

## **L'évaporation de la planète Osiris : Genèse d'une découverte observationnelle**

Alfred Vidal–Madjar

*Institut d'Astrophysique de Paris*

**Abstract.** An approach that leads to a scientific discovery is presented here. An experiment or an observation in a new scientific domain, is never a trivial process. The path that leads, then, from the observation to the scientific discovery is even more crooked and full of obstacles. We present here the detailed discovery steps through our experience with the planet HD 209458b, a so called “hot Jupiter”, known to transit in front of its parent star. Our intention was to observe the upper part of its atmosphere. As a result, we were able to show that the atmosphere of this planet was unexpectedly extended and in the process of evaporating. For this reason, the planet was nicknamed “Osiris”, as the Egyptian god who lost part of his body. Additional observations performed with HST telescope not only confirmed our previous discovery, but indicated that the atmosphere was actually blowing off. This phenomenon, never observed before, may be described as a violent hydrodynamic escape mechanism.

Une observation dans un domaine de recherche encore inconnu ne se fait pas sans difficultés. Ce chapitre a pour but de présenter le cheminement d'un tel processus *avant* que la découverte ne soit faite, dans le but de montrer les nombreux obstacles à franchir. Une telle présentation est rarement faite dans un cours mais trouve sans doute sa place ici. Cette description d'une découverte particulière, celle de l'atmosphère d'une planète extra-solaire qui s'évapore sert aussi à illustrer le dernier chapitre de cette école consacré à la prospective vers de nouvelles découvertes. Le processus de cette recherche a été initialisé par la découverte des transits de la planète HD 209458b devant son étoile. Cette configuration observationnelle nouvelle a permis d'envisager l'étude de l'atmosphère de l'exoplanète lors de son transit. La démarche passe par l'évaluation d'un signal attendu, la préparation d'une proposition d'observation dans le cadre d'une compétition difficile, l'acceptation par un comité de sélection, l'obtention des observations, leur analyse, l'extraction

de l'information, la présentation du résultat et les conséquences théoriques et observationnelles. En effet, souvent une observation apporte des réponses mais soulève aussi de nouvelles questions. A chacune de ces étapes des difficultés inattendues surgissent. Dans le cas présent il a été démontré que l'atmosphère de ce "Jupiter chaud" s'évapore, justifiant le surnom que nous lui avons donné : "Osiris", du nom du dieu égyptien qui avait perdu une partie de son corps. Des observations complémentaires ont de plus montré que l'échappement de cette atmosphère se fait de façon probablement hydrodynamique, un phénomène imaginé sur le plan théorique mais jamais observé auparavant.

### Table des matières

1. Introduction	245
2. Les idées concernant l'évaporation des planètes.	246
3. L'idée de notre proposition d'observation.	249
4. Premières observations de l'exosphère de la planète.	249
5. Résultats de cette première détection.	254
6. Nouvelles propositions d'observations.	256
7. Résultats de la deuxième campagne d'observation.	260
8. Conclusion	266

## 1. Introduction

La découverte de nombreuses planètes extra-solaires par la méthode des vitesses radiales (Mayor & Queloz, 1995), en particulier celles qui orbitent très près de leur étoile et sont surnommées les “Jupiters chauds”, a fait espérer à de nombreux observateurs que l’une d’entre elles serait bientôt découverte en train de passer devant le disque de son étoile. En effet, pour une planète en orbite à une dizaine de rayons stellaires, la probabilité d’observer un transit est de l’ordre de 1/10. C’est justement quand une dizaine de telles planètes a été découverte que le premier transit a effectivement été trouvé (Charbonneau et al. 2000 ; Henry et al. 2000).

La probabilité d’un transit peut s’estimer simplement en supposant que les orientations des orbites sont réparties de manière isotrope. Par conséquent, les inclinaisons des orbites, repérées par leur angle  $i$  suivent une distribution proportionnelle à  $\sin i$  (voir, par exemple, Halbwachs 2001). La projection sur le fond du ciel de la distance  $a$  qui sépare la planète de l’étoile est alors  $a \times \cos i$ . Pour avoir un transit, la planète doit se projeter sur le disque de l’étoile, et on doit avoir :

$$a \cos i < R_* + R_p \quad (1)$$

où  $R_*$  et  $R_p$  désignent les rayons respectifs de l’étoile et de la planète. Pour une distance  $a$  donnée, la distribution des distances projetée est la distribution des  $\cos i$ , qui est constante puisque les inclinaisons suivent une loi en  $\sin i$ . On en conclut que la probabilité d’avoir un transit est tout simplement :

$$P(a \cos i < R_* + R_p) = \frac{R_* + R_p}{a} \quad (2)$$

ce qui est en effet de l’ordre de 1/10 pour un “Jupiter chaud”. Il est intéressant de noter ici que la probabilité d’observer le transit d’une planète comme la Terre, à une UA, est de 0.5% . Il est donc possible de prédire qu’une fois réalisée la découverte de quelques centaines de planètes à une UA de leur étoile, nous pourrions raisonnablement nous attendre à en découvrir une en train de transiter.

Connaissant la période de l’orbite planétaire,  $P$ , une bonne estimation de la durée d’un transit peut être faite en évaluant la vitesse moyenne de la planète sur son orbite,  $(2 \times \pi \times a)/P$  et ainsi le temps qu’elle mettrait à parcourir, en projection, l’équivalent d’un diamètre stellaire augmenté du diamètre de la planète,  $2 \times (R_* + R_p)$ . La durée maximum d’un transit,  $t_{\max}$ , est celle d’un transit passant par le centre de l’étoile, sur toute la longueur d’un diamètre. C’est, en bonne

approximation :

$$t_{\max} = \frac{P \times (R_* + R_p)}{\pi a} \quad (3)$$

Ainsi pour des “Jupiters chauds” la durée des transits est de l’ordre de quelques heures alors que pour une planète comme la Terre, la durée d’un transit peut atteindre une demi-journée.

L’équation 3 donne une durée maximum, mais on estime aisément la durée moyenne d’un transit : comme la distribution des distances projetées est uniforme, la somme des durées d’un très grand nombre de transits sera proportionnelle à la surface de l’étoile soit  $\pi \times R_*^2$ . D’autre part, les transits devant une étoile “carrée” de côté  $2 \times R_*$  prendraient tous la durée maximum  $t_{\max}$  de l’Eq. 3. Leur durée moyenne est donc  $t_{\max}$  alors que, cette fois, la somme des durées d’un très grand nombre de transits serait proportionnelle à  $4 \times R_*^2$ . La durée moyenne d’un transit devant une étoile circulaire est donc :

$$\langle t \rangle = \frac{\pi}{4} \times t_{\max} \quad (4)$$

ce qui est finalement assez voisin de la durée maximum.

La première planète effectuant un transit, HD 209458b, a donc été découverte en 1999 (Charbonneau et al., 2000; Henry et al., 2000), planète dont les caractéristiques ont été évaluées avec précision par Mazeh et al. (2000). Après avoir donné un panorama des idées qui, à cette époque, nous permettaient d’appréhender l’évaporation d’une atmosphère planétaire (section 2), je donnerai les raisons de la recherche d’une possible évaporation planétaire et la méthode imaginée dans la section 3, ensuite les péripéties de l’analyse des données dans la section 4, et enfin la présentation de la découverte dans la section 5. Les suites de cette découverte et ses conséquences seront décrites dans les sections 6 et 7 et la conclusion est donnée dans la section 8.

## 2. Les idées concernant l’évaporation des planètes.

L’évaporation d’une atmosphère planétaire est un phénomène connu depuis longtemps dans le cas des planètes du Système solaire, et en particulier de la Terre, phénomène que j’avais moi-même étudié dans le cadre de mon travail de thèse et qui concernait l’échappement des atomes d’hydrogène (e.g., Vidal–Madjar & Thomas, 1978). La Terre perd de l’ordre de 200 tonnes par an de matière sous la forme d’atomes d’hydrogène, ces atomes étant quasiment les seuls à pouvoir s’échapper. En effet, étant donné la température de la haute atmosphère terrestre d’environ 1000 K,

ce sont les seuls atomes à avoir une vitesse d'agitation thermique suffisante pour permettre à une partie significative d'entre eux, dans la queue de la distribution de vitesse (Maxwellienne), de s'échapper de la planète. Ceci se produit quand les atomes atteignent un niveau de l'atmosphère appelé "exobase", niveau au-dessus duquel la probabilité de collision avec une autre particule atmosphérique devient négligeable. A partir de ce niveau les atomes ont donc des trajectoires balistiques, et ceux qui ont une vitesse suffisante quittent la planète. Cet échappement thermique est souvent désigné comme un échappement de "Jeans" qui, le premier, l'avait suggéré.

L'échappement de Jeans s'est révélé être aussi opérationnel dans le cas de Mars, de Vénus et du satellite de Saturne, Titan, les plus petits corps comme Mercure, la Lune ou d'autres planètes ou satellites ayant déjà perdu pratiquement toute leur atmosphère. De plus, dans le cas de toutes ces planètes, un autre mécanisme d'échappement doit exister mettant en jeu l'ionisation des atomes suivie d'une extraction via la présence de champs électriques et/ou magnétiques dans la haute atmosphère de ces planètes. Cet autre mécanisme a effectivement été observé dans le cas de la Terre (Thomas & Vidal-Madjar, 1978). Il est aussi présent dans le cas de Vénus et de Mars où l'interaction directe des atomes de la haute atmosphère avec le vent solaire permet cet autre type d'échappement. Ceci est particulièrement vrai dans le cas de Vénus et de Mars, la Terre étant beaucoup plus protégée de toute interaction avec le vent solaire grâce à la présence de son champ magnétique (voir aussi le cours de Selsis, 2006).

Dans le cas des planètes géantes du Système solaire, leur température trop basse et leur gravité trop forte empêchent toute forme d'échappement thermique, même pour les atomes d'hydrogène, les plus légers. Par contre un faible échappement de particules chargées reste possible via l'ouverture des lignes de champ magnétique sur l'espace extérieur.

Dès la découverte de la première planète extrasolaire, 51 Peg b (Mayor & Queloz, 1995), prototype même des Jupiters chauds, la question de l'évaporation s'est posée. Burrows & Lunine (1995) ont essayé d'y répondre en soulignant que la planète doit être confortablement installée à l'intérieur de son lobe de Roche (limite de la région autour de la planète où domine sa force gravitationnelle et au-delà de laquelle celle de l'étoile toute proche prend le relais, voir, e.g., Paczynski 1971) et que toute forme d'échappement de type Jeans doit être complètement négligeable. Ils ajoutent cependant que la présence d'ions "chauds" produits par l'intense rayonnement ultraviolet de l'étoile toute proche pourrait provoquer un autre type d'échappement ; en prenant le cas de Jupiter

dans le Système solaire normalisé à la distance de 51 Peg b, ils évaluent qu'un échappement de  $10^{10}$  g.s<sup>-1</sup> serait éventuellement possible.

Peu après Guillot et al. (1996) abordent à nouveau la question en évaluant précisément la température effective de la planète (équilibre entre l'énergie stellaire reçue et celle rayonnée). Ils trouvent  $T_{\text{eff}}=1300$  K et concluent que l'échappement de Jeans est très peu probable, que tout échappement se fait, s'il a bien lieu, plus probablement via un mécanisme d'ionisation.

Schneider et al. (1998) ont aussi imaginé une interaction forte entre le vent stellaire et la planète produisant éventuellement une extraction des atomes de la haute atmosphère qui, une fois partis dans le système planétaire, devraient évoluer un peu à la façon d'une queue cométaire.

Coustenis et al., (1998), rappellent toutefois qu'il peut y avoir un échauffement spécifique dans la haute atmosphère grâce au rayonnement extrême UV (EUV) de l'étoile, comme dans le cas de toutes les planètes du Système solaire. En utilisant l'hypothèse d'un équilibre d'ionisation décrit par l'équation de Saha, ils évaluent une température exosphérique de la haute atmosphère d'un Jupiter chaud tel que 51 Peg b de l'ordre de  $T_{\text{exo}} = 4600$  K, ce qui pourrait permettre éventuellement un échappement de Jeans du moins pour les atomes les plus légers de l'atmosphère de la planète.

Seager & Sasselov (2000) ont à leur tour évalué la température effective de cette planète et confirment les évaluations précédentes. Ils prédisent de plus qu'une importante population d'atomes d'hélium dans le niveau triplet métastable  $2^3\text{S}$  pourrait exister et donc que ceux-ci pourraient éventuellement produire une signature en absorption à 10830 Å.

Juste après la découverte de la planète qui transite, Brown (2001) réévalue de façon détaillée un modèle d'atmosphère afin d'évaluer les possibilités de détecter l'atmosphère de la planète pendant les transits ; il confirme une valeur de la température effective autour de  $T_{\text{eff}} = 1400$  K, ce qui empêche a priori tout échappement de Jeans. Il montre que seule la basse atmosphère, assez dense, peut être détectée, ce que Charbonneau et al. (2002) ont en effet réussi à faire dans le doublet jaune du sodium. Brown (2001) note toutefois que le chauffage de la haute atmosphère par le rayonnement EUV de l'étoile est négligé dans son modèle et que par conséquent les distributions des éléments légers tels que H, H<sub>2</sub> et He ne sont pas prises en compte. Aucune prédiction raisonnable ne peut donc être faite à leur sujet.

Enfin Moutou et al. (2001), suivant la suggestion de Seager & Sasselov (2000), cherchent une signature d'échappement due à l'un des éléments les plus légers, l'hélium. Ils prédisent qu'un chauffage encore plus important doit avoir lieu dans la haute atmosphère dont la

température pourrait être de l'ordre de  $T_{exo} = 10^4$  K, produisant peut-être une haute atmosphère extrêmement étendue, éventuellement jusqu'à dix rayons de la planète soit bien au-delà de son lobe de Roche. Leurs observations cependant ne révèlent aucune signature en absorption due à l'hélium. Cela semblerait prouver qu'il n'y a pas d'exosphère étendue autour de la planète HD 209458b.

### 3. L'idée de notre proposition d'observation.

Indépendamment de tous ces travaux et ayant travaillé sur l'échappement des atomes d'hydrogène de la Terre, il semblait que pour détecter une haute atmosphère étendue, les atomes d'hydrogène étaient a priori les meilleurs traceurs, étant les plus légers et les plus abondants. Or l'atome d'hydrogène, dans son niveau fondamental, présente une série de raies en absorption très fortes : la série de Lyman. La première d'entre elles, Lyman  $\alpha$ , représente évidemment la longueur d'onde la plus favorable : 1216 Å. Cette longueur d'onde étant dans l'UV lointain, seul un instrument spatial peut permettre son observation.

Or il se trouve que j'avais aussi utilisé, au cours de mon travail de thèse, l'absorption de la raie Lyman  $\alpha$  solaire par les atomes d'hydrogène de la haute atmosphère terrestre pour étudier les deux facettes de ces observations (Vidal-Madjar et al., 1973 ; Vidal-Madjar 1975) : le comportement de la raie Lyman  $\alpha$  solaire *et* la distribution des atomes d'hydrogène dans la haute atmosphère terrestre. Ceci est souligné ici non pas par vantardise mais bien pour montrer que parfois, compte tenu d'un passé de recherche bien spécifique, il devient facile, voir même naturel, de prédire une nouvelle observation dans un contexte très différent, ceci étant finalement simplement dû au hasard de l'histoire de chacun.

L'étoile HD 209458 étant de type solaire, il était facile de prédire son flux et le profil de sa raie Lyman  $\alpha$  et par conséquent d'estimer dans le cadre d'une proposition d'observation l'éventuelle absorption qui serait produite par les atomes d'hydrogène présents dans l'exosphère de la planète, lors de leur passage devant l'étoile (voir la Figure 1, extraite de cette proposition).

Cette proposition a été soumise en tant que programme d'observateur invité du Cycle 10 du Télescope Spatial Hubble.

### 4. Premières observations de l'exosphère de la planète.

Le comité de sélection du Télescope Spatial (TAC) a accepté notre proposition alors qu'il n'y avait jamais eu aucune détection de ce type réussie auparavant et que les prédictions théoriques étaient plutôt pessimistes. C'est d'autant plus à l'honneur de ce comité qu'il avait en

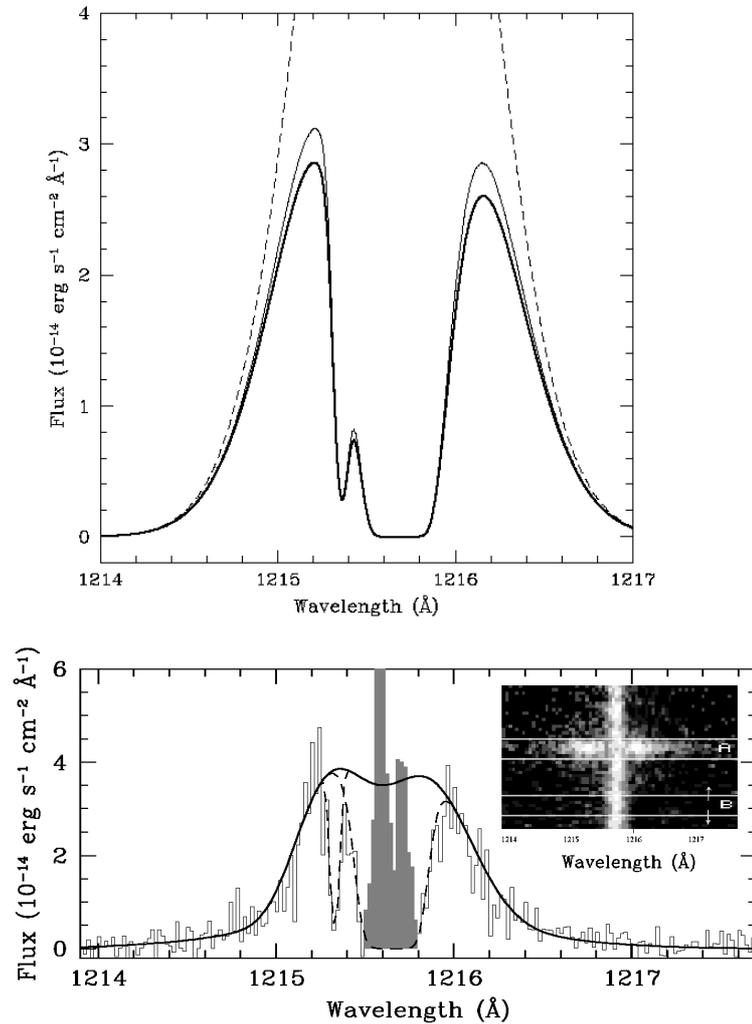


Figure 1.: **En haut** : L'absorption que pourraient produire des atomes d'hydrogène présents dans l'exosphère de la planète. Notez le double renversement, l'un large, dû au profil même de la raie stellaire, renforcé par l'absorption des atomes d'hydrogène du milieu interstellaire, et l'autre, étroit et décalé de  $-0.33 \text{ \AA}$ , dû aux atomes de deutérium du milieu interstellaire. **En bas** : Les observations finales (Vidal-Madjar et al., 2003) ont confirmé très exactement cette prédiction, en forme comme en flux, l'absorption du deutérium interstellaire étant elle aussi parfaitement visible. Au centre, en grisé, l'émission due aux atomes d'hydrogène présents autour de la Terre, qui réémettent les photons Lyman  $\alpha$  solaires. On a montré que cette émission, confinée au centre de la raie, n'a pas perturbé la détection de la signature du transit faite en absorption sur les deux pics en émission présents de part et d'autre.

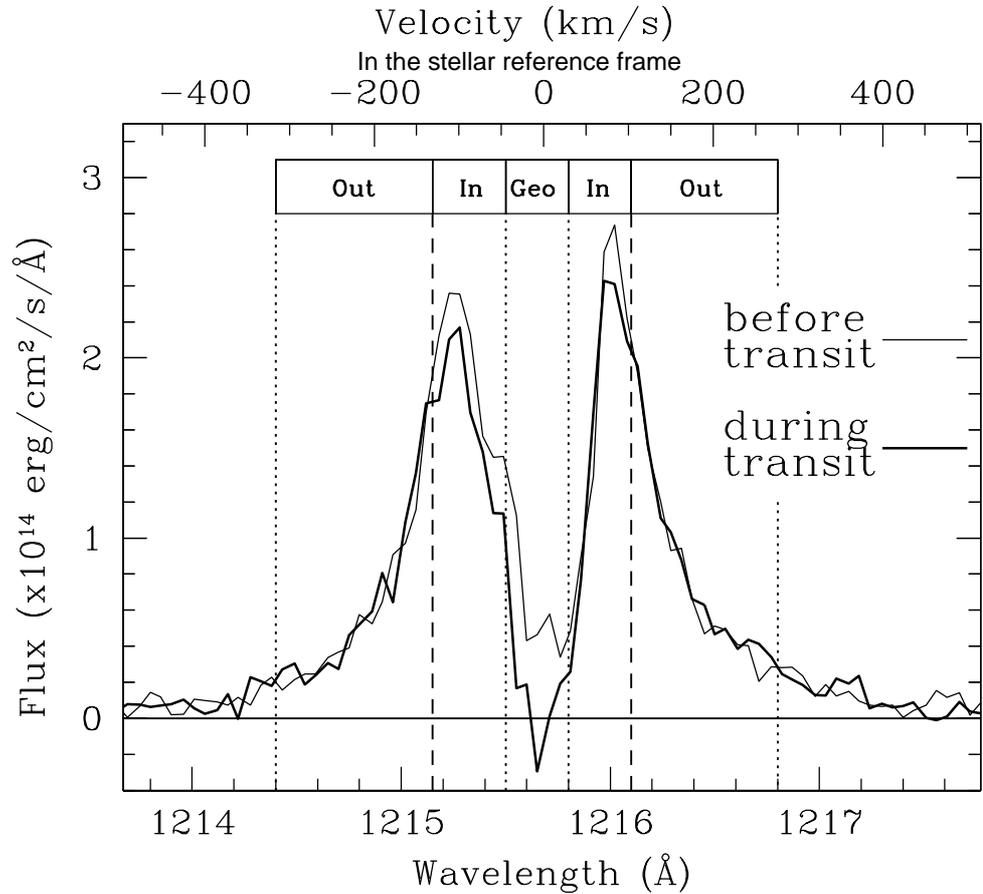


Figure 2.: Le profil de la raie Lyman  $\alpha$  de l'étoile HD 209458 observé à l'aide du spectrographe G140M, à moyenne résolution, de l'instrument STIS placé à bord du HST. La courbe en trait fin montre le spectre moyen observé avant le transit, et celle en trait épais, le spectre moyen observé pendant le transit. Trois zones différentes sont notées : "Geo", la région où se trouvent les émissions géocoronales parasites qui risquent de perturber toute évaluation et qui seront éliminées de l'estimation finale (il est intéressant de noter que le résultat reste inchangé si cette région du spectre est incluse dans l'analyse); "In" et "Out" les régions spectrales interne et externe de la raie Lyman  $\alpha$  de l'étoile. Des variations significatives ne sont détectées que dans la région "In", entre  $-130$  et  $+100$   $\text{km.s}^{-1}$ . Les vitesses radiales sont données dans le référentiel de l'étoile. Dans le domaine "In" une absorption de  $15 \pm 4\%$  est détectée (Vidal-Madjar et al., 2003).

effet identifié cette difficulté en soulignant que cette proposition était considérée comme “risquée”. Ce type d’attitude d’un comité de sélection, surtout dans le cas d’un observatoire spatial pour lequel le facteur de pression est particulièrement élevé, est si rare qu’il mérite d’être souligné.

La définition détaillée de la séquence d’observation fut particulièrement difficile étant donné notre ignorance partielle du résultat. Nous avons programmé néanmoins trois séries de trois orbites successives telles que l’une d’entre elles soit pendant le transit ; pour avoir une meilleure connaissance du profil et des signatures spectrales possibles, nous avons programmé aussi trois orbites avec le spectrographe à très haute résolution (voir Figure 1) bien que nous sachions qu’il n’était pas assez sensible pour la détection directe du transit.

Ne sachant pas exactement ce qui devait être détecté, ce point étant central dans le présent exposé, nous étions obligés de tout improviser en ce qui concerne l’analyse des données ce qui tendrait à dire que quand on sait ce qu’on veut détecter, inversement on n’improvise pas et on s’arrange pour le trouver. Ainsi, étant donné que l’intensité de la raie Lyman  $\alpha$  stellaire peut être variable (comme l’est celle du Soleil), nous avons commencé par analyser le rapport R du côté rouge au côté bleu de la raie afin de détecter toute déformation éventuelle du profil qui pourrait être due à l’effet du transit. Le résultat a révélé une montée systématique du rapport R, pendant et même au-delà des transits. Un signal était immédiatement trouvé. Il fallait cependant l’interpréter.

Le fait que ce rapport augmentait même après le transit était surprenant, comme si l’effet non seulement commençait au début du transit mais continuait de s’amplifier même après le transit ! Pourquoi pas ? Il existait peut-être une atmosphère très étendue, étalée derrière la planète un peu comme une queue de comète, qui pourrait expliquer pourquoi le “signal”, quel qu’il soit, persistait après le passage de la planète devant l’étoile. Cependant ce “signal” ne semblait pas vraiment compréhensible.

Pour tester la réalité de ce signal, nous avons décidé d’évaluer à nouveau le bruit de fond du détecteur, indépendamment de l’information fournie de façon automatique par le “pipeline” de l’instrument, par deux analyses menées de façon totalement indépendantes par deux membres du groupe de Co–Investigateurs. Ces deux approches indépendantes ont finalement révélé que le “signal” n’était dû qu’à la montée du bruit de fond du détecteur, bruit qui simplement augmentait au cours du temps. Nos orbites programmées trois par trois, avec toujours la première juste avant le transit et les deux suivantes pendant et/ou après le transit, donnaient donc l’impression qu’un signal apparaissait de plus en plus fort pendant chaque transit. Cette analyse de données faite en parallèle est un des moyens pour éviter de tels pièges, souvent cachés dans les données, particulièrement quand le signal cherché est inconnu et proche

du bruit de fond du détecteur. On peut retenir que l'utilisation aveugle de données instrumentales issues d'un "pipeline" peut parfois induire des déconvenues.

Les deux approches indépendantes révélèrent donc une erreur dans le traitement automatique du signal mais ne donnaient néanmoins pas tout à fait le même résultat, en particulier quand le rapport de deux régions du spectre était évalué. Une deuxième erreur fut ainsi détectée, due elle à l'étalonnage en longueur d'onde des spectres. N'étant pas positionnés spectralement de la même façon, les rapports de flux évalués étaient donc différents.

Toutes ces anomalies de traitement du signal étant identifiées puis corrigées, les profils extraits orbite par orbite devenaient enfin semblables avec deux procédures d'analyse complètement indépendantes. Il fallait ensuite voir s'il y avait un signal associé aux transits. Le signal à découvrir était peut-être sur l'ensemble de la raie, mais peut-être pas. Une analyse par domaine spectral fût alors décidée, pas trop étroit pour garder le rapport Signal/Bruit nécessaire à toute détection, et pas trop étendu au cas où le signal serait limité à seulement une certaine région du spectre. Ce n'est qu'après une telle analyse qu'une signature assez nette, répétée sur trois transits indépendants, fut découverte (voir Figure 2).

Ces résultats ont été présentés dans un article soumis à la revue "Nature". Il s'ensuivit une longue interaction avec les rapporteurs de notre article pour réfuter un à un tous les effets parasites de type astrophysique (nos rapporteurs n'étaient pas très familiers avec ces effets et avaient par conséquent pris une attitude particulièrement sceptique, tout à fait justifiée, et en fin de compte productrice d'un renforcement in fine de la réalité de la découverte) : variations du flux Lyman  $\alpha$  stellaire, variations de la lumière parasite due à la géocouronne Lyman  $\alpha$  qui elle varie non seulement avec le flux Lyman  $\alpha$  solaire mais aussi en fonction de la position du Télescope Spatial sur son orbite.

Comme nous considérions que la difficulté de cette découverte relevait de sa nouveauté aussi bien observationnelle que théorique, nous avons développé les deux types d'argumentations : la réalité de la détection et son interprétation tout à fait plausible en terme de chauffage EUV de la haute atmosphère de la planète (bien au-delà de la température effective évaluée, trop faible pour permettre tout type d'échappement et donc toute détection). La rédaction de Nature insista cependant pour que nous abandonnions les arguments théoriques afin de consacrer l'article essentiellement à la démonstration observationnelle de la détection, ce qui fût fait.

## 5. Résultats de cette première détection.

Alors que la planète au cours d'un transit ne cache que 1.6% du disque de l'étoile, nous avons détecté une occultation de près de 15% de la lumière stellaire ! L'atmosphère en hydrogène s'étend donc au-delà même du lobe de Roche de la planète qui ne couvre "que" 10% du disque stellaire. Les atomes d'hydrogène observés au-delà du lobe de Roche ne sont plus liés gravitationnellement à la planète et sont donc forcément en train de s'échapper. Le domaine spectral sur lequel l'absorption est détectée étant de  $-130$  à  $+100$  km.s<sup>-1</sup> (voir Figure 2), et la vitesse d'échappement de la planète étant de  $54$  km.s<sup>-1</sup>, la vitesse des atomes au-delà de l'exobase est donc largement suffisante pour qu'ils quittent la planète. Par deux arguments complètement indépendants, la conclusion s'impose : les atomes d'hydrogène s'échappent de la planète ou encore, la planète s'évapore (voir Vidal–Madjar et al., 2003).

La question est alors d'évaluer le taux d'évaporation. Il dépend de la densité volumique d'atomes d'hydrogène à l'exobase et de leur vitesse moyenne à cet endroit. Pour progresser il y a deux approches, l'une théorique, l'autre observationnelle.

L'approche théorique qui suit permet d'évaluer les ordres de grandeur de différents paramètres de la haute atmosphère de façon très simple :

- **La densité volumique à l'exobase.** Le libre parcours moyen  $l$  d'une particule dans un gaz de densité volumique  $N$  est égal à :

$$l = (N \times \pi a_0^2)^{-1} \sim 10^{16} \times N^{-1} \text{ cm} \quad (5)$$

où  $a_0$  est le rayon de Bohr de l'atome d'hydrogène. Avec un libre parcours moyen de l'ordre de grandeur du rayon de la planète, c'est-à-dire d'environ 100 000 km, la densité volumique  $N_{\text{exo}}$  à l'exobase doit donc être de l'ordre de  $10^6$  atome.cm<sup>-3</sup>. En effet, à cette altitude, un atome d'hydrogène sera capable de parcourir une distance de l'ordre du rayon de la planète. S'il est lancé vers le haut, en se déplaçant dans des couches de moins en moins denses où le libre parcours moyen sera de plus en plus long, il pourra finalement parcourir des distances largement supérieures au rayon de la planète et donc finalement s'échapper sans problème.

- **La température exosphérique.** La montée de la température due au chauffage EUV doit être prise en compte pour évaluer la vitesse moyenne des atomes et ainsi calculer l'ordre de grandeur du taux d'échappement. Comme nous l'avons mentionné, plusieurs auteurs ont essayé d'évaluer cette montée en température. Mais la rusticité des évaluations rend impossible de prédire si cette

température est de quelques milliers de degrés ou bien nettement plus élevée et dépasser même 10 000 K. Ce paramètre du modèle est certainement le moins facile à évaluer, il restera un paramètre libre dans un large domaine, entre 2 000 et 20 000 K, mais il est intéressant de noter que, puisque seule la racine carrée de la température intervient dans l'estimation de la vitesse moyenne des atomes à l'exobase, cette vitesse pour les atomes d'hydrogène est par conséquent limitée au domaine 5–15 km.s<sup>-1</sup>. Cela n'entraînera au pire qu'une imprécision d'un facteur trois sur l'estimation du flux d'échappement.

- **Les forces qui agissent sur les atomes d'hydrogène.** Les atomes d'hydrogène à haute altitude, quand ils quittent la planète, vont subir d'autres forces liées à la présence de l'étoile toute proche : ce sont la gravité stellaire ainsi que la pression de radiation due à l'intense flux Lyman  $\alpha$  de l'étoile que justement les atomes d'hydrogène vont absorber. Connaissant ce flux il est possible de calculer l'effet de cette pression de radiation et, étant donné qu'elle varie en  $r^{-2}$  comme la force de gravitation, elle a pour effet de réduire de façon apparente la gravité stellaire d'un coefficient  $(1 - \beta)$  avec  $\beta \sim 0.7$  dans le cas de HD 209458. C'est comme si les atomes d'hydrogène subissaient l'attraction d'une étoile ayant 0.3 fois la masse de HD 209458.
- **L'ionisation des atomes d'hydrogène.** Il reste un effet important concernant l'évolution des atomes d'hydrogène : ils peuvent être ionisés par le flux EUV de l'étoile toute proche. En normalisant la durée de vie bien connue des atomes d'hydrogène dans le Système solaire, on peut évaluer leur durée de vie au voisinage d'une étoile de type solaire à la distance où ils se trouvent (environ dix rayons stellaires). Cette durée de vie doit être de l'ordre de 6 heures, dans le cas de HD 209458b.

Tous ces paramètres étant légèrement modèle-dépendants, la méthode consiste à effectuer une simulation numérique et à faire varier ces paramètres au voisinage des valeurs estimées, de façon à reproduire in fine les observations. Ceci fut fait (Vidal-Madjar & Lecavelier des Étangs, 2004) dès la première détection et a permis de montrer que le flux d'échappement de la planète est d'au moins 10<sup>10</sup> g.s<sup>-1</sup>. Il est important de noter qu'un échappement plus intense est possible car, à cause de l'effet de saturation de l'absorption dans une raie spectrale, une augmentation d'un facteur 10 à 100 n'affecte pas sensiblement la signature spectrale évaluée.

Comme mentionné plus haut, une autre façon d'avancer est d'imaginer dans ce nouveau contexte observationnel une suite à ces observations pour mieux contraindre le mécanisme d'échappement.

## 6. Nouvelles propositions d’observations.

Les premières observations nous ont révélé une absorption de photons Lyman  $\alpha$  sur trois transits différents soit au total une disparition de 135 photons sur les 900 photons correspondants (hors transits) au centre de la raie stellaire. Or le bruit dû aux fluctuations statistiques d’une observation de 900 photons étant de  $\pm 30$  photons, on en déduit que notre détection a été faite avec une précision d’environ  $4.5 \sigma$ , ce qui nécessite une confirmation.

Une première proposition a été faite dans cet esprit pour 1) confirmer cette première évaluation et 2) en étendre le domaine avant et après le transit car l’étendue du nuage d’hydrogène autour de la planète est finalement bien plus grande que prévue et devrait de plus être très asymétrique compte tenu de sa forme de type “queue de comète” (le nuage doit être fortement étalé vers l’arrière de la planète, i.e. plus important **après** le transit). Cette proposition a été rejetée par le nouveau TAC du Hubble Space Telescope pour le Cycle 12 d’observations ! Comme quoi les TACs se suivent mais ne se ressemblent pas : le premier avait accepté une observation très risquée sans aucune garantie de détection alors que le second refusait de préciser et d’étendre une mesure déjà réussie. Il faut très certainement n’y voir qu’une fluctuation statistique liée au petit nombre de personnes présentes dans un TAC et à leur convictions personnelles.

Cependant une deuxième proposition avait été préparée dans la logique même de la découverte et pour la poursuivre. La première détection concernait les atomes d’hydrogène, les plus abondants et les plus légers ; l’idée était de détecter un nouveau type d’atomes très certainement présents dans l’exosphère de la planète. L’atome suivant en masse et en abondance est évidemment l’hélium. Cependant, l’hélium n’a aucune transition de résonance dans un domaine observable du spectre (toutes les transitions sont au-dessous de  $584 \text{ \AA}$  et donc absorbées par les atomes d’hydrogène du milieu interstellaire qui suppriment tout flux stellaire en dessous de la limite de Lyman à  $912 \text{ \AA}$ ), et rechercher des signatures spectrales dans des transitions qui ne sont pas issues du fondamental est illusoire dans une exosphère car ces niveaux sont le plus souvent peuplés par collisions et ne le seront donc que dans les couches beaucoup plus denses et donc basses de l’atmosphère. Toutefois, comme nous l’avions mentionné plus haut, un autre mécanisme aurait pu être capable de produire une forte population d’atomes d’hélium dans le niveau triplet métastable  $2^3\text{S}$  et donc de produire une importante signature en absorption à  $10830 \text{ \AA}$  (Seager & Sasselov, 2000) : les atomes d’hélium photo-ionisés par les photons aux longueurs d’ondes inférieures à  $544 \text{ \AA}$ , se recombinent en cascade et peuplent de manière très efficace le niveau triplet ; une forte signature à  $10830 \text{ \AA}$  est donc prédite par ces auteurs.

La recherche d'une telle signature a été effectuée par deux fois (Moutou et al., 2001 ; 2003), mais chaque fois sans résultats. Ceci pourrait faire penser qu'il y a une contradiction entre la détection de l'exosphère en hydrogène et la non-détection de cette même exosphère en hélium. Il n'en est rien, car Seager & Sasselov (2000) ont oublié justement que les atomes d'hydrogène dans l'exosphère absorbent aussi les photons EUV de l'étoile, et, comme ils sont présents en très grande quantité *au-dessus* des atomes d'hélium, ceux-ci ne sont tout simplement pas ionisés et le peuplement du niveau triplet ne peut donc pas se faire. Ces auteurs citent des exemples d'atmosphères stellaires dans lesquelles ce mécanisme est connu pour fonctionner. Toutefois, dans le cas d'une atmosphère d'exoplanète, les photons EUV ne peuvent tout simplement pas parvenir jusqu'aux atomes d'hélium car ils viennent de l'extérieur, n'étant pas produits in situ comme dans le cas d'une atmosphère stellaire.

Les espèces suivantes les plus propices à laisser une signature spectrale sont donc des atomes, ions ou molécules un peu plus lourds et néanmoins encore assez abondants. La suivante sur la liste est bien sûr la molécule  $H_2$ , très abondante et légère. Toutefois, comme dans le cas de l'atome d'hélium, les seules transitions détectables depuis le niveau fondamental sont les transitions électroniques des bandes de Lyman et Werner qui se trouvent toutes en-dessous de 1110 Å. Ces longueurs d'ondes sont accessibles à l'observation mais dans une région spectrale où une étoile de type solaire émet très peu (voir e.g. Curdt et al., 2001, L'Atlas Solaire observé à partir de l'Instrument SUMER à bord du Satellite SOHO). Compte tenu du fait que le seul observatoire spatial actuellement disponible dans le domaine EUV, FUSE (Moos et al., 2000), n'a pas assez de sensibilité pour observer cette étoile, cette observation dans ce cas précis n'est pour le moment pas faisable.

Les espèces suivantes qui peuvent être considérées du fait de leur abondance relativement importante par rapport à l'hydrogène (entre quelques  $10^{-4}$  et quelques  $10^{-5}$ ) tout en étant encore assez légères, sont, dans l'ordre de leur masse, le deutérium, puis le carbone, l'azote, et l'oxygène. Ils sont tous observables dans l'UV lointain à l'aide de spectrographes à bord du HST.

- **Le deutérium.** Nous avons déjà vu que la raie du deutérium interstellaire est présente dans l'aile bleue de la raie stellaire. Cependant une absorption due au deutérium ne sera pas observable parce que l'étendue spectrale de la raie correspondante de l'hydrogène, toute proche (le décalage isotopique entre les deux raies correspond à  $81 \text{ km.s}^{-1}$ ), est trop étalée dans l'espace des vitesses (de  $-130$  à  $+100 \text{ km.s}^{-1}$ ) et la masquera.

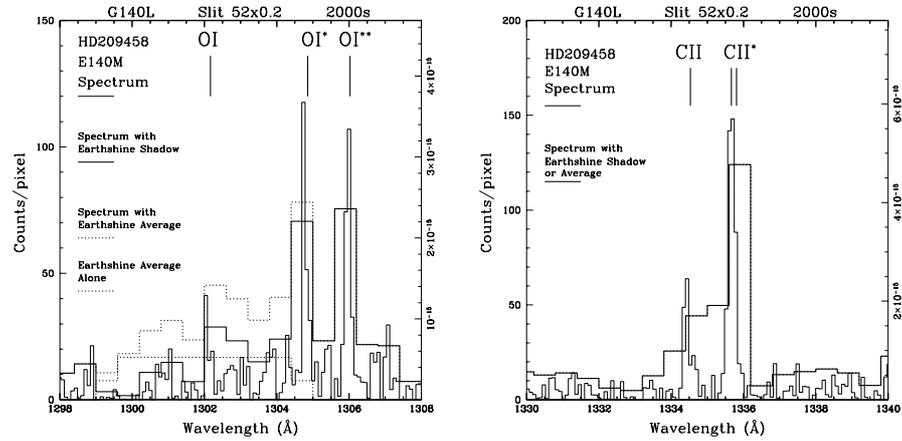


Figure 3.: **À gauche** : La simulation des raies de l'oxygène faites à partir des observations obtenues au cours du Cycle 10 de HST avec le spectrographe échelle de STIS (E140M; histogrammes étroits) ainsi que la prédiction du signal évaluée pour le spectrographe à plus basse résolution (G140L; larges histogrammes) telles qu'elles ont été présentées dans la nouvelle proposition d'observation sur HST au cours du Cycle 12. On remarque que trois raies de l'oxygène sont accessibles, mais que celle issue du niveau fondamental (la plus à gauche) est beaucoup plus faible que les deux autres. La raison vient du fait que ces trois raies sont observées au travers du milieu interstellaire. Dans ce milieu, si froid et si peu dense, seul le niveau fondamental de l'atome est peuplé et par conséquent seule la raie issue du fondamental est absorbée. Si c'est le cas aussi dans la haute atmosphère de la planète, la détection de l'oxygène risque d'être difficile. Si par contre les niveaux métastables sont aussi peuplés dans l'exosphère de la planète, des informations nouvelles seront obtenues. On peut remarquer que, comme dans le cas de la raie Lyman  $\alpha$  de l'hydrogène, il existe là aussi une émission géocoronale due aux atomes d'oxygène présents dans la haute atmosphère terrestre qui risque de perturber l'observation. **À droite** : Même simulation dans le cas des deux raies du carbone ionisé. Dans ce cas aucune perturbation due à une émission géocoronale des atomes de carbone ionisés n'est à craindre.

- **Le carbone.** De nombreuses raies du carbone neutre et ionisé sont accessibles, mais compte tenu des conditions de l'environnement astrophysique, seul le carbone ionisé va pouvoir être considéré ici. Le carbone neutre est en effet trop facilement ionisé dans la haute atmosphère de la planète compte tenu de son seuil d'ionisation relativement bas (11.26 eV) et l'intense flux stellaire omniprésent. Le carbone ionisé présente une raie relativement intense dans le spectre de l'étoile (environ 100 fois plus faible que la raie Lyman  $\alpha$ ), au voisinage de 1334.5 Å ainsi qu'une raie toute proche à 1335.5 Å issue d'un niveau métastable. Le carbone ionisé est donc un excellent candidat.
- **L'azote.** L'azote neutre ou ionisé présente beaucoup moins de raies disponible dans l'UV lointain. Il y a toutefois un triplet vers 1200 Å facilement observable et dont les forces d'oscillateur des transitions sont très fortes. Malheureusement, dans le spectre d'une étoile de type solaire, ces raies sont beaucoup plus faibles que la raie Lyman  $\alpha$  (environ 1000 fois plus faible) ce qui rend, en tout cas dans ce cas, la tentative de détection de l'azote beaucoup plus difficile si ce n'est impossible.
- **L'oxygène.** L'oxygène présente un potentiel d'ionisation de 13.6 eV, quasiment identique à celui de l'hydrogène. Il sera donc protégé dans l'atmosphère de la planète par la très grande quantité d'atomes d'hydrogène présents en particulier à plus haute altitude, et restera très probablement sous sa forme neutre. Une transition de l'atome neutre, très intense est accessible dans l'UV vers 1302 Å ainsi que deux autres transitions correspondant à deux niveaux métastables, à 1304 Å et 1306 Å. Ces trois transitions correspondent à des raies assez fortes dans le spectre solaire (environ 100 fois plus faible que la raie Lyman  $\alpha$ ), l'atome d'oxygène neutre est donc lui aussi un excellent candidat.

Une deuxième proposition a donc été soumise, elle aussi dans le cadre du Cycle 12 du HST, dont le but était de détecter une signature en absorption liée à deux nouveaux éléments, l'oxygène neutre et le carbone ionisé. Nous avons pu utiliser les observations faites au cours du Cycle 10 avec le spectrographe échelle de l'instrument STIS, spectre à très haute résolution qui de plus couvrait les régions spectrales où se trouvent les raies de O I et C II. Nous avons entre les mains tous les éléments pour réussir cette nouvelle observation, ayant déjà la preuve que le flux stellaire disponible était suffisant à condition d'utiliser un autre spectrographe à plus basse résolution de STIS qui présentait l'avantage d'être beaucoup plus sensible que le spectrographe échelle (voir Figure 3 qui montre les simulations faites avec les premières données et présentées dans la proposition). Dans le cadre de cette proposition, une section sur

la recherche d'une éventuelle interaction planète–étoile, que les raies stellaires sensibles à l'activité telles que les raies chromosphériques de O I et de C II pouvaient facilement révéler, a été ajoutée.

Curieusement cette proposition aussi a été refusée par le même TAC qui décidément ne semblait pas du tout enclin à favoriser la poursuite de telles recherches. Le commentaire était particulièrement négatif sur l'aspect, pour nous secondaire, lié au suivi de l'activité stellaire induite par la planète, alors que rien n'était dit sur l'aspect principal de la proposition, ni en bien ni en mal!

Notre sang ne fit qu'un tour et exploitant cette relative ignorance du contenu principal de la proposition par le TAC, nous avons fait une proposition identique mais uniquement centrée sur la détection de O I et de C II, directement au Directeur du HST, dans le cadre de son temps discrétionnaire (proposition dite "DD"), en soulignant bien que nous suivions les commentaires du TAC en éliminant la partie qui visiblement ne lui avait pas plu, évitant ainsi de mettre le Directeur en contradiction avec son propre comité de sélection. Dans ce cadre nous avons encore plus développé notre argument en soulignant que la non-détection des espèces O I et C II voulait dire que l'échappement de la planète était de type thermique (Jeans) et que donc dans ce cas seul H I pouvait s'échapper, alors que si ces deux éléments étaient détectés cela voulait dire que l'échappement devait être beaucoup plus violent et de type hydrodynamique, c'est-à-dire que dans leur mouvement les atomes d'hydrogène emportent toutes les autres espèces présentes à assez haute altitude dans la haute atmosphère. Ce deuxième type d'échappement n'est connu que de façon théorique et, s'il est détecté ce sera la première fois qu'il sera observé directement.

Cette proposition en temps discrétionnaire a été immédiatement acceptée par le Directeur du HST, Steven Beckwith, que je tiens à remercier ici.

## 7. Résultats de la deuxième campagne d'observation.

Les observations ont été faites dès l'automne 2003 et cette fois, compte tenu de nos observations précédentes nous savions exactement ce que nous cherchions : durant le transit, une signature en absorption sur la raie Lyman  $\alpha$  de l'atome d'hydrogène pour tout d'abord confirmer notre première détection et, éventuellement une signature semblable sur les raies de l'oxygène et du carbone. Comme de plus ces nouvelles observations ont été programmées avec un spectrographe à beaucoup plus basse résolution (le spectrographe G140L de l'instrument STIS a une résolution spectrale de quelques Angström) la contrepartie est qu'un domaine spectral plus large sera exploré, de 1180 à 1700 Å ce qui va

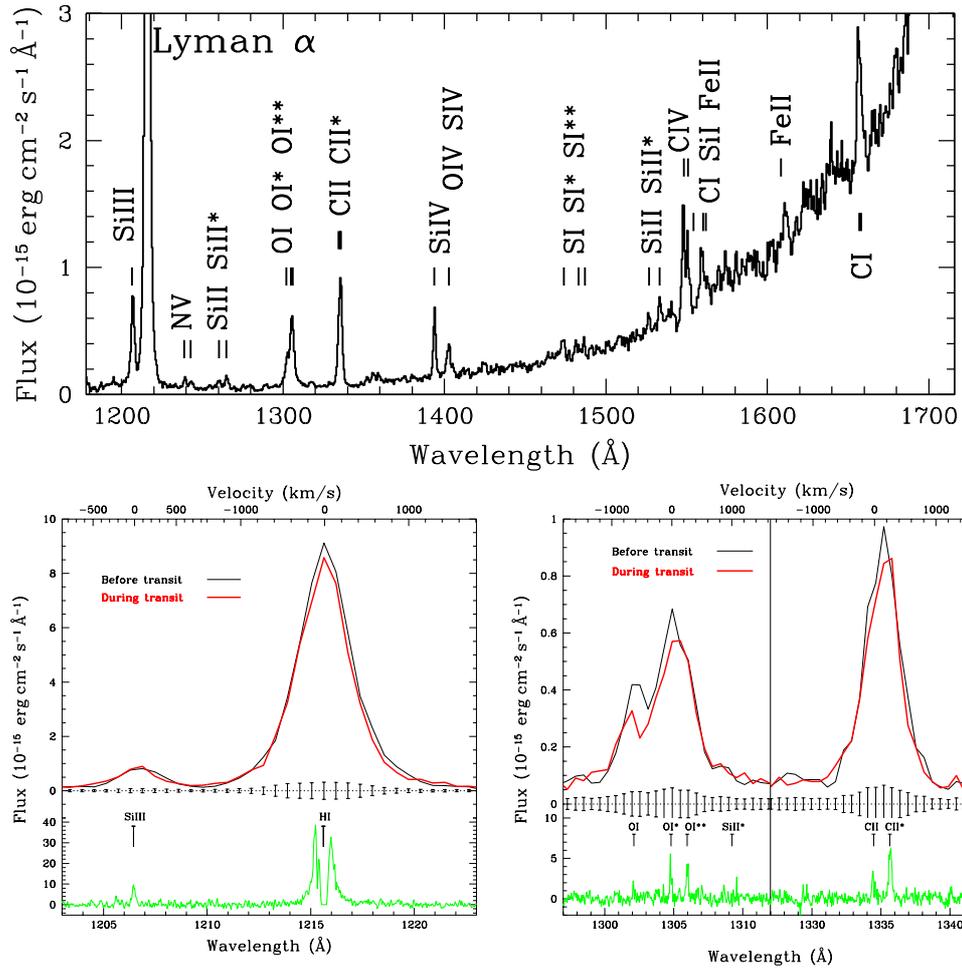


Figure 4.: Observations faites grâce à la proposition “DD” acceptée au cours du Cycle 12 du HST, avec l’utilisation du spectrographe G140L de l’instrument STIS (Vidal-Madjar et al., 2004). **En haut** ; Vue complète du spectre avec l’identification des transitions les plus fortes d’atomes ou d’ions. Seules ont été observées des variations sur la raie Lyman  $\alpha$  et les raies de O I et de C II ainsi que sur le spectre continu entre 1350 et 1700 Å (voir Table 1) au cours des trois transits observés. **En bas** ; Détail des variations détectées sur les raies de H I, Si III, O I et C II (notez le remarquable accord entre les prédictions faites dans la proposition et présentées dans la Figure 3 et les observations finales montrées ci-dessus). En trait épais les observations faites pendant le transit, et en trait fin celles effectuées juste avant (pour mieux identifier les raies, le spectre échelle à très haute résolution est reproduit juste en-dessous). Clairement seules les raies de H I, O I et C II montrent des variations significatives, et aussi bien sur O I que sur C II, les absorptions doivent avoir aussi lieu sur les raies de O I\*, O I\*\* que celle de C II\* car quoique non résolues à plus basse résolution, leur contribution de par leur intensité relativement plus importante est absolument nécessaire.

nous ouvrir de nouvelles possibilités de découvertes. En particulier de nombreuses autres transitions fortes d’atomes neutres ou d’ions y seront accessibles. Sur la Figure 4 est présenté le spectre moyen obtenu avec ce spectrographe sur lequel toutes ces transitions sont indiquées.

Dans ce nouveau contexte, la recherche d’un signal a été beaucoup plus simple et très rapidement nous avons non seulement confirmé la signature en hydrogène mais aussi effectivement trouvé une absorption significative sur les raies de carbone et d’oxygène comme cela est présenté sur la Figure 4 et dans la Table 1.

Table 1.: *Résultats obtenus au cours de la deuxième campagne d’observation (Vidal–Madjar et al., 2004).*

Transition	Domaine spectral (Å)	Absorption détectée (%) 1 $\sigma$	Absorption non détectée (%) 2 $\sigma$
Continuum	1350–1700	2.0 $\pm$ 0.6	...
H I	1212–1220	5.3 $\pm$ 1.7	...
O I, O I*, O I**	1300–1310	12.8 $\pm$ 4.5	...
C II, C II*	1332–1440	7.5 $\pm$ 3.5	...
C I	1557–1565	...	<36.0
C I	1654–1660	...	<33.6
C IV	1545–1554	...	<19.0
N V	1237–1246	...	<50.0
S I, S I*, S I**	1471–1489	...	<58.0
Si II, Si II*	1525–1536	...	<47.4
Si III	1204–1210	...	<5.9
Si IV	1392–1397	...	<14.0

Les résultats de cette nouvelle campagne non seulement confirment que la planète HD 209458b s’évapore, mais de plus que cela ne peut être sous la forme d’un échappement thermique (Jeans) car dans ce contexte ni le carbone ni l’oxygène n’auraient été détectés. Leur présence même à très haute altitude dans l’exosphère de la planète nécessite un transport très efficace : seul un transport hydrodynamique peut le permettre (Watson et al., 1981 ; Chamberlain & Hunten, 1987). L’étude détaillée de ce mécanisme doit maintenant être menée pour expliquer dans le détail ce qui est observé.

Le transport des différents atomes a priori trop lourds se fait au sein du flot d'atomes d'hydrogène qui doit se produire vers le haut à des vitesses  $V$  proches de la vitesse du son dans la haute atmosphère, c'est-à-dire à des vitesses supérieures ou égales à  $10 \text{ km.s}^{-1}$ . C'est ce type d'échappement très violent qui a dû se produire aux premiers âges de la Terre pour expliquer la disparition quasi totale des gaz rares de son atmosphère, hélium, néon, argon, krypton, xénon (Chassefière, 1996a; 1996b). Certains d'entre eux étant très lourds, ils n'auraient en effet jamais pu s'échapper autrement que dans un tel scénario (Chamberlain & Hunten, 1987). Nous observons ici ce processus directement à l'œuvre, et nous pouvons déjà envisager que d'autres atomes ou ions, encore plus lourds quittent probablement la planète HD 209458b.

Plus important encore, l'observation directe d'une signature en absorption sur les transitions issues des niveaux métastables O I\* et O I\*\* prouve, indépendamment, qu'aux niveaux où se trouvent ces atomes, il y a forcément encore des collisions, puisqu'elles seules sont capables de peupler de tels niveaux. Ceci veut dire qu'au niveau du lobe de Roche, où sont observés ces atomes, ( $\sim 10.0\%$  d'absorption correspondant au remplissage jusqu'au lobe de Roche), la densité volumique est au moins égale à celle du niveau de l'exobase, qui est par définition le niveau au-dessus duquel plus aucune collision ne se produit. Il doit donc y avoir au niveau du lobe de Roche au moins  $10^6 \text{ atome.cm}^{-3}$ .

Comme par ailleurs une ligne de visée qui passe au-dessus du niveau du lobe de Roche doit être optiquement opaque pour la transition Lyman  $\alpha$  de H I, cela veut dire qu'à ce niveau l'épaisseur optique doit être de l'ordre de l'unité. Or l'ordre de grandeur d'une épaisseur optique  $\tau$  dans un milieu de longueur  $L$  de densité volumique moyenne  $N$  pour une transition de section efficace  $\sigma$  est égale à :

$$\tau = N.\sigma.L \quad (6)$$

Sachant que  $\sigma$  est de l'ordre de  $10^{-14} \text{ cm}^2$ , si l'étalement des atomes absorbants dans l'espace des vitesses est de l'ordre de  $10$  à  $100 \text{ km.s}^{-1}$  (ce qui a été observé), et que la longueur de la ligne de visée passant au niveau du lobe de Roche est de l'ordre de quelques rayons planétaires soit  $\sim 3 \cdot 10^5 \text{ km}$ , on peut en déduire à nouveau et indépendamment que la densité volumique doit être  $N \sim 1/(\sigma \times L)$ , soit de l'ordre de  $10^3 \text{ atome.cm}^{-3}$  dans une région située clairement au-dessus du lobe de Roche (car l'absorption en hydrogène est de  $15\%$  au centre de la raie). Cette valeur correspond à une densité volumique qui serait attendue au-dessus du niveau de l'exobase, puisque la densité de celle-ci est de l'ordre de  $10^6 \text{ atome.cm}^{-3}$  (voir Section 5). Si la même évaluation est faite dans le cas des transitions en O I et C II, qui doivent être aussi

opaques à légèrement plus basse altitude, soit au voisinage du lobe de Roche (puisque les absorptions en O I et C II sont de l'ordre de 10%), on trouve alors qu'à ces altitudes la densité volumique de H I (en tenant compte de l'abondance cosmique de l'oxygène et du carbone comme de la force des transitions concernées, ce qui introduit un facteur correctif de l'ordre de  $10^{-4}$ ) devrait être de l'ordre de  $10^7$  atome.cm<sup>-3</sup>. Ces évaluations indépendantes confirment que, avec une altitude correspondant à une densité volumique en hydrogène d'environ  $10^6$  atome.cm<sup>-3</sup>, l'exobase doit se trouver au voisinage du lobe de Roche.

Sachant que l'ordre de grandeur du taux d'échappement de la planète est tout simplement égal au flux d'atomes d'hydrogène traversant la surface de l'exobase vers le haut, on a :

$$\phi \sim N \times S \times V \quad (7)$$

où  $S$  est la surface de l'exobase au niveau du lobe de Roche. Ceci nous donne un flux d'échappement de l'ordre de  $1.3 \cdot 10^{10}$  g.s<sup>-1</sup>, encore une fois en remarquable accord avec les estimations précédentes qui étaient faites de façon tout à fait indépendantes.

Des études théoriques de ce phénomène ont déjà commencé à voir le jour. Pour ne citer que quelques-unes, Lammer et al. (2003) ont évalué un flux d'échappement éventuellement cent fois plus important, mais leur étude est relativement simple et en relatif désaccord avec toutes les autres évaluations (Burrows & Lunine, 1995 ; Yelle, 2004) qui, elles, sont en accord avec l'ordre de grandeur évalué ci-dessus. Lecavelier des Étangs et al. (2004) évaluent de façon plus complète les transports vers le haut et vers le bas dans l'atmosphère de la planète et retrouvent encore une fois le même ordre de grandeur pour l'échappement de la planète que celui trouvé à l'aide de la simulation numérique décrite plus haut. Ils en déduisent une température exosphérique de la planète en fonction de sa distance à l'étoile ainsi que la durée de vie de la planète entière face au phénomène d'évaporation. En fait (voir Figure 5) des planètes massives (plus d'une masse de Jupiter) peuvent survivre très près de leur étoile alors que des planètes de plus petite masse (inférieure à 0.5 masse de Jupiter) ne pourront pas survivre beaucoup plus près de leur étoile que HD 209458b. Cette dernière ne perdra au cours de sa vie (de l'ordre de 10 milliards d'années, soit la durée de vie de son étoile de type solaire) que tout au plus quelques % de sa masse. Enfin une étude encore plus récente de Tian et al. (2005), dans laquelle ils développent un modèle hydrodynamique à une dimension de l'atmosphère de la planète grâce auquel ils peuvent de plus expliquer le domaine spectral sur lequel l'absorption due aux atomes d'hydrogène a été observée. Compte tenu de l'extrême complexité du problème il va falloir maintenant attendre des modèles en

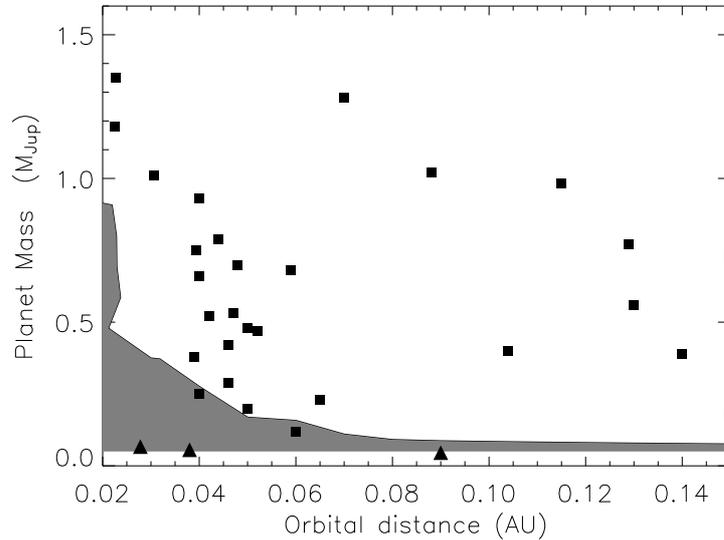


Figure 5.: Les exoplanètes dans le diagramme demi-grand axe versus masse minimum (d'après Lecavelier des Étangs et al. 2004). Est présentée la région où la durée de vie d'une planète devrait être plus courte que  $10^9$  ans, en fonction de sa masse initiale et de sa période orbitale. Dans la région en grisé, le temps nécessaire pour évaporer complètement l'atmosphère d'hydrogène d'une planète qui aurait un cœur solide d'environ 15 masses terrestres est inférieur à  $10^9$  ans. Cette évaluation tient compte des évolutions au cours du temps des masses, rayons et températures effectives des planètes telles qu'estimés par Guillot (2005). La variation au cours du temps du flux FUV/EUV de l'étoile est aussi prise en compte mais a un impact relativement faible sur le résultat final contrairement à l'évolution supposée des rayons planétaires. Les carrés donnent la position des planètes connues alors que les trois planètes dont la masse minimum est comprise entre 14 et 21 masses de la Terre sont représentées par des triangles. Dans cette zone grisée seuls les cœurs denses des planètes géantes évaporées peuvent survivre, s'ils existent. Ils constitueraient un nouveau type de planète, qui vient peut-être d'être découvert. Nous proposons de les appeler les "planètes chtoniennes", en référence au dieu grec "Kthon", dieu des mondes intérieurs dont nous retrouvons la racine dans le mot "autochtone".

3D pour mieux évaluer ce qui se passe dans la haute atmosphère d'une planète si proche de son étoile qu'elle en fait le tour en à peine plus de 3 jours et dont les gradients de température entre la face éclairée par l'étoile et celle du côté opposé doivent très certainement provoquer des vents et transports dont il va falloir maintenant tenir compte (voir e.g. Iro et al., 2005).

L'étude de ce mécanisme d'échappement est donc maintenant possible, d'autant plus que d'autres espèces sont aussi susceptibles de quitter la planète. De nouvelles observations sont envisagées, un nouveau chapitre de l'astrophysique tant observationnelle que théorique est en train de s'ouvrir.

## 8. Conclusion

Cet exposé a été fait dans le but de souligner l'extrême différence entre la situation avant qu'une découverte soit faite et après. Clairement une idée ou un modèle plus ou moins élaboré permettent de faire une prédiction, mais seule une observation indiscutable, éventuellement confirmée par d'autres, peut faire avancer nos connaissances dans un domaine encore inexploré. Ici la découverte de l'évaporation extrême d'une planète extrasolaire a été faite alors que rien ne pouvait démontrer que cela devait avoir lieu, pire certains modèles prédisaient même le contraire. L'observation est donc le juge-arbitre incontournable de cette progression, sachant qu'il ne faut jamais oublier qu'une observation peut, elle aussi, être mise en cause. Une ou plusieurs confirmations indépendantes sont toujours nécessaires.

Cette avancée observationnelle va permettre d'étudier en vraie grandeur un mécanisme d'échappement qui a probablement eu lieu dans l'atmosphère de la Terre (et probablement d'autres planètes du Système solaire) et qui seul pourrait expliquer les sous-abondances tout à fait anormales en gaz rares de notre atmosphère actuelle.

Cette découverte permet aussi d'ouvrir de nouvelles voies de pensées telles que la possibilité d'expliquer pourquoi tant de Jupiters chauds sont trouvés toujours à peu près à la même distance de leur étoile et de peut-être aussi prédire qu'un nouveau type de planète pourrait être bientôt découvert : les planètes chthoniennes.

Enfin de travailler autant sur l'état de l'atmosphère de la planète HD 209458b nous a interpellé quand à l'esthétique et le pratique du nom de cette planète extrasolaire. Il est vrai qu'une question de nomenclature a été aussi soulevée, et face aux divers média qui nous ont contactés, indiscutablement consternés par le nom de cette planète, nous nous sommes demandés si nous n'avions rien de mieux à leur proposer. C'est ce que nous avons fait en nous souvenant que le dieu "Osiris" de l'ancienne

Égypte avait été tué par son frère “Seth” qui pour éviter sa résurrection l’avait découpé en de multiples morceaux, éparpillés aux quatre coins de l’Égypte. Sa sœur “Isis” les ayant presque tous retrouvés a finalement quand même réussi à ressusciter son frère “Osiris” qui a finalement quand même perdu une faible partie de son corps (moins de 5 %). L’analogie avec HD 209458b devenant flagrante nous n’avons pu résister au plaisir de lui donner le nom d’Osiris. Ceci dit les astrophysiciens qui travaillent sur le sujet sont très partagés, certains ne voulant pas entendre parler d’une autre planète que HD 209458b, certains sont indifférents et enfin certains considèrent qu’en effet il est de notre devoir de trouver des noms adaptés pour tous les objets célestes que nous découvrons, et en particulier pour ces nombreuses planètes extrasolaires. Une commission de l’UAI existe pour faire ce travail de nomenclature, mais pour le moment le monde des experts en planètes extra solaires reste assez frileux.

Enfin je ne puis clore cette conclusion sans ajouter ce petit commentaire : une nouvelle découverte a toujours une part d’incertitude, et celle-ci ne fait pas exception ; cependant, même si elle venait à s’avérer fausse (simplement parce qu’un signal détecté à quelques sigmas, même plusieurs fois et indépendamment, peut toujours être le fruit d’un effet systématique insoupçonné), elle aura fait évoluer nos modes de pensées dans le domaine de ces recherches de manière irréversible. Ainsi nous progressons par sauts discontinus provoqués par de vraies mais aussi parfois par de fausses découvertes observationnelles. Ce qui compte finalement ce sont ces sauts !

## Références

- [1] Brown, T.M., 2001, ApJ 553, 1006
- [2] Burrows, A. & Lunine, J.I., 1995, Nature 378, 333
- [3] Chamberlain, J.W. & Hunten, D.M., 1987, Theory of Planetary Atmospheres : An Introduction to Their Physics and Chemistry, in *Int. Geophys. Ser. 36, 2nd ed. 2; Orlando :Academic*
- [4] Charbonneau, D., Brown, T., Latham, D., Mayor, M. & Mazeh, T., 2000, Ap.J. Letters 529, L45
- [5] Charbonneau, D., Brown, T.M., Noyes, R.W. & Gilliland, R.L., 2002, Ap.J. 568, 377
- [6] Chassefière, E., 1996a, Icarus 124, 537
- [7] Chassefière, E., 1996b, JGR 101, 26039
- [8] Coustenis, A., Schneider, J., Wittemberg, R., Chassefière, E., Guillot, T., Penny, A., Greene, T., Rauer, H. & Bockelée-Morvan, D., 1998, in *Brown Dwarfs and Extrasolar Planets*, ASP Conference Series 134, p. 296

- [9] Curdt, W., Brekke, P., Feldman, U., Wilhelm, K., Dwivedi, B.N., Schuhle, U. & Lemaire, P., 2001, *A&A* 375, 591
- [10] Guillot, T., Burrows, A., Hubbard, W.B., Lunine, J.I. & Saumon, D., 1996, *Ap.J. Letters* 459, L35
- [11] Guillot, T., 2005, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 33, 493
- [12] Halbwachs, J.L., 2001, XXIII<sup>e</sup> Ecole CNRS de Goutelas, 22-26 mai 2000, edr D. Egret, J.-L. Halbwachs & J.-M. Hameury. *Obs. astr. Strasbourg & SF2A*. pg 141
- [13] Henry, G., Marcy, G., Butler, P. & Vogt, S., 2000, *Ap.J. Letters* 529, L41
- [14] Iro, N., Bézard, B. & Guillot, T., 2005, *A&A* 436, 719
- [15] Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., Guinan, E.F., Bauer, S.J. & Weiss, W.W., 2003, *Ap.J. Letters* 598, L121
- [16] Lecavelier des Étangs, A., Vidal–Madjar, A., McConnell, J.C. & Hébrard, G., 2004, *A&A Letters* 418, L1
- [17] Mayor, M. & Queloz, D., 1995, *Nature* 378, 355
- [18] Mazeh, T., et al., 2000, *Ap.J. Letters* 532, L55
- [19] Moos, H. W., et al., 2000, *Ap.J. Letters* 538, L1
- [20] Moutou, C., Coustenis, A., Schneider, J., St Gilles, R., Mayor, M., Queloz, D. & Kaufer, A., 2001, *A&A* 371, 260
- [21] Moutou, C., Coustenis, A., Schneider, J., Queloz, D. & Mayor, M., 2003, *A&A* 405, 341
- [22] Paczynski, B., 1971, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 9, 183
- [23] Schneider, J., Rauer, H., Lasota, J–P., Bonazzola, S. & Chassefière, E., 1998, in *Brown Dwarfs and Extrasolar Planets*, ASP Conference Series 134, p. 241
- [24] Seager, S. & Sasselov, D., 2000, *Ap.J.* 537, 916
- [25] Selsis, F., 2006, Chapitre sur les Atmosphères d'exoplanètes, dans ce même cours de l'École de Goutelas 2005
- [26] Thomas, G.E. & Vidal–Madjar, A., 1978, *Planet. Space Sci.* 26, 873
- [27] Tian, F., Toon, O.B., Pavlov, A.A. & De Sterck, H., 2005, *Ap.J.* 621, 1049
- [28] Vidal–Madjar, A., Blamont, J.E. & Phissamay, B., 1973, *J. Geophys. Res.* 78, 1115
- [29] Vidal–Madjar, A., 1975, *Solar Physics* 40, 69
- [30] Vidal–Madjar, A. & Thomas, G.E., 1978, *Planet. Space Sci.* 26, 863
- [31] Vidal–Madjar, A., Lecavelier des Étangs, A., Désert, J.–M., Ballester, G.E., Hébrard, G., Ferlet, R., Hébrard, G. & Mayor, M., 2003, *Nature* 422, 143

- [32] Vidal–Madjar, A. & Lecavelier des Étangs, A., 2004, in *Extrasolar planets, today and tomorrow*, ASP Conference series 321, p. 152
- [33] Vidal–Madjar, A., Désert, J.–M., Lecavelier des Étangs, A., Hébrard, G., Ballester, G.E., Ehrenreich, D., Ferlet, R., McConnell, J.C., Mayor, M. & Parkinson, C.D., 2004, *Ap.J. Letters* 604, L69
- [34] Watson, B.E., Donahue, T.M. & Walker, J.C., 1981, *Icarus* 48, 150
- [35] Yelle, R.V., 2004, *Icarus* 170, 167