- Salpeter, E. E. 1955, , 121, 161, doi: [10.1086/145971](https://doi.org/10.1086/145971)
- Saumon, D., & Marley, M. S. 2008, *The Astrophysical Journal*, 689, 1327, doi: [10.1086/592734](https://doi.org/10.1086/592734)
- Seager, S., & Mallén-Ornelas, G. 2003, , 585, 1038, doi: [10.1086/346105](https://doi.org/10.1086/346105)
- Spiegel, D. S., Burrows, A., & Milsom, J. A. 2011, *The Astrophysical Journal*, 727, 57, doi: [10.1088/0004-637x/727/1/57](https://doi.org/10.1088/0004-637x/727/1/57)
- Stamatellos, D., Hubber, D. A., & Whitworth, A. P. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 382, L30, doi: [10.1111/j.1745-3933.2007.00383.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2007.00383.x)
- Stephens, D. C., Leggett, S. K., Cushing, M. C., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 702, 154, doi: [10.1088/0004-637x/702/1/154](https://doi.org/10.1088/0004-637x/702/1/154)
- Suárez, G., Metchev, S., Leggett, S. K., Saumon, D., & Marley, M. S. 2021, , 920, 99, doi: [10.3847/1538-4357/ac1418](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac1418)
- Suárez, G., Vos, J. M., Metchev, S., Faherty, J. K., & Cruz, K. 2023, , 954, L6, doi: [10.3847/2041-8213/acec4b](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acec4b)
- Tan, X., & Showman, A. P. 2019, *The Astrophysical Journal*, 874, 111, doi: [10.3847/1538-4357/ab0c07](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab0c07)
- Tremblin, P., Amundsen, D. S., Chabrier, G., et al. 2016, , 817, L19, doi: [10.3847/2041-8205/817/2/L19](https://doi.org/10.3847/2041-8205/817/2/L19)
- Tremblin, P., Amundsen, D. S., Mourier, P., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 804, L17, doi: [10.1088/2041-8205/804/1/L17](https://doi.org/10.1088/2041-8205/804/1/L17)
- Tremblin, P., Phillips, M. W., Emery, A., et al. 2020, *A&A*, 643, A23, doi: [10.1051/0004-6361/202038771](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038771)
- Tremblin, P., Padioleau, T., Phillips, M. W., et al. 2019, *The Astrophysical Journal*, 876, 144, doi: [10.3847/1538-4357/ab05db](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab05db)
- Vos, J. M., Allers, K., Apai, D., et al. 2019, *Astro2020 White Paper: The L/T Transition*. <https://arxiv.org/abs/1903.06691>

- Whitworth, A. 2018, Brown Dwarf Formation: Theory. <https://arxiv.org/abs/1811.06833>
- Whitworth, A., Bate, M. R., Nordlund, Å., Reipurth, B., & Zinnecker, H. 2007, in Protostars and Planets V, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 459
- Winn, J. N. 2008, Proceedings of the International Astronomical Union, 4, 99–109, doi: [10.1017/s174392130802629x](https://doi.org/10.1017/s174392130802629x)