紹介論文:

Bourrier et al. (2016), An evaporating planet in the wind: stellar wind interactions with the radiatively braked exosphere of GJ 436 b, A & A, 591, A121. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628362



- HSTのLyman αトランジット観測から、warm Neptuneに分類される系外惑星GJ
 436 bは巨大な外圏水素大気をもつことが示された
- 先行研究で恒星からの輻射圧が外圏大気の構造を決める重要な要素であることは 示されたが、輻射圧だけでは観測された時間変動を説明できない
- そこで本論文では、恒星風と外圏大気の相互作用(惑星大気の中性水素原子との 電荷交換)を数値シミュレーションコードEVEに含めることで、輻射圧と恒星風 の両方の効果を調べるとともに、観測との比較から惑星と恒星の特性を推定した
- 各観測間の外圏大気構造の違いは、恒星風密度の変動で説明できることを示した
- 推定された水素原子の惑星重力圏脱出時の速度 (50-60 km/s) は、MHD波動が駆動 する大気流出で説明できる可能性がある

Lyman a Transit

- 惑星の上層大気から流出 した中性水素原子が、広 範囲に拡がる外圏を形成
- 惑星が恒星の前を横切る
 際に、恒星からのLyman
 a線が外圏水素原子によっ
 て吸収され、減光する様
 子を観測できる
- 外圏大気の構造について
 の情報が得られる

Escaping gases

Atmospheric hydrogen and helium gases of an exoplanet that orbits closely to its parent star can escape under strong irradiation. The escaping gas can absorb more starlight than the exoplanet and can be detected by remote, ground-based spectroscopy.



(Brogi, 2018, http://doi.org/10.1126/science.aav7010)

Hydrodynamic Blow-off 流体力学的流出

- X/EUV加熱による惑星上層大気の熱的散逸で、exobase高度で熱エネルギーが重力エネルギーを超えるような場合(e.g., Lammer et al., 2013; Jeans escapeの極端なケース) => V_{bulk} > V_{esc}
- 重い粒子種も、水素原子との衝突を介し、
 水素の流れに引きずられて流出
- いくつかのホットジュピターの周辺で重 原子を検出 => 実際にhydrodynamic
 blow-offが起きていることを示唆



HD 209458 b上層大気のCとOの検出

FIG. 2.—Comparison of off-transit and in-transit spectra for the Si III, H I O I, and C II lines with 1 σ error bars. The off-transit spectrum is the addition of the first exposure of the first and third visits (*thin lines*); the in-transit corresponds to the addition of the fully in-transit exposure of each of the four *HST* visits (*thick lines*). Absorption is clearly detected in the H I, O I, and C II lines. No signal is detected in other lines (e.g., Si III) with about the same amplitude. The bottom panels show the high-resolution spectra obtained in 2001 with the echelle grating (Vidal-Madjar et al. 2003). [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.*]

GJ 436 b: Physical Parameters



FIG. 5.—Measured velocities vs. orbital phase for GJ 436 (*filled dots*), with repeated points (outside phases 0–1) shown as open circles. The dotted line is the radial velocity curve from the best-fit orbital solution, P = 2.644 days, e = 0.12, $M \sin i = 0.067 M_{Jup}$. The rms of the residuals to this fit is 5.26 m s⁻¹ with a reduced $\sqrt{\chi^2_{\nu}} = 1.00$. The error bars show the quadrature sum of the internal errors (median = 5.2 m s⁻¹) and jitter (3.3 m s⁻¹). A linear velocity trend is found to be 2.7 m s⁻¹ per year.

地球から近い!

" (ISMによるLyman α

Table 1. Physical parameters for the GJ 436 system.

吸収が限定的)

Parameters	Symbol	Value		
Distance from Earth	D_*	10.14 pc = 31.8光年		
Star radius	R_*	$0.44 R_{\odot}$ M dwarf		
Star mass	M_{*}	$0.45 M_{\odot}$		
Planet radius	R _p	$0.35 R_{\text{Jup}} = 4.2 R_{\text{Earth}}$		
Planet mass	$M_{ m p}$	$0.073 M_{Jup}$		
Orbital period	$P_{\rm p}$	2.644 days		
Transit center	T_0	2 454 865.083208 BJD		
Semi-major axis	$a_{\rm p}$	0.0287 au		
Eccentricity	е	0.16		
Argument of periastron	ω	327°		
Inclination	<i>i</i> p	86.7°		



Fig. 2. Euler *V*-band transit photometry. The best-fit transit curve is superimposed in red.

GJ 436 b: Warm Neptune



GJ 436 b: Lyman a Transit

a 2.0

- •HSTによるLyman aトランジット観測(Kulow et al., 2014; Ehrenreich et al., 2015):
- 1. 惑星本体による可視光トランジットと比べ、深く長いLyman α線 減光 <- 広範囲に拡がった水素外圏大気による吸収
- 非対称な光度曲線:Lyman α線の減光は可視光トランジットの約
 2時間前に始まり、可視光トランジット終了後も3時間以上継続
 <- 彗星の尾のような構造
- 3. Lyman a吸収が青方偏移 <- 水素原子が観測者の方へ運動

Distance (R*)

-10

-12

-14

-12

-10

-8

- 輻射圧(radiation pressure, 光圧)? 恒星風との相互作用?



Bourrier et al. (2015a)

- EVaporating Exoplanet (EVE) コード(後述)を用いてGJ 436系の数値シミュレーションを行い、恒星の輻射圧が惑星の外圏大気構造へ及ぼす影響を調査
- GJ 436 bは"radiative braking"の状態にある(輻射)
 圧~0.6重力)
 - 恒星の輻射圧は、惑星から流出した水素原子を 即座に吹き飛ばす("radiative blow-out," 輻射圧
 > 重力、右下図)ほど強くはないが、水素原子 が恒星の重力に引かれて落ちていく(右上図)のを"brake"する(輻射圧 <~ 重力、右中図)
 - 水素原子が巨大な外圏大気と尾を形成



Fig. 2. Views of GJ 436 b exosphere (blue dots) from the perpendicular to the orbital plane. The planet is the small disk at the intersection of the star/Earth LOS (dashed black line) and the planetary orbit (green line). All system properties are similar in the three panels, except for radiation pressure. *Upper panel*: without radiation pressure, stellar gravity shears the extended cloud of hydrogen, and gas at shorter orbital distance than the planet falls toward the star. *Middle panel*: with even a moderate radiation pressure (~60% of stellar gravity at maximum), all the escaping gas decelerates and moves to larger orbits, forming a longer comet-like tail trailing behind the planet. This is the real radiation pressure that corresponds to the observed Lyman- α flux. *Lower panel*: with a high radiation pressure (~400% of stellar gravity at maximum), the escaping gas is swiftly blown away. The planet is surrounded by a much smaller come but trailed by a narrower, more radial, cometary-tail.

Bourrier et al. (2015a)の成果と課題

- 観測された外圏大気の形・大きさと Lyman a吸収のブルーシフトの特徴は、 輻射圧の効果でおおよそ説明できる
- ただし、観測と比べて早く深いトラン
 ジットの入りを予測してしまっている
- Lyman α線による輻射圧は時間的に極めて安定しているため、3回のトランジット観測間の違いは説明できない
- 時間変動する別の要因(例えば恒星風)
 を考慮する必要がある





- EVEコードに恒星風と惑星外圏大気の相互作用を追加し、 輻射圧と恒星風の両方の効果を考慮する
- シミュレーション結果をHST観測と比較し、外圏構造に影響を与える惑星および恒星のパラメータを推定する

恒星Lyman a線の復元

- 恒星Lyman a線の観測は、星間物質 (ISM)による吸収の影響を受ける
- ・惑星大気トランジット前に観測されたスペクトルに、ISMのHおよびDによる吸収を考慮したモデルをフィッティングし、恒星本 来のLyman αスペクトルを復元
- Visit 1はトランジット外の観測がないの

で、Visit 2の結果を代用

(Bourrier et al., 2015a)

11

	Parameter	Visit 2	Visit 3	Unit
Fit range	Blue wing	[1214.64–1215.53]	[1214.68-1215.53]	Å
	Red wing	[1215.75-1216.70]	[1215.75–1216.54]†	Å
ISM (H I)	$\log_{10} N(\text{H I})$	18.01 ± 0.07	$17.90^{+0.15}_{-0.19}$	cm^{-2}
	b(HI)	$9.9^{+1.3}_{-1.7}$	$12.3^{+1.5}_{-2.1}$	$\rm kms^{-1}$
	$\gamma({ m HI})_{/*}$	$-9.1^{+1.4}_{-1.3}$	$-9.2^{+1.7}_{-1.9}$	$\rm kms^{-1}$
LSF	$\sigma_{ m LSF}$	0.97 ± 0.14	$1.25^{+0.18}_{-0.17}$	HST pixels
Stellar line	$f_{\text{peak}}(1 \text{ au})$	$1.55_{-0.24}^{+0.34}$	$1.62_{-0.38}^{+0.56}$	erg cm ⁻² s ⁻¹ Å ⁻¹
	$\Delta v_{\rm D}$	74 ± 3	69 ± 5	$\mathrm{km}\mathrm{s}^{-1}$
	$a_{\rm damp}$	0.09 ± 0.02	$0.10^{+0.03}_{-0.02}$	
	γ_*	7.4 ± 1.6	$8.2^{+2.1}_{-1.7}$	$\mathrm{km}\mathrm{s}^{-1}$
	$F_{Ly\alpha}(Earth)$	2.05×10^{-13}	2.01×10^{-13}	$erg cm^{-2} s^{-1}$
	$F_{Ly\alpha}(1 \text{ au})$	0.90	0.88	$erg cm^{-2} s^{-1}$



Fig. 1. Lyman- α line profiles of GJ 436 for Visits 2 (*top*) and 3 (*bottom*). The yellow line shows the theoretical intrinsic stellar emission line profile as seen by hydrogen atoms escaping the planetary atmosphere, scaled to the Earth distance. It also corresponds to the profile of the ratio β between radiation pressure and stellar gravity (values reported on the right axis). The solid black line shows the Lyman- α line profile after absorption by the interstellar hydrogen (1215.6 Å) and deuterium (1215.25 Å), whose cumulated profile is plotted as a dotted black line (ISM absorption in the range 0–1 has been scaled to the entire vertical axis range). The line profile convolved with the LSF (blue line) is compared to the observations shown as a red histogram. Above the horizontal dashed line ($\beta = 1$), radiation pressure would overcome stellar gravity and accelerate particles away from the star. However with β values below unity, radiation pressure from GJ 436 can only brake the gravitational deviation of particles toward the star.

LSF: Line Spread Function

EVaporating Exoplanet (EVE) Code

- 系外惑星の上層大気の構造と透過スペクトルを計算するために開発された3次元数値コード
- Roche lobe(惑星の重力圏外端)の平均高度(R_{trans} = 4 R_p)の上下で大気の取り扱いが異なる:
- 1. 下側では、大気を解析的に記述(静水圧平衡での密度プロファイル)
 - この領域の水素大気は主にLyman αのコアを吸収するが、ISMや地球コロナの影響で観測できない
- 2. 上側では、モンテカルロ粒子シミュレーションでH⁰の運動を計算(衝突は無視 <- R_{trans}はexobaseよりも上) (m.f.p.)/(scale height) ~ 40 at R_{trans} (Bourrier et al., 2015a)
 - 粒子には、恒星および惑星の重力、恒星の輻射圧、慣性力が働く $F = (1 \beta) F_{st-grav} + F_{pl-grav} + F_{in}$.

(Bourrier & Lecavelier des Etangs 2013)

- 一旦電離した水素は、シミュレーションから取り除く

輻射圧の処理 (Bourrier et al., 2015a): dtの間に水素原子によって吸収さ れた光子から、恒星と反対方向の力を受ける(-βF_{st-grav})+光子の再放 出に伴うランダムな方向の3.26 m/sの速度変化を、光子の個数分与える

• (恒星風拡張前の)モデルの自由パラメータ:軌道長半径距離での惑星からの水素原子散逸率 $\dot{M}_{
m H^0}$ 、1原子 あたりの光電離率 $\Gamma_{
m ion}$ 、Roche lobeでの外向き水素流の速度 vP_{wind}

- 時間ステップ毎にメタ粒子を $dN = \frac{\dot{M} dt}{N_{\text{meta}} m_{\text{H}}}$, 個、(R_{trans} から?)初速 vP_{wind} で打ち上げる

- 惑星軌道の離心率(0.16)を考慮し、 \dot{M}_{H^0} と Γ_{ion} を 1/r² で変化 <= energy-limited evaporation: $\dot{M}_{H^0} \propto$ (Energy Input)
- 輻射圧と光電離は外圏大気による self-shielding を考慮

恒星風相互作用の実装

- ●惑星外圏の水素原子の恒星風プロトンとの電荷交換を、H⁰の速度変化として扱う(個々のH+粒子を追っている訳ではない)
- ●時間ステップdtの間に以下の確率dPで、H⁰粒子の速度を、恒星風プロトンの速度(Vstbulk-wind および vstthermwindで特徴付けられるマクスウェル分布)で置き換える:

$$dP = 1 - \exp[-\sigma_{\rm HH^+}(\Delta V) \,\Delta V \,n_{\rm H^+} \,dt],\tag{1}$$

ΔV: H⁰とH+の相対速度、σ_{HH}+(ΔV): 電荷交換の衝突断面積、n_H+: 恒星風プロトンのその場での密度

σ_{HH}⁺(ΔV)はLindsay & Stebbings (2005) より

$$\sigma_{\rm HH^+} = 10^{-20} (10.61 - 1.062 \ln(\Delta V))^2, \tag{2}$$

n_H+は、貫入深さ∧までの外圏大気による self-shielding を考慮し、以下の式で与える:

$$n_{\mathrm{H}^{+}}(r) = n_{\mathrm{wind}}^{\mathrm{st}} \left(\frac{a_{\mathrm{p}}}{r}\right)^{2} \exp[-\tau_{\mathrm{HH}^{+}}(\Lambda)]$$

$$\tau_{\mathrm{HH}^{+}}(\Lambda) = \int_{0}^{\Lambda} n_{\mathrm{H}}(\mu) \,\sigma_{\mathrm{HH}^{+}}(\mu) \,\frac{\Delta V(\mu)}{V_{\mathrm{bulk-wind}}} \,\mathrm{d}\mu$$
(3)

モデルに追加された自由パラメータ: Vstbulk-wind, Vsttherm-wind, Nstwind

結果:恒星風相互作用の効果

- 1. "Abrasion": 恒星風に対する「前面」の惑星大気が削られる
- 2. "Neutralized protons": 恒星風プロトンが惑星大気の水素原子との 電荷交換によって中性化されて生じた高速中性水素原子(「中性化 プロトン」と呼ぶ)が尾を形成



観測からEVEパラメータを制約

シミュレーション結果をHST観測にフィッティングすることで、EVEパラメータ(v^pwind、M_{H⁰}、 Γ_{ion}、 nstwind、 Tstwind、
 Vstwind)を推定

Table 4. Best-fit parameters and 1σ uncertainties derived from the fits to the Lyman- α line observations of GJ 436 b in Visits 2 and 3.

Parameter	Visit 2	Visit 3		
$\dot{M}_{ m H^0}$	$2.5^{+1.1}_{-0.8} \times 10^{8}$	$2.5^{+0.8}_{-0.6} \times 10^{8}$	$\mathrm{g}\mathrm{s}^{-1}$	
$\Gamma_{\rm ion}$	$2.2^{+0.9}_{-0.8} \times 10^{-5}$	$2.4^{+1.0}_{-1.6} \times 10^{-5}$	s^{-1}	
$v_{ m wind}^{ m p}$	50^{+5}_{-5}	60_{-6}^{+6}	$\rm kms^{-1}$	error barは
$V_{\rm bulk-wind}^{\rm st}$	85_{-12}^{+6}	85_{-16}^{+6}	$\rm km \ s^{-1}$	min(χ²)+1 となろ幅で評価
$T_{\rm wind}^{\rm st}$	$1.2 \pm 1.2 \times 10^4$	$1.2 \pm 1.2 \times 10^4$	Κ	いるの面へ三直
$v_{\text{therm-wind}}^{\text{st†}}$	10 ± 10	10 ± 10	$\rm kms^{-1}$	
$n_{ m wind}^{ m st}$	$1.3^{+0.5}_{-0.4} \times 10^3$	$3.3^{+1.5}_{-1.0} \times 10^3$	cm^{-3}	
χ^2	203	182		od fitl
d.o.f.	200	198	-> yc	

Notes. ^(†) The thermal velocity is calculated from the values obtained for the stellar wind kinetic temperature. $n_{\text{wind}}^{\text{st}}$, Γ_{ion} , and \dot{M}_{H^0} are given at the distance of the semi-major axis ($a_p = 0.0287 \text{ au}$). 15

観測との比較

- Visits 2, 3で観測された
 Lyman α吸収をよく再現
- 各観測間の光度曲線の
 違いは、恒星風密度の
 変動で説明できる
- その他のパラメータの
 変動は小さい

Parameter	Visit 2	Visit 3	Unit
$\dot{M}_{ m H^0}$	$2.5^{+1.1}_{-0.8} \times 10^8$	$2.5^{+0.8}_{-0.6} \times 10^{8}$	g s ⁻¹
$\Gamma_{\rm ion}$	$2.2^{+0.9}_{-0.8} \times 10^{-5}$	$2.4^{+1.0}_{-1.6} \times 10^{-5}$	s^{-1}
$v_{\rm wind}^{\rm p}$	50^{+5}_{-5}	60_{-6}^{+6}	${\rm km}{\rm s}^{-1}$
$V_{ m bulk-wind}^{ m st}$	85 ⁺⁶ ₋₁₂	85_{-16}^{+6}	${\rm km}{\rm s}^{-1}$
$T_{\rm wind}^{\rm st}$	$1.2 \pm 1.2 \times 10^4$	$1.2 \pm 1.2 \times 10^4$	K
$v_{\rm therm-wind}^{\rm st\dagger}$	10 ± 10	10 ± 10	$\rm kms^{-1}$
$n_{\rm wind}^{\rm st}$	$1.3^{+0.5}_{-0.4} \times 10^3$	$3.3^{+1.5}_{-1.0} \times 10^3$	cm ⁻³



恒星風の観測への影響

- トランジット中心前はabrasionによりLyman α吸収が少ない
- 中性化プロトン成分は、トランジット中心後も青側で吸収
 を継続する





恒星風と惑星外圏大気

- 恒星風と惑星外圏大気の相互作用には、(a)惑星大気から流出した全ての水素原 子が恒星風と電荷交換する場合(恒星風>>外圏大気)と、(b)外圏大気を通過 する全ての恒星風が中性化される場合(恒星風<<外圏大気)の、2つの極端な ケースが考えられる
- GJ 436 b はその中間の状況で、外圏大気の水素原子と中性化プロトンの両方が 観測に寄与している
- 一方、K型星HD 189733のHJである HD189733 b では恒星風相互作用が強く(N ~ 4e3-5e7 cm⁻³, V >~ 200 km/s; Bourrier & Lecavelier des Etangs 2013; Ben-Jaffel & Ballester 2013)、中性化プロトンの効果のみが観測された (Lecavelier des Etangs et al. 2012)
- どちらの星でも恒星風はおそらく時間変動している

MHD波動が駆動する大気流出

- 外圏大気のサイズを説明するために必要な水素流の 上向き速度 v^pwind ~40-70 km/s は、XUV加熱による 流体力学的流出について予測されている値(~1-10 km/s)と比べて速すぎる
- 高速流を引き起こす要因として、上層大気中のMHD 波動(Suzuki & Inutsuka 2005, 2006; Tanaka et al.
 2014, 2015)を考える
- 惑星表面での速度分散が音速の6-17%程度(800 K を仮定すると2.4 km/s)あれば、示唆された高速流 を説明できる
- 懸念事項:この機構は磁力線が開いている領域に限定されるが、観測とEVEシミュレーションの比較からは流出が極に限定されているとは考えにくい



図1:磁気流体波動による質量放出モデルの模式図.図中のr軸 は天体中心からの動径方向を示している.天体が磁場を 持っており、表面に一定の強さの乱流が存在する場合、表 面で磁気流体波動が励起されて上空へ伝播する.上空で波 動が散逸してガスを加熱し、またガス流を駆動することで 質量放出が駆動される.



Fig. 5. Dependence of the maximum wind velocity (dashed line) and total planetary mass-loss rate (solid line) at the Roche radius as a function of the velocity dispersion at the planet surface (note that the two vertical axes do not correspond). Results come from 1D simulations of atmospheric outflows induced by MHD waves. Ranges of v_{wind}^{p} values derived from the observations are highlighted as blue (Visit 2) and red (Visit 3) shaded areas, allowing an estimation of the required velocity dispersions and corresponding total mass loss.



- シミュレーション結果によると、惑星から約20 Rpまで恒星風プロトンが侵入している
- ▶ 仮に惑星磁場によって磁気圏が形成される場合、stand-off distance R_sは20
 R_pよりも小さくならなければならない

$$\mathcal{M} = \left(\frac{8\pi^2 R_{\rm s}^6 \rho_{\rm wind} v_{\rm rel}^2}{\mu_0 f_0^2}\right)^{1/2},\tag{7}$$

- ・式(7)より、惑星磁場の双極子モーメントの上限は M < 2.5 × 10²⁶ A m² ~ 0.16
 M_{Jup}、赤道磁場強度の上限は B_p < 2.7 G ~ 0.6 B_{Jup} と見積もることができる
- MHD波動による大気流出モデルで想定している磁場強度~1 Gとは矛盾しない

結論

- HSTのLyman αトランジット観測と、EVEコードを用いた数値シミュレーションを比較 することで、GJ 436 bの外圏水素大気に輻射圧と恒星風相互作用が与える影響を調べた
- EVEコードに恒星風プロトンと惑星外圏大気水素原子の電荷交換を追加実装し、(1) 恒星 風相互作用が惑星大気の前面を削るaberasion、および (2) 中性化したプロトンが形成す る尾の両方がLyman α線の青側の観測に影響を与えることを示した
- 各観測間の違いは、恒星風密度の変化によってよく説明できる
- M型赤色矮星の恒星風特性を、初めて観測に基いて推定した
- 観測された外圏大気の大きさを説明するには、水素原子の脱出時の速度が予想以上に高い必要があり、その原因としてMHD波動が駆動する大気流出を検討した
- 磁気圏のサイズについての議論から、惑星磁場の上限を推定した

個人的な感想

- 恒星風相互作用の取り扱いで気になる点:
 - 電荷交換および光電離で生じたH+はシミュレーションから取り除かれる(一旦H+になったら後は知らん)
 - - 恒星風惑星大気相互作用の電磁的な側面は含まれていない(mass loading、ピックアップイオン、バウショック、誘導磁気圏、etc.)
 - 大部分の中性化プロトンはコマの内部深くで生成されている -> 推定された「恒星風速度」~85 km/s はmass loadingを受けた後の速度を反映している可能性は?
- 火星上層大気で現場検証できる過程は?

Backup

各パラメータの効果

- 惑星風速度 vPwind:惑星大気から流出する水素原子を打ち上げる際の初速。高い ほど外圏大気が拡大し、ドップラー速度分布も広くなる。
- 光電離率 「ion:中性水素原子密度を減らす。
- 惑星大気散逸率 *M*_{H⁰}:密度を増やす。
- 恒星風密度 nstwind:前面大気の剥ぎ取りを増やす。中性化プロトンを増やす。
- 恒星風温度 Tstwind:中性化プロトンによるLyman a線吸収のドップラー速度幅を 広げる。
- 恒星風速度 Vstwind:中性化プロトンによるLyman α線吸収の中心ドップラー速度 を決める。

光 電 離 率 「ion の 推定

- 復元された恒星本来のLyman α線から推定したEUVスペクトルとChandraで 観測したX線放射を用いて、(EVEとは独立に)光電離率を計算すると、軌 道長半径距離において 2.3^{+0.8}-0.5 x10⁻⁵ s⁻¹ (Visit 2), 2.2^{+1.3}-0.7 x10⁻⁵ s⁻¹ (Visit 3)
- EVEでのFion推定の制約として用いる(ただしフィッティング結果のクオリ ティへの影響はほとんどない)

Table 3. X-EUV emission of GJ 436 b.

$\widetilde{\Gamma}_{ion} = \int$	$\Gamma^{911.8\text{\AA}} \frac{F_{\text{EUV}}(\lambda) \sigma_{\text{ion}}(\lambda)}{hc} \lambda \mathrm{d}\lambda,$	
-----------------------------------	---	--

$$\sigma_{\text{ion}} = 6.538 \times 10^{-32} \left(\frac{29.62}{\sqrt{\lambda}} + 1 \right)^{-2.963} \times (\lambda - 28846.9)^2 \,\lambda^{2.0185},$$

Wavelengths	Stellar fl	ux at 1 au	Stellar flux at the semi-major axis		Stellar luminosity	
(Å)	(erg s ⁻	$^{-1} \mathrm{cm}^{-2}$)	$({\rm erg}{\rm s}^{-1}{\rm cm}^{-2})$		$(10^{26} \text{ erg s}^{-1})$	
	Visit 2	Visit 3	Visit 2	Visit 3	Visit 2	Visit 3
5–100 [†]	0.205	_	249.0	_	5.77	_
100-200	0.290	0.283	351.4	344.0	8.14	7.97
200-300	0.254	0.249	308.2	301.7	7.14	6.99
300-400	0.224	0.219	272.2	266.4	6.30	6.17
400-500	0.007	0.007	8.2	8.0	0.19	0.19
500-600	0.017	0.017	21.0	20.3	0.49	0.47
600-700	0.016	0.015	19.0	18.5	0.44	0.43
700-800	0.025	0.025	31.0	30.0	0.72	0.69
800-912	0.045	0.043	54.8	52.8	1.27	1.22
912-1170	0.085	0.083	102.8	100.6	2.38	2.33
Lyman- α	0.897	0.878	1088.5	1065.5	25.22	24.68

Notes. ^(†) X-ray emission from Chandra measurements (Ehrenreich et al. 2015).

高速恒星風の場合

- 恒星風速度が200 km/sを超えると、中性化プロトンによるLyman α線吸収を直接観測することができなくなり、abrasionの効果のみが観測に影響を与える
- Vst_{bulk-wind}を350 km/sに固定して、このシナリオで観測が説明できるかテスト (200 km/s以上であれば同じ結果になる)
 - 外圏大気の尾の存在が示唆されるVisit 3については、良いフィットを見つ けられなかった
 - Visit 2はベストフィット値が得られたが、フィットの質は低速シナリオの結果よりも低い
- 高速恒星風シナリオではVisit 2と3の違いを説明できない



- Owen & Alvarez (2016)
- Energy-limited regimeでの(全大気?) 散逸率を以下の式(e.g., Bourrier et al. 2015b) で見積もると

$$\dot{M}^{\text{tot}} = \eta \, \frac{3 \, F_{\text{X/EUV}}(1 \text{ au})}{4 \, G \, a_{\text{p}}^2 \, \overline{\rho} \, K_{\text{tide}}},\tag{6}$$

 $= \eta 2.2 \pm 0.6 \times 10^{10} \text{ g/s}$

- (ηの理論値は10-20%程度)
- よって f_H⁰ を上層大気の水素の割合とすると、M_H⁰ = f_H⁰ M^{tot} から ηf_H⁰
 ~ 1.2 ± 0.5 x 10⁻² が得られる

輻射圧と恒星風の切り分け

- 一般的に、Lyman αトランジット観測から、輻射圧と恒星風の効果を切り 分けることができるか?
- 最も簡単なのは、恒星風速度がLyman α線のドップラー速度幅内にあり、
 かつ輻射圧による加速で得られる最大速度よりも高い場合(hot Jupiter HD
 189733b はこのケース; Lecavelier des Etangs et al. 2012)
- 恒星風速度がLyman α線のドップラー速度幅よりも高い場合、abrasionの 効果のみ観測可能となり、パラメータの間にdegeneracyが生じてしまう (解がユニークに定まらない)
- 恒星風と輻射圧の効果が重なっている場合、スペクトルの時間変化から輻射圧と恒星風の寄与を切り分けられる可能性がある

(Marois et al., 2008, doi:10.1126/science.1166585)

http://www.manyworlds.space/index.php/2017/01/24/a-four-planet-system-in-orbit-directly-imaged-and-remarkable/

