

Présentation générale des étoiles doubles

Jean-Louis Halbwachs

Observatoire de Strasbourg

Abstract. The existence of binary stars was discovered 200 years ago. Binaries were primarily observed as visual binaries, but other categories emerged : astrometric binaries, spectroscopic binaries, and eclipsing binaries. The observational characteristics of these objects are summarized, and the derivation of the physical parameters is briefly presented for each class.

La découverte des étoiles doubles en tant que phénomène astrophysique remonte maintenant à plus de deux siècles, ce qui donne à ces objets une patine historique en plus de leur intérêt propre. Les multiples aspects observationnels sous lesquels les étoiles doubles se présentent sont apparus au fil du premier siècle de cette longue histoire, pour finir par recouvrir le vaste domaine de périodicité qu’occupent ces systèmes. L’objet de cette brève présentation est de rappeler les principaux types observationnels de binaires, en les plaçant sur le plan historique tout en résumant leurs caractéristiques du point de vue de l’exploitation physique.

1. Les binaires visuelles

1.1 Découverte et recensement, du XVIII^e à la fin du XX^e siècle

Les étoiles doubles visuelles sont à l’origine de la découverte même des étoiles binaires. Ce sont aussi les plus aisément observables ; ainsi, le couple Mizar et Alcor, dans la “queue de la casserole” de la Grande Ourse, était connu dès l’antiquité ; sa séparation de 12 ’ est suffisante pour que l’œil nu puisse distinguer Alcor de sa brillante voisine. Aux alentours de 1650, Riccioli pointait sa lunette sur Mizar, et découvrait encore une étoile, à seulement 12 ” de celle-ci. Nous savons aujourd’hui que ces trois étoiles ont la même parallaxe et le même mouvement propre, et qu’elles constituent probablement un système physique, les séparations projetées de Mizar et ses deux compagnons étant respectivement de 18 000 et 300 unités astronomiques (UA). Il en allait autrement au 17^e siècle, et l’on était alors incapable de dire si cette proximité apparente se retrouvait dans l’espace, ou si elle était due à la perspective.

Il revient à Lambert (1761) d'avoir été le premier à discuter de la nature physique des étoiles doubles. Posant comme condition qu'une étoile binaire devait présenter un mouvement orbital, et constatant qu'un tel mouvement n'avait jamais été observé, il conclut que les étoiles doubles étaient de simples effets de perspective.

Michell (1768) reprit le problème en l'abordant sous un angle purement statistique. Il considéra β Capricorni et son compagnon, distant de $3\frac{1}{3}$. Supposant que le ciel ne comptait que 230 étoiles au moins aussi brillantes que celles-ci, il estima à $\frac{1}{81}$ la probabilité de trouver un tel couple si les étoiles se distribuent uniformément au hasard ; il en conclut que les étoiles doubles, de même que les amas, sont constituées d'étoiles réellement regroupées. Nous savons aujourd'hui que les données du calcul de Michell sont fausses, puisque le compagnon de β Capricorni est de magnitude 6,1, ce qui le place aux alentours de la 5600^e position dans le classement des étoiles les plus brillantes ; en outre, la quantité d'étoiles par degré carré dépend fortement de la latitude galactique. Pour finir, Michell s'est trompé d'un facteur 2 dans son calcul, puisqu'il a confondu le nombre de couples avec le nombre d'étoiles appartenant à des couples. Il n'en reste pas moins que les résultats de Tycho-2 confirment qu'il s'agit bien d'un couple à mouvement propre commun, et que sa conclusion reste vraie, concernant β Capricorni comme les étoiles doubles en général. Il restait cependant à lever l'objection de Lambert.

Cette dernière étape sera franchie par William Herschell (1803), qui, faisant le bilan de 25 ans d'observation, découvre que les compagnons de cinq étoiles (α Geminorum, γ Leonis, ϵ Bootis, δ Serpentis et γ Virginis) ont décrit des fragments d'orbite.

Le nombre d'étoiles doubles recensées va croître rapidement tout au long du dix-neuvième siècle. En 1779, Mayer donnait les positions relatives des composantes de nombreux couples, dont 72 de séparations allant de quelques secondes à une minute environ. A la fin de sa carrière, William Herschell arrivait à 812 couples.

En 1824, Wilhelm Struve commence une prospection avec la lunette de 24 cm de l'observatoire de Dorpat (actuellement Tartou, en Estonie). Trois ans plus tard, il publie une liste de 3112 systèmes doubles ou multiples de déclinaisons descendant jusqu'à -15 degrés (Struve, 1827). Les numéros de ses étoiles, précédés par STF, sont encore en usage aujourd'hui, y compris pour les couples découverts précédemment. En 1906, suite aux prospections effectuées sur les grandes lunettes de Lick (36 pouces) et de Yerkes (40 pouces), Burnham recense 13 665 systèmes BDS situés à moins de 121 degrés du pôle nord. La numérotation BDS fut cependant supplantée par les ADS d'Aitken (1932) sauf pour quelques couples que l'on ne retrouve pas dans ce dernier catalogue. Le nombre

de systèmes passe alors à 17 180, mais le recensement est restreint à 120 degrés autour du pôle nord.

Une nouvelle étape est franchie avec la publication de l'IDS (Jeffers, van de Bos, Greeby, 1963). Le relevé couvre cette fois tout le ciel, et le nombre d'enregistrements (composantes secondaires ou d'ordre plus élevé) s'élève à 64 247. La syntaxe des identifications change aussi : au lieu d'un numéro séquentiel, on donne maintenant les coordonnées de la composante primaire, à 0,1 minute et 1' près, pour l'équinoxe 1900 ; la précision réelle de ces coordonnées est en fait assez médiocre, et des erreurs de 3' voire plus ne sont pas rares. Une mise à jour de l'IDS, riche de 73 610 enregistrements, a été publiée par Worley et Douglass en 1984 sous le nom de WDS ; la précision des positions est malheureusement toujours aussi mauvaise, ce qui amène d'ailleurs quelques confusions, certaines étoiles figurant deux fois, sous des numéros différents.

La préparation de la mission Hipparcos incite Dommanget et Nys à préparer le catalogue des composantes d'étoiles doubles ou multiples (CCDM). La version 1994 du CCDM contient 74 861 composantes, regroupées en 34 031 systèmes. La précision des coordonnées est de l'ordre de quelques secondes, et permet enfin une localisation fiable des systèmes. La syntaxe des identifications est voisine de l'IDS, mais l'équinoxe de référence est maintenant 2000.

En 1996, Worley et Douglass publient une nouvelle version du WDS. Les positions sont maintenant en J2000, toujours à 0,1 minute et 1' près. Le nombre d'enregistrements est maintenant de 78 100.

Ces catalogues recensent des étoiles doubles au sens large du terme, c'est à dire sans discerner les étoiles proches par seul effet de perspective, les couples à mouvements propres communs, ou les couples orbitaux, qui sont singulièrement moins nombreux. Le catalogue d'orbites de Worley et Heintz (1983) donne les éléments orbitaux de 847 couples, dont seulement 180 ont été observés sur au moins une période, et 263 sur $\frac{1}{2}$ à une période. Après deux siècles d'observation, le couple orbital d'éléments connus fait toujours figure d'exception.

Le lecteur intéressé par l'historique détaillé de l'observation des étoiles doubles trouvera plus d'informations dans le livre de Cousteau (1988).

1.2 La physique des couples visuels

Le problème à deux corps Du point de vue de l'observateur, un couple orbital se présente comme une étoile dont on suit le mouvement autour d'un compagnon plus brillant. Nous nous plaçons donc dans un référentiel (non galiléen) centré sur la composante primaire (l'étoile brillante), d'orientation fixe, et nous y cherchons le mouvement de la composante secondaire, soumise à la gravitation. Le bilan d'énergie donne :

$$E = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2} v^2 - G \frac{\mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2}{r} \quad (1)$$

où \mathcal{M}_1 et \mathcal{M}_2 sont les masses des composantes, v la vitesse de la composante secondaire par rapport à la primaire, G la constante de la gravitation ($6,67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{kg}\cdot\text{s}^2$), et r la distance entre les composantes. L'énergie est négative et le système est lié si la vitesse est inférieure à la limite :

$$v_{\text{parabole}} = \sqrt{2G \frac{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2}{r}} \quad (2)$$

Le mouvement est alors périodique, et suit les trois lois de Kepler :

1. L'orbite est une ellipse dont la primaire occupe un des foyers (voir Figure 1). Il est à noter que certains logiciels de vulgarisation présentent des animations dans lesquelles les orbites sont affectées d'une forte précession. Il s'agit d'une erreur grossière sur le plan pédagogique, qui vient d'un algorithme de calcul pas à pas trop approximatif. En l'absence de perturbation, l'orbite reste d'orientation constante.
2. La vitesse aréolaire est constante. Si nous appelons ν l'anomalie vraie, ou angle polaire de la composante secondaire mesuré à partir du périastre (Figure 1), a le demi-grand axe de l'ellipse et P la période, cela se traduit par :

$$\frac{r^2}{2} \frac{d\nu}{dt} = \frac{\pi a^2 \sqrt{1 - e^2}}{P} \quad (3)$$

3. La masse totale est liée au demi-grand axe et à la période :

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G}{4\pi^2} (\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2) \quad (4)$$

Cette loi s'utilise communément en exprimant a en UA, P en années, et les masses en masses solaires, ce qui permet d'abandonner les termes constants.

Recette pratique pour reconstituer une orbite Il existe une recette aisément programmable pour reconstituer le parcours d'une orbite en fonction du temps. Connaissant le demi-grand axe a , l'excentricité de l'orbite e (liée à a et au demi-petit axe b par la relation $b = a\sqrt{1 - e^2}$), on calcule l'anomalie vraie en fonction du temps écoulé depuis le passage au périastre. Le calcul se fait en trois étapes, et passe par celui des anomalies moyennes et excentriques (Figure 2).

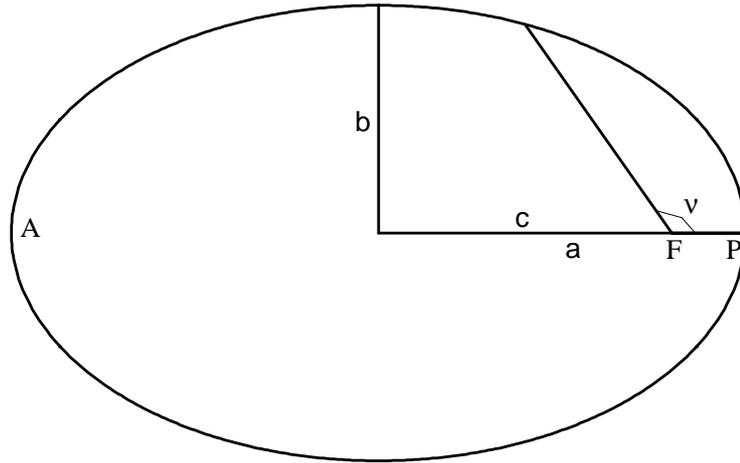


Figure 1.: Les principaux paramètres de l'ellipse d'équation $x^2/a^2 + y^2/b^2 - 1 = 0$. a : demi-grand axe, b : demi-petit axe, c : abscisse du foyer, F , v : anomalie vraie. a , b et c sont liés par la relation $a^2 = b^2 + c^2$. L'excentricité, e est définie comme le rapport c/a . Les points A et P désignent respectivement l'apoastre et le périastre.

a) Calcul de l'anomalie moyenne

L'anomalie moyenne, M , est un angle mesuré au centre de l'ellipse, et qui repère un compagnon fictif qui parcourrait un cercle dans lequel l'ellipse est inscrite. La période de ce compagnon fictif est la même que celle de l'orbite vraie, ce qui fait que :

$$M = \frac{2\pi t}{P} \quad (5)$$

t étant le temps écoulé depuis le passage au périastre.

b) Calcul de l'anomalie excentrique

Géométriquement, l'anomalie excentrique, E , est un angle qui, comme l'anomalie moyenne, se rapporte à un point sur le cercle dans lequel est inscrit l'ellipse. Comme M , E est mesurée au centre du cercle, à partir du

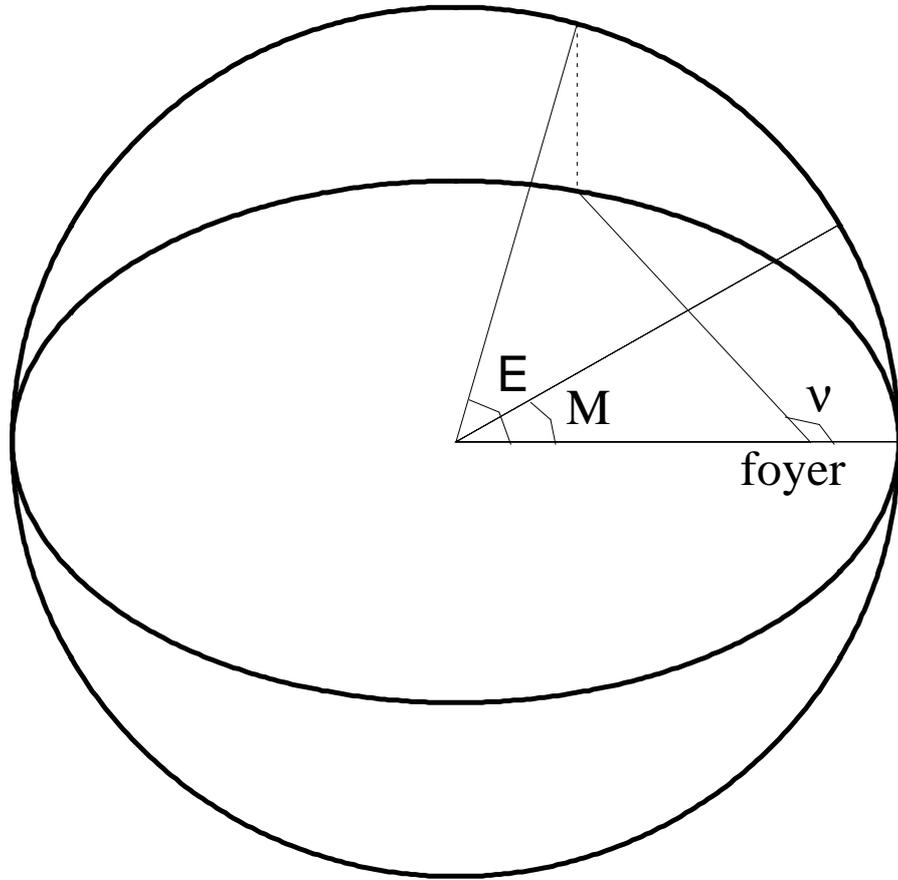


Figure 2.: *Les différentes anomalies de l'orbite. M : anomalie moyenne, E : anomalie excentrique, ν : anomalie vraie.*

périastre. A la différence de M , E suit sur le cercle un compagnon fictif dont l'abscisse est la même que celle du compagnon vrai. On a alors :

$$M = E - e \sin E \quad (6)$$

Le calcul se fait par itération. On pose :

$$\begin{aligned} E_0 &= M + e \sin M + \frac{e^2}{2} \sin 2M \\ M_0 &= E_0 - e \sin E_0 \\ E_1 &= E_0 + \frac{M - M_0}{1 - e \cos E_0} \\ M_1 &= E_1 - e \sin E_1 \\ &\dots \end{aligned} \quad (7)$$

c) Calcul de l'anomalie vraie

ν se déduit de e et E par la relation :

$$1 + e \cos \nu = \frac{1 - e^2}{1 - e \cos E} \quad (8)$$

et sachant que les compagnons fictif et vrai ont des ordonnées de même signe.

d) Distance et vitesse instantanée

La distance entre les composantes s'obtient à partir de a , e et ν en appliquant la relation :

$$r = a \frac{1 - e^2}{1 + e \cos \nu} \quad (9)$$

Finalement, on peut alors calculer la vitesse relative :

$$v = \sqrt{G (\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2) \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)} \quad (10)$$

Nous avons ainsi position et vitesse de la composante secondaire dans le plan de l'orbite, et en se repérant à partir de la composante primaire.

Passage de l'orbite vraie à l'orbite apparente Pour décrire l'orbite telle que nous l'observons, il faut encore tenir compte de l'orientation de l'orbite vraie dans l'espace. Celle-ci est repérée par trois angles ainsi définis :

- L'inclinaison du plan de l'orbite par rapport à la voûte céleste, i ; en d'autres termes, c'est l'angle entre la ligne de visée et un vecteur perpendiculaire au plan de l'orbite. Son domaine de définition va de 0 à 180 degrés : si l'orbite est parcourue dans le sens direct, $i \in [0, \pi/2[$, alors que $i \in]\pi/2, \pi]$ si le sens de parcours est rétrograde ; si on fait abstraction du sens de parcours, les inclinaisons i et $\pi - i$ produisent la même orbite apparente, alors que, dans l'espace, elles sont symétriques par rapport au plan du ciel.
- L'angle de position du noeud ascendant, Ω . La composante primaire étant à la fois dans le plan de l'orbite et dans le plan du ciel, on appelle noeuds les deux intersections de l'orbite avec ce dernier. Le noeud ascendant est celui où l'étoile s'éloigne de l'observateur ; en pratique, on ne peut l'identifier que si l'on dispose de mesures de vitesse radiale. Dans ce cas, Ω est l'angle centré sur la composante primaire qui donne la direction du noeud ascendant à partir du pôle Nord. Il est compris entre 0 et 360 degrés. Si on ignore de quel noeud il s'agit, on prend celui qui se trouve dans les deux premiers quadrants, et Ω est alors compris entre 0 et 180 degrés.

- L'angle entre le noeud et le périastre, ω . A nouveau, il s'agit d'un angle centré sur la composante primaire; cette fois, c'est le périastre qui est repéré à partir du noeud ascendant, avec le même problème d'indétermination si la vitesse radiale de la secondaire n'est pas connue. Par cohérence, on garde le noeud déjà utilisé pour déterminer Ω . ω est mesuré dans le plan de l'orbite et dans le sens de parcours.

La séparation apparente entre les composantes, projetée sur le plan du ciel, est alors :

$$\rho = r \sqrt{1 - \sin^2(\nu + \omega) \sin^2 i} \quad (11)$$

alors que l'angle de position de la composante secondaire, θ , mesuré à partir de la direction du pôle nord et dans le sens direct, est donné par :

$$\tan(\theta - \Omega) = \tan(\nu + \omega) \cos i \quad (12)$$

Nous avons ainsi la possibilité de partir de l'orbite vraie pour reproduire l'orbite visuelle observée. La démarche inverse, qui consiste à passer de l'observation à l'orbite vraie, est plus complexe et différentes méthodes ont été mises au point pour y parvenir. On les trouvera exposées dans les ouvrages de Danjon (1959), Heintz (1978) et Couteau (1978).

2. Les binaires astrométriques

2.1 Présentation

En 1844, Bessel, cherchant à mesurer les parallaxes et mouvements propres de Sirius et de Procyon, découvrait des mouvements résiduels dont les périodes étaient de 50 ans pour Sirius et 41 ans pour Procyon. Il en concluait que ces étoiles avaient chacune un compagnon obscur, et qu'il avait mis en évidence le mouvement de la composante primaire autour du centre de gravité du système. Par la suite, ces compagnons furent identifiés comme étant des naines blanches.

Les composantes secondaires des binaires astrométriques ne sont pas toujours aussi faibles comparativement à la composante primaire, et, de façon générale, il est plus juste de dire que l'on observe le mouvement du photocentre autour du barycentre du couple. Pour des étoiles de la séquence principale, la relation masse–luminosité a pour effet de placer le photocentre entre la composante primaire et le barycentre. Si les deux composantes ont la même masse, le photocentre se confond avec le barycentre, et l'orbite astrométrique est indécélable. Par contre, si le rapport de masses est petit, le rapport des luminosités l'est bien plus encore (en

visible, il est au plus égal au cube du rapport des masses), et on observe pratiquement le mouvement de la composante primaire autour du barycentre de la binaire.

2.2 Orbite de la composante primaire

Contrairement au cas des binaires visuelles, nous nous plaçons maintenant dans le référentiel du centre de masse. Les orbites des composantes ont alors pour foyer le centre de masse, et elles sont semblables à l'orbite relative décrite par la composante secondaire autour de la primaire. Si nous appelons a_1 et a_2 les demi-grands axes des orbites des composantes primaire et secondaire, a restant le demi-grand axe de l'orbite relative, et q le rapport de masse $\mathcal{M}_2/\mathcal{M}_1$, nous avons :

$$\begin{aligned} a &= a_1 + a_2 \\ a_1/a_2 &= q \end{aligned} \quad \parallel \implies a_1 = a \frac{q}{1+q} \quad (13)$$

2.3 Ordres de grandeur de a_1

Considérons une étoile de type solaire située à une distance de 10 pc. Selon la masse et la période du compagnon, nous avons les demi-grands axes suivants rapportés Table 1.

Table 1.: Demi-grand axe de l'orbite astrométrique en fonction de la période et de la masse du compagnon ; cas d'une composante primaire de $\mathcal{M}_1 = 1 \mathcal{M}_\odot$, vue à une distance de 10 pc.

\mathcal{M}_2	$P = 10 \text{ j}$	$P = 100 \text{ j}$	$P = 1 \text{ an}$	$P = 10 \text{ ans}$
$0,08 \mathcal{M}_\odot$	0,69 mas	3,2 mas	7,6 mas	35 mas
$1 \mathcal{M}_{Jupiter}$	8,7 μas	40 μas	95 μas	440 μas
$1 \mathcal{M}_{Terre}$	0,03 μas	0,13 μas	0,30 μas	1,4 μas

Nous voyons ainsi que les compagnons de type naines brunes sont à la limite des possibilités de Hipparcos, alors que des compagnons comme Jupiter deviennent accessibles avec Gaia, pour peu que leur période soit supérieure à une centaine de jours. Par contre, les planètes de type terrestre demandent une précision bien meilleure encore.

3. Les binaires spectroscopiques

3.1 Découverte

La découverte des binaires spectroscopiques remonte à 1889, lorsque miss Maury s'aperçut que le spectre de Mizar présentait une raie K du calcium périodiquement dédoublée (Pickering, 1890). Le phénomène fut attribué à l'existence de deux composantes de luminosités comparables, tournant autour de leur centre de gravité en une vingtaine de jours. Le dédoublement des raies correspond à une différence de vitesse radiale, qui dans le cas de Mizar, atteint 136 km/s.

3.2 La courbe de vitesse radiale

L'orbite spectroscopique (voir Figure 3) est une variation de la vitesse radiale venant du mouvement des composantes autour du centre de masse, projeté sur la ligne de visée. Les deux premières lois de Kepler nous donnent l'équation :

$$V_r = V_\gamma + K[e \cos \omega + \cos(\omega + \nu)] \quad (14)$$

où V_γ est la vitesse du centre de masse. La longitude du périastre, ω est cette fois bien mesurée à partir du noeud ascendant, dans le sens de parcours de l'orbite. En d'autres termes, elle est mesurée à partir de la position de l'étoile quand la vitesse radiale est à son maximum. e et ω se déterminent à partir de l'allure de la courbe de vitesse radiale : de simple sinusoïde quand l'orbite est circulaire, elle devient beaucoup plus piquée quand l'excentricité augmente, ω jouant alors sur la symétrie (voir Figure 4). Une méthode de calcul des éléments orbitaux est exposée dans le livre de Heintz (1978).

L'amplitude de vitesse radiale, K , est la moitié de la variation de vitesse. Elle dépend du demi-grand axe de l'orbite autour du centre de masse, de la période, de l'excentricité et de l'inclinaison par la relation :

$$K_{1,2} = \frac{2\pi a_{1,2} \sin i}{P\sqrt{1-e^2}} \quad (15)$$

où les indices 1 et 2 désignent respectivement les composantes primaire et secondaire. Lorsque la composante secondaire est suffisamment brillante, son spectre peut être distingué de celui de la primaire, et sa courbe de V_r peut aussi être tracée. C'est ce que nous avons représenté sur l'exemple donné Figure 3. On parle alors d'une *binaire à deux spectres* (notée BS2), alors qu'on aura une *binaire à un spectre* (BS1) quand seul le spectre primaire est visible.

Dans le cas d'une binaire à deux spectres, les courbes de V_r sont symétriques à un facteur d'échelle près. En fait, le rapport des ampli-

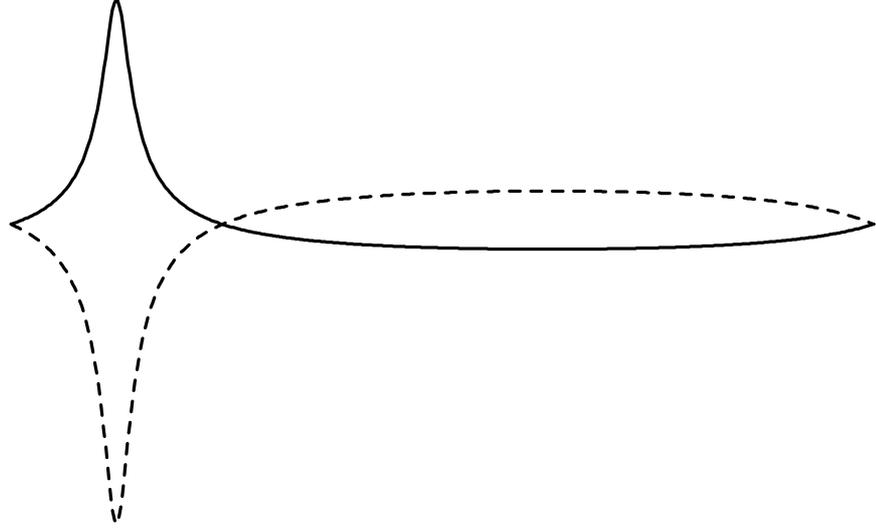


Figure 3.: *Courbe de vitesse radiale d'une binaire spectroscopique en fonction du temps. Le trait plein représente la V_r de la composante primaire, et les tirets celle de la secondaire ; l'intersection des deux courbes indique la V_r du centre de masse du système.*

tudes, K_2/K_1 , est l'inverse du rapport de masses $q = \mathcal{M}_2/\mathcal{M}_1$. Les deux courbes se croisent quand les vitesses des composantes sont égales à celle du centre de masse. Si un seul spectre est visible, la vitesse du centre de masse s'obtient en égalisant les aires entre celle-ci et la courbe de V_r .

La prise en compte de la troisième loi de Kepler permet de lier l'amplitude de vitesse radiale aux masses des composantes :

$$K_1 = (2\pi G)^{1/3} \left(\frac{\mathcal{M}_1}{P} \right)^{1/3} \frac{q}{(1+q)^{2/3}} \frac{\sin i}{\sqrt{1-e^2}} \quad (16)$$

En unités usuelles, cela donne :

$$K_1 = \left(\frac{\mathcal{M}_1 \mathcal{M}_\odot}{P_{\text{jours}}} \right)^{1/3} \frac{q}{(1+q)^{2/3}} \frac{\sin i}{\sqrt{1-e^2}} \times 212,9 \text{ km/s} \quad (17)$$

3.3 Ordre de grandeur de K_1

Afin de fixer les idées, on donne Table 2 les amplitudes maximales que l'on peut avoir avec une composante primaire de type solaire et une orbite circulaire.

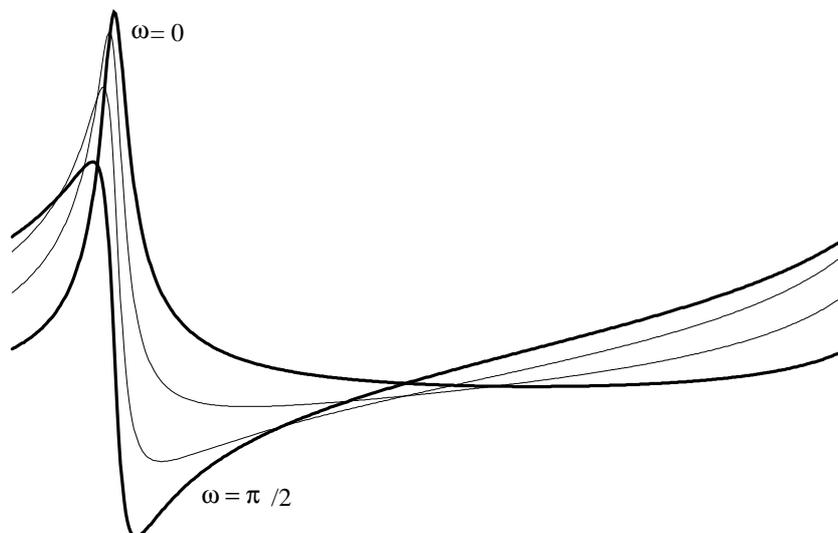


Figure 4.: Variation de la courbe de vitesse radiale d'une binaire spectroscopique en fonction de ω . Cas d'une excentricité $e = 0,8$. ω vaut respectivement 0, 30, 60 et 90 degrés. La vitesse maximale correspond au passage au périastre quand le demi-grand axe de l'orbite est perpendiculaire à la ligne de visée (cas $\omega = 0$).

On voit que les binaires à composantes stellaires sont bien détectables avec des équipements classiques, les composantes de type “grosse planète” nécessitant des spectrographes stables à grande dispersion équipés d'un récepteur CCD. Même ainsi, la détection d'une planète de masse et de période égales à celles de Jupiter est à la limite du possible. Pour une planète comme la Terre, outre la difficulté d'obtenir des mesures assez précises, il est pratiquement impossible de faire la différence entre un mouvement orbital et une variation de vitesse venant de fluctuations de l'atmosphère de l'étoile.

3.4 Exploitation physique de l'orbite spectroscopique

Nous avons vu que l'examen de la courbe de vitesse radiale nous donne les éléments orbitaux : V_γ , K_1 , éventuellement K_2 , P , e , ω , et l'époque de passage au périastre, notée usuellement T_o . Reprenant les relations vues plus haut, on en déduit des informations sur la dimension de l'orbite, ainsi que sur les masses des étoiles :

$$a_{1,2} \sin i = K_{1,2 \text{ km/s}} P_{\text{jours}} \sqrt{1 - e^2} \times 0,01375 \cdot 10^6 \text{ km} \quad (18)$$

Table 2.: Amplitude de vitesse radiale en fonction de la période et de la masse du compagnon; cas d'une composante primaire de $\mathcal{M}_1 = 1 \mathcal{M}_\odot$, avec une orbite circulaire et une inclinaison de 90 degrés.

\mathcal{M}_2	$P = 10 \text{ j}$	$P = 100 \text{ j}$	$P = 1 \text{ an}$	$P = 10 \text{ ans}$
$1 \mathcal{M}_\odot$	62 km/s	29 km/s	19 km/s	9 km/s
$0,08 \mathcal{M}_\odot$	7,5 km/s	3,5 km/s	2,3 km/s	1,1 km/s
$1 \mathcal{M}_{Jupiter}$	94 m/s	44 m/s	28 m/s	13 m/s
$1 \mathcal{M}_{Terre}$	0,3 m/s	0,14 m/s	0,09 m/s	0,04 m/s

Dans le cas d'une BS1, l'information sur les masses se limite à la fonction de masse :

$$f_{\mathcal{M}} = \frac{q^3 \mathcal{M}_1 \sin^3 i}{(1+q)^2} = K_1^3 \text{ km/s} (1-e^2)^{3/2} P_{\text{jours}} \times 1,036 \cdot 10^{-7} \mathcal{M}_\odot \quad (19)$$

Par contre, si le décalage du spectre secondaire est mesurable, on a :

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1 \sin^3 i &= (K_1 \text{ km/s} + K_2 \text{ km/s})^2 K_2 \text{ km/s} (1-e^2)^{\frac{3}{2}} P_{\text{jours}} \times 1,036 \cdot 10^{-7} \mathcal{M}_\odot \\ \mathcal{M}_2 \sin^3 i &= (K_1 \text{ km/s} + K_2 \text{ km/s})^2 K_1 \text{ km/s} (1-e^2)^{\frac{3}{2}} P_{\text{jours}} \times 1,036 \cdot 10^{-7} \mathcal{M}_\odot \end{aligned} \quad (20)$$

On voit que tous ces éléments physiques sont tributaires du sinus de l'inclinaison, qui ne peut être déterminée par la seule courbe de vitesse radiale.

4. Les binaires à éclipses

4.1 Découverte

En 1669, avec 2000 ans de retard sur les annales chinoises, Montanari signale la variabilité de l'éclat de β Persei, alias Algol, ou "la tête du diable". Traditionnellement, Algol est associée à la tête de Méduse que brandit Persée, et ces représentations effrayantes ont fait penser que la variabilité de l'étoile était en fait connue dès l'antiquité. Dans l'univers d'Aristote, le monde supralunaire ne pouvait être que parfait, et par conséquent immuable. L'existence d'une exception à cette règle aurait pu être tenue secrète, de même que les pythagoriciens réservaient aux initiés

la connaissance des nombres irrationnels. Aucune preuve n'est cependant venue confirmer cette hypothèse. D'ailleurs, aussi surprenante qu'elle ait été pour son époque, la découverte de Montanari tomba dans l'oubli, et ce n'est qu'un siècle plus tard que Goodricke (1783) redécouvrait la variabilité d'Algol et, pour la première fois, en déterminait la périodicité. Sur un cycle de 69 heures, Algol est de magnitude 2,1 pendant 60 heures. Elle passe la moitié des 9 heures qui restent à décliner jusqu'à 3,4 magnitudes, et autant à revenir à son éclat initial. Cette variation de 1,3 magnitude est d'autant plus facile à remarquer que l'étoile ρ Persei, proche voisine d'Algol, a la même magnitude qu'Algol à son minimum.

Goodricke expliqua la courbe de luminosité d'Algol en imaginant un nuage absorbant tournant autour de l'étoile. Cette audacieuse théorie le fit passer pour excentrique mais nous savons maintenant qu'elle est proche de la réalité. Algol est une étoile double composée d'une étoile de type B8V et d'une géante froide, moins lumineuse de 3 ou 4 magnitudes. L'orbite est suffisamment inclinée pour que les deux composantes s'éclipsent partiellement. La composante secondaire étant peu brillante, son passage derrière la primaire produit une éclipse difficilement observable.

4.2 Exploitation de la courbe de lumière

La courbe de lumière d'une binaire à éclipses dépend de plusieurs paramètres. Dans le cas le plus simple, si nous considérons les composantes comme deux étoiles sphériques non affectées par leur proximité, elle ressemblera à l'exemple de la Figure 5. Elle dépend alors de l'inclinaison de l'orbite, des rayons des composantes, de leurs luminosités respectives, et de leurs assombrissements centre-bord. Chaque unité de surface de l'image d'une étoile émet une intensité lumineuse I qui dépend de sa distance au centre, r , et du coefficient d'assombrissement centre-bord, u . Reprenant la même définition de u que Heintz (1978), nous avons :

$$I(r) = \frac{E}{\pi R^2(1-u/3)} \left(1 - u + u\sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}} \right) \quad (21)$$

où E est la luminosité totale de l'étoile, et R son rayon apparent. On calcule la luminosité éclipsée en intégrant l'équation 21 sur la partie masquée de l'image de l'étoile. Dans le cas d'une éclipse primaire annulaire, la chute de luminosité est :

$$E_{1\text{ centre}}^- = \frac{E_1}{1-u/3} \left[(1-u)\frac{R_2^2}{R_1^2} + \frac{2}{3}u \left(1 - \left(1 - \frac{R_2^2}{R_1^2} \right)^{3/2} \right) \right] \quad (22)$$

E_1 étant l'énergie lumineuse totale reçue de la composante primaire en l'absence d'éclipse. De façon générale, la profondeur d'éclipse, δm , se calcule par la relation :

$$\delta m = 2,5 \log \left(\frac{1 + 10^{-\frac{\Delta m}{2,5}}}{1 + 10^{-\frac{\Delta m}{2,5}} - E_1^-/E_1} \right) \quad (23)$$

où E_1^- est la luminosité éclipsee et Δm la différence de magnitude entre les étoiles éclipssante et éclipsee. Ce modèle simple ne s'applique cependant qu'à des couples assez séparés pour que la forme et la distribution d'intensité des étoiles ne soient pas affectées par la composante voisine. Si le couple est serré, il faut encore tenir compte des déformations par effets de marée, du chauffage des côtés face à face, et de la réflexion de la lumière de chaque composante sur l'autre. La courbe de lumière ne présente alors plus de section de luminosité constante, mais devient plus arrondie. L'ajustement de tous ces paramètres nécessite des données complémentaires, qui seront des hypothèses physiques sur la nature des composantes et, souvent, des éléments venant de l'orbite spectroscopique. Cette dernière est malheureusement difficile à obtenir pour les systèmes les plus serrés : en raison des effets de marée, la rotation des composantes est alors synchrone avec le mouvement orbital (les deux étoiles restent face à face) ; pour des périodes inférieures à la journée, cela produit une vitesse de rotation équatoriale conséquente, qui élargit les raies et rend la mesure de vitesse radiale très imprécise.

4.3 Profondeur d'éclipse pour des étoiles de la séquence principale

Les étoiles de la séquence principale obéissent à des relations moyennes assez commodes pour déduire des ordres de grandeur. Ainsi, les rapports de masses et de rayons sont liés par la relation :

$$R_2/R_1 = (\mathcal{M}_2/\mathcal{M}_1)^{0,75} \quad (24)$$

D'autre part, la relation masse–luminosité fait dépendre la différence de magnitude du rapport de masses également :

$$\Delta m = -10 \log q \quad (25)$$

(ces relations sont des relations moyennes ; On trouvera une relation masse–luminosité plus précise dans Kroupa et al. 1993). La profondeur d'éclipse maximum, correspondant à une inclinaison de $\pi/2$, se calcule en appliquant ces relations aux équations 22 et 23. Les résultats sont dans la Table 3. Cette table donne également les profondeurs d'éclipse correspondant aux transits de la Terre et de Jupiter devant le Soleil.

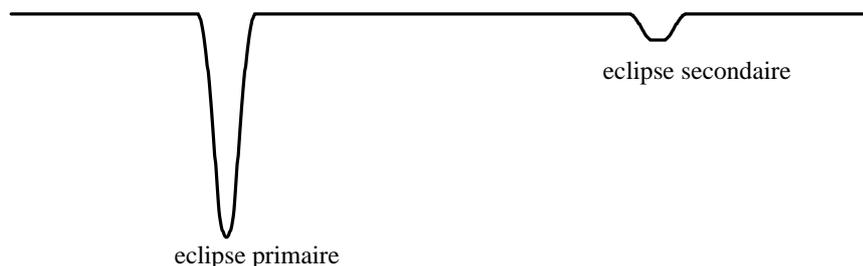


Figure 5.: *Courbe de lumière d'une binaire à éclipses sans effet de proximité. La partie continue correspond à la lumière cumulée des deux étoiles. Le pic le plus profond vient du passage de la composante la moins brillante devant la plus brillante, plus grande. L'éclipse est annulaire; le fond du pic n'est pas plat, en raison de l'assombrissement centre-bord de la composante primaire. Le second pic correspond au passage de la composante secondaire derrière la composante primaire; l'éclipse est alors totale, se qui se traduit par un minimum à éclat constant.*

Il apparaît ainsi que les transits stellaires sont tous à la portée des équipements photométriques usuels, et que même les transits d'une planète comme la Terre sont à la limite des performances actuelles.

5. Récapitulation

Nous avons vu les quatre formes les plus courantes sous lesquelles s'observent les étoiles doubles. Les binaires visuelles nécessitent des séparations importantes, qui correspondent à des périodes parfois très longues; en outre les luminosités doivent être relativement proches, sur-

Table 3.: *Profondeur d'éclipse primaire pour un couple d'étoiles de la séquence principale, avec une inclinaison orbitale de $\pi/2$ et un coefficient d'assombrissement centre-bord $u = 0,7$, ce qui convient aux naines de type F1 à M. Le cas du transit de planètes semblables à la Terre et à Jupiter devant une étoile de type solaire a également été traité.*

q	=	1	0,5	0,1	Jupiter	Terre
δm	=	0,75	0,56	0,045	0,015	0,00012

tout si le couple est serré, ce qui est le cas de la plupart des couples d'orbite connue. Les binaires astrométriques permettent de déceler la présence de compagnons obscurs, mais recouvrent un domaine de périodes légèrement plus restreint. Les périodes courtes sont accessibles aux binaires spectroscopiques, les plus courtes étant du domaine des binaires à éclipses.

Chaque type de binaires apporte des informations différentes, souvent complémentaires, qui, quant elles s'additionnent, permettent parfois de remonter à la dimension de l'orbite et aux masses, voire aux rayons, des composantes. Ces propriétés sont récapitulées Table 4.

Table 4.: *Propriétés des principaux types de binaires. Les domaines de période ne sont que des ordres de grandeur donnés à titre indicatif, et non les valeurs extrêmes effectivement observées. Ces dernières n'auraient guère de sens, car elles concernent, soit des objets extraordinaires (ainsi ϵ Aurigae, une supergéante au compagnon étrange, est une binaire à éclipse de période 27 ans), soit des binaires découvertes par une autre technique, ce qui les rend plus accessibles.*

Paramètres	Binaires visuelles	Binaires astrométriques	Binaires spectroscopiques	Binaires à éclipses
Période minimum	~ 1 an (speckle)	~ 1 an	~ 1 jour	~ 1 heure
Période maximum	~ 200 ans	~ 100 ans	~ 30 ans	~ 1 an
Inclinaison	oui	oui	non	oui
Demi-grand axe	$a_1 + a_2$ angulaire	$a_{photocentre}$ angulaire	$a_1 \sin i$ en km $a_2 \sin i$ si BS2	$\sim a$ en rayons
Masses	$(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)$ $/Distance^3$		$\mathcal{M}_{1,2} \sin^3 i$ si BS2 $\frac{\mathcal{M}_2^3 \sin^3 i}{(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)^2}$ si BS1	
Luminosité	Δm		$\sim \Delta m$ si BS2	Δm
Nombre d'orbites	~ 1000 , dont ~ 200 sur 1 cycle		~ 2000	~ 3000

Références

- [1] Aitken R.G., 1932, “New General Catalogue of Double Stars within 120° of the North Pole”, Carnegie Inst. of Washington, Washington Typo. Inc.

- [2] Burnham S.W., 1906, "General Catalogue of Double Stars within 121° of the North Pole", Carnegie Inst. of Washington, Univ. Chicago Press
- [3] Couteau P., 1978, "L'observation des étoiles doubles visuelles", Flammarion, sciences humaines
- [4] Couteau P., 1988, "Ces astronomes fous du ciel ou l'histoire de l'observation des étoiles doubles", Edisud
- [5] Danjon A., 1959, "Astronomie générale - astronomie sphérique et éléments de mécanique céleste", réédité en 1980 par la Librairie Albert Blanchard, Paris
- [6] Dommaget J., Nys O., 1994, "Catalogue of components of double and multiple stars, 1st edition", Comm. Obs. R. Belgique Ser. A N. 115
- [7] Goodricke J., 1783, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, vol. LXXIII, sect. XXVI, pg 456
- [8] Heintz W.D., 1978, "Double stars", Reidel
- [9] Herschell W., 1803, dans "Philosophical Transactions of the Royal Society of London for the year MDCCCIII", Part I, pg 339
- [10] Jeffers H.M., van de Bos W.H., Greeby F.H., 1963, "Index catalogue of visual double stars 1961.0", *Publ. Lick Obs.* 21
- [11] Kroupa P., Tout C.A., Gilmore G., 1993, *MNRAS* 262, 545
- [12] Lambert J.H., 1761, "Cosmologische Briefe über die Einrichtung des Weltbaues", Lettre 12, Eberhard Kletts, Augsburg
- [13] Mayer C., 1779, "De novis in coelo sidereo phaenomenis ..", *typ. electorali aulica*, Mannheim
- [14] Michell J., 1768, dans "Philosophical Transactions, ..", Davies & Reymers, Londres, Vol. LVII, Part I, pg 234
- [15] Pickering E.C., 1890, *The Observatory* XIII, N. 159, pg 80, *Amer. J. Sci.* CXXXIX, 46
- [16] Struve F.G.W., 1827, "Catalogus novus stellarum duplicium et multiplicium", Schuenmann, Dorpat
- [17] Worley C.E., Douglass G.G., 1984, "The Washington visual double star catalogue 1984.0", USNO
- [18] Worley C.E., Douglass G.G., 1996, "The Washington visual double star catalogue 1996.0", USNO
- [19] Worley C.E., Heintz W.D., 1983, "Fourth catalogue of orbits of visual binary stars", *Publ. U.S. Naval Obs.* (2) 24, part VII