

La formation des systèmes doubles et multiples

Ian A. Bonnell

*University of St Andrews, Physics and Astronomy, North Haugh,
St Andrews, KY16 9SS, UK*

Abstract. As most stars are found in binary and multiple systems, the main product of star formation must be the formation of binary and multiple stars. Binary and multiple star formation can occur through a number of mechanisms, generally involving a fragmentation even during the gravitational collapse process or the fragmentation of a circumstellar disc. Such events, and the subsequent accretion, can explain the majority of systems with separations of $\gtrsim 1$ AU to 10^4 AU as well as their mass ratios and eccentricities. Forming close binary systems is intrinsically difficult due to the formation of an outer protostellar core when the gas in the form of molecular hydrogen becomes optically thick. One possibility to explain their formation is subsequent evolution due to the residual gas in the system or due to the presence of other stars.

1. Introduction

N'importe quelle théorie de la formation stellaire doit tenir compte des produits finaux : les étoiles binaires et multiples. Les observations nous disent que la plupart des étoiles de type solaire sont trouvées dans ces systèmes (Duquennoy & Mayor 1991). En outre, même les étoiles jeunes qui n'ont pas atteint la séquence principale sont trouvées dans les systèmes binaires (Mathieu 1994). Ces systèmes âgés de 10^6 ans, sont une contrainte très importante qui nous donne non seulement le résultat final mais aussi une échelle de temps pour atteindre ce résultat (Fig. 1).

Les modèles de formation doivent être capables, non seulement de reproduire le fait que les étoiles sont dans des systèmes binaires, mais aussi de reproduire les propriétés de ces systèmes. Les propriétés les plus importantes sont les séparations, les rapports de masses et les excentricités des orbites. La distribution des séparations peut aller de quelques rayons solaires (périodes de quelques jours) à plusieurs milliers d'unités astronomiques (UA). En outre, la distribution est presque plate en fonc-

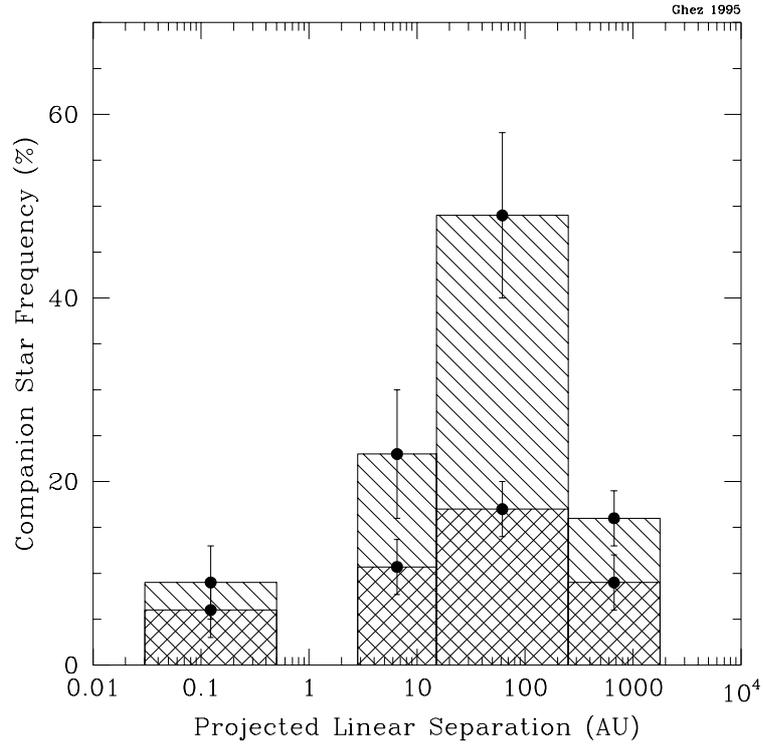


Figure 1.: *La fréquence des systèmes binaires sur la séquence principale et pour les étoiles jeunes (Ghez 1995)*

tion du logarithme de la séparation. Les rapports de masses montrent que la plupart des systèmes ont une primaire plus massive que la secondaire.

Les étoiles les plus massives (O et B) sont aussi présentes dans les systèmes binaires (Mason et al. 1998) mais plus souvent avec des séparations très serrées et, semble-t-il, une tendance en faveur des masses de valeurs égales (même si la probabilité reste très forte d'avoir un compagnon de faible masse).

2. La formation stellaire

Avant de traiter de la formation des systèmes binaires, il convient de faire un rappel sur la formation stellaire en général. La formation stellaire se passe dans les nuages moléculaires denses et massifs. Ces nuages ont beaucoup de structures et des vitesses turbulentes supersoniques (Blitz 1991). Les cœurs des nuages ont des masses plus semblables à des masses stellaires et tendent à avoir des vitesses seulement légèrement supersoniques ou même thermiques. Les structures des cœurs sont souvent allongées (Myers et al. 1991).

Pour qu'un nuage forme une ou plusieurs étoiles, il faut qu'il entre en effondrement gravitationnel. Pour cela, il faut que

$$|E_{\text{grav}}| > E_{\text{therm}} + E_{\text{rot}} + E_{\text{turb}} + E_{\text{mag}} + \dots \quad (1)$$

Une fois que la gravité domine le nuage, il va s'effondrer jusqu'à ce qu'il forme une étoile.

En considérant seulement le support thermique, il est utile de définir la masse de Jeans, M_J et le rayon de Jeans, R_J . Ce sont la masse et le rayon minimum, respectivement, pour que le nuage soit gravitationnellement lié. Pour un nuage de densité ρ et température T , ils sont définis comme :

$$R_J = \left(\frac{5R_g T}{2G\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{4}{3}\pi\rho \right)^{-1/2}, \quad (2)$$

et

$$M_J = \left(\frac{5R_g T}{2G\mu} \right)^{3/2} \left(\frac{4}{3}\pi\rho \right)^{-1/2}, \quad (3)$$

où R_g est la constante de gaz, G est la constante de la gravité, et μ est le poids moléculaire moyen. Une évaluation du temps d'effondrement est donnée par le temps de chute libre,

$$t_{ff} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

qui est le temps mis par un nuage pour s'effondrer en l'absence de pression.

Quand il y a effondrement, le nuage traverse quatre phases principales. La figure 2 montre la température en fonction de la densité pour un effondrement protostellaire (adapté de Tohline 1982). L'effondrement est paramétrisé par l'équation d'état d'un polytrophe où

$$P = K\rho^\gamma \quad (5)$$

et donc la température est donnée par

$$T \propto \rho^{\gamma-1} \quad (6)$$

où γ dépend de la phase d'effondrement. Dans la première phase, l'effondrement est isotherme ($\gamma = 1$) jusqu'à ce que des densités de l'ordre de 10^{-14} à 10^{-13} g cm $^{-3}$ soient atteintes. À ce moment, le gaz n'est plus optiquement mince, et la température augmente (phase 2 ; $\gamma = 7/5$). Ceci forme un premier cœur protostellaire qui se contracte quasi-statiquement

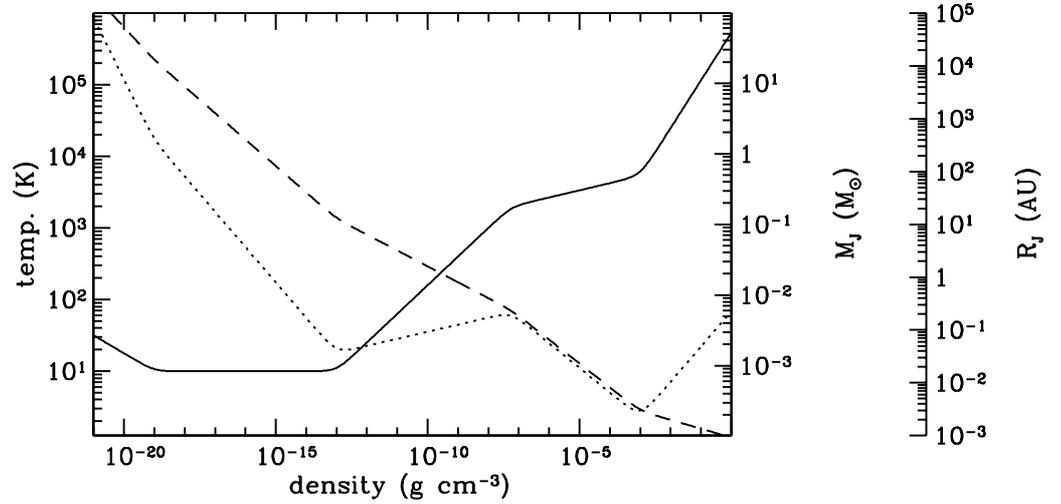


Figure 2.: La température (ligne solide), la masse de Jeans (pointillé) et le rayon de Jeans (tirets) sont tracés en fonction de la densité du gaz au cours de l'effondrement (Tohline 1982).

avec l'augmentation de la masse. Une fois que la température atteint 2000° K , l'hydrogène moléculaire commence à se dissocier, absorbant une partie de l'énergie thermique et forçant une deuxième étape d'effondrement (phase 3; $\gamma \approx 1,1$). Enfin, une fois que tout le gaz est sous forme atomique, il forme un deuxième cœur protostellaire qui continue à se contracter quasi-statiquement pendant qu'il croît en masse (phase 4; $\gamma = 5/3$).

3. Théories de la formation de systèmes binaires – I : Fission et Capture

Il y a plusieurs théories sur la formation des binaires, dont certaines datent de plus d'une centaine d'années. Les deux plus anciennes sont la 'capture' et la 'fission'.

L'idée de base de la *fission* est que la conservation du moment cinétique impose qu'une étoile jeune tourne de plus en plus vite en descendant le tracé évolutif de Hayashi. Quand elle atteint une vitesse de rotation telle que l'énergie rotationnelle soit à peu près un quart de l'énergie

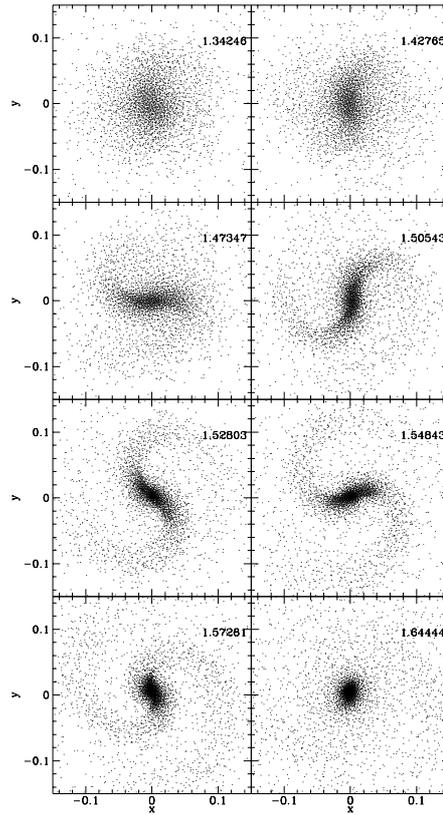


Figure 3.: Une simulation SPH qui démontre le développement de la barre dû à l'instabilité rotationnelle. La barre forme deux bras spiraux qui transportent du moment angulaire vers l'extérieur et empêchent la barre de se séparer en deux morceaux (Bonnell 1994).

gravitationnelle,

$$\beta = \frac{E_{\text{rot}}}{|E_{\text{grav}}|} \geq 0.27, \quad (7)$$

l'étoile va se déformer en formant une barre. À partir de là, la conjecture était que la barre se sépare en deux et forme un système binaire. Mais les simulations numériques de cette instabilité ont démontré que, au lieu de se séparer en deux, la barre forme des bras spiraux qui, grâce aux couples gravitationnels, transportent le moment cinétique vers l'extérieur, ce qui laisse l'objet central avec une vitesse rotationnelle plus faible (Durisen et al. 1986, Bonnell 1994). Avec ceci, l'énergie rotationnelle diminue jusqu'à $\beta < 0.27$ et l'objet central est stable. La figure 3 montre l'évolution de

l'instabilité et les effets des couples gravitationnels pour réduire l'énergie rotationnelle de l'objet central.

La *capture* se produit quand deux étoiles passent assez près l'une de l'autre et qu'il y a un processus qui enlève de l'énergie cinétique et qui laisse les deux étoiles liées gravitationnellement. Ce processus pourrait être une troisième étoile, les effets de marées, ou bien un disque circumstellaire. La probabilité d'avoir trois étoiles dans une région de quelques rayons stellaires est très faible, et on peut donc l'oublier comme mécanisme de formation de la plupart des binaires. La capture due aux effets de marées est beaucoup plus fréquente mais nécessite une région assez dense. Donc, la capture par marées ne devrait pas être une cause importante pour former un grand nombre de binaires. Il pourrait y avoir une exception si les étoiles massives se forment par collisions dans les cœurs des amas jeunes et denses (Bonnell, Bate & Zinnecker 1998). Dans ce cas, la probabilité de capture serait au moins de la même grandeur que les collisions et certains des systèmes massifs dans les binaires serrées sont donc sans doute le résultat de captures par effets de marées.

Une autre méthode de capture, due à la présence de disques circumstellaires autour des étoiles jeunes, est beaucoup plus probable comme méthode de formation de binaires. Dans ce cas (Fig. 4), quand l'étoile pénètre dans le disque, la matière à l'extérieur du périastre est enlevée du système et l'énergie gravitationnelle associée à cette matière correspond à l'énergie cinétique qui est enlevée des orbites stellaires (Clarke & Pringle 1991; Hall, Clarke & Pringle 1995).

Pour que la capture avec les disques circumstellaires forme des binaires avec une fréquence assez grande, il faut que les deux étoiles aient a) une probabilité assez grande de se reconstruire dans un rayon du disque, et b) que les vitesses relatives ne soient pas très grandes. Pour ces deux conditions, il faut que les étoiles se trouvent dans de petits groupes de 3 à 10 étoiles (McDonald & Clarke 1995). Pour cela, il faut un processus pour former cet amas.

4. Théories de la formation de systèmes binaires – II : Fragmentation

La *fragmentation* est probablement le mécanisme qui forme la plupart des systèmes binaires et multiples. Même quand la capture fonctionne, il faut un groupe d'étoiles liées et donc une fragmentation précédant la capture. La fragmentation survient quand un objet, qui n'est pas maintenu en équilibre par la pression se sépare en plusieurs morceaux. Puisqu'il n'y a pas d'équilibre, l'objet évolue dynamiquement durant le processus. Habituellement cela veut dire que l'objet est en effondrement gravitationnel.

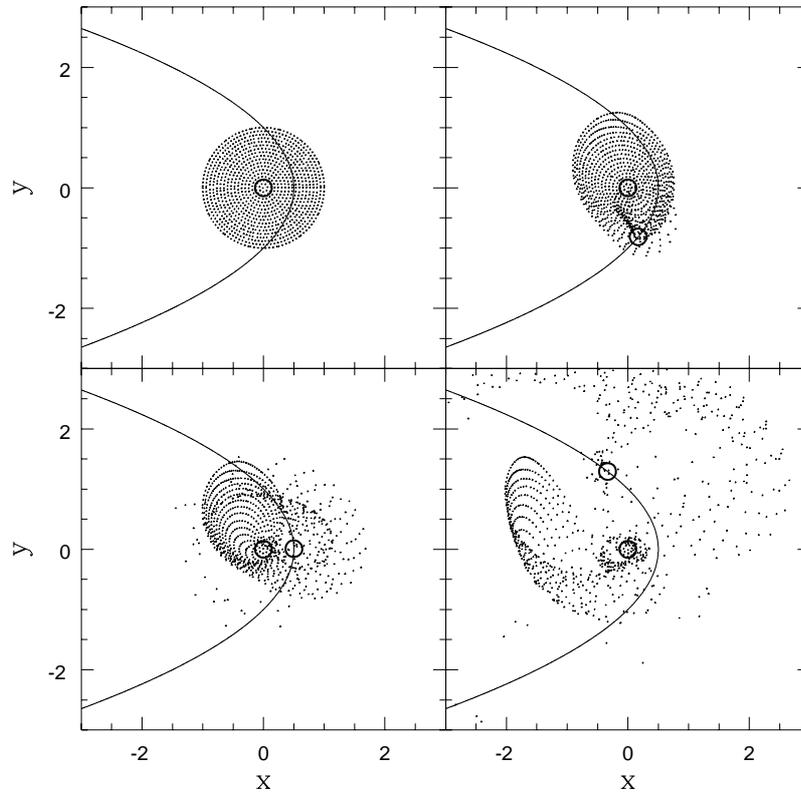


Figure 4.: *L'interaction des deux étoiles enlève la matière circumstellaire à l'extérieur du périastre. L'énergie enlevée avec la matière peut laisser les deux étoiles liées (Hall, Clarke & Pringle 1995).*

Pour que la fragmentation puisse se produire, la masse disponible doit être $M_{\text{tot}} \gtrsim 2M_J$. Sinon, les deux objets ne peuvent pas être gravitationnellement stables individuellement. Ceci se produit le plus facilement quand la masse de Jeans diminue à mesure que la densité augmente pendant l'effondrement. La figure 2 montre l'évolution de la Masse de Jeans pendant les quatre phases de l'effondrement. Elle diminue tout au long de la phase isotherme ($\gamma = 1$), augmente quand le premier cœur protostellaire est formé ($\gamma = 7/5$), diminue de nouveau pendant la deuxième phase d'effondrement ($\gamma \approx 1.1$), et augmente une fois de plus quand tout l'hydrogène a été dissocié ($\gamma = 5/3$). Donc, la fragmentation est plus probable pendant ou légèrement après les deux phases d'effondrement. L'échelle à laquelle la fragmentation est susceptible de se produire peut être comprise en terme du rayon de Jeans, le rayon minimum pour

qu'un objet soit lié, et son évolution durant l'effondrement (Fig. 2). Le rayon de Jeans donne une indication de la séparation initiale minimale car des objets avec de plus petites séparations ne pourraient pas se former séparément. Donc, pour que la fragmentation forme des binaires avec des séparations inférieures à 1 UA, des densités plus grandes que $10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$ sont requises. Ceci implique que les masses de ces fragments ($\approx M_J$) sont de l'ordre de $M_{\text{frag}} \lesssim 0.01 M_{\odot}$. Donc, les binaires serrées formées par la fragmentation devront accréter la majorité de leur masse finale.

Une limitation sur la fragmentation thermique est que l'effondrement procède d'une façon non-homologue, limitant la masse disponible pour la fragmentation. Depuis une densité uniforme en condition initiale, les gradients de pression se développent près du bord externe du nuage et se propagent vers l'intérieur à la vitesse du son. Ces gradients de pression tendent à ralentir l'effondrement, permettant aux régions intérieures de tomber plus vite que les parties externes du nuage. La région centrale du nuage s'effondre avec une densité presque uniforme, tandis que la partie externe du nuage a un fort gradient de densité (e.g. Larson 1969). C'est seulement dans les régions centrales, où le temps de chute libre, t_{ff} , est presque constant, que la fragmentation peut se produire. Dans les régions externes, le temps dynamique augmente avec le rayon, de sorte que la matière à un rayon donné ne puisse jamais rattraper celle à l'intérieur, et ne peut jamais être rattrapée par la matière extérieure. Donc, à cause des effets de marées, la fragmentation ne peut jamais se produire dans une région d'un nuage avec un fort gradient de densité. Dans un effondrement isotherme, par exemple, le profil de densité approche $\rho \propto R^{-2}$ (Larson 1969), de sorte que la masse centrale diminue comme $M_{\text{cent}} \propto \rho^{-1/2}$, exactement de même forme que la masse de Jeans. Cette limitation est plus grande si le nuage est dominé, dès le début, par un profil de densité raide. La fragmentation, avec de telles conditions initiales, ne peut pas se produire au cours de l'effondrement.

La fragmentation d'un nuage sphérique est encore plus difficile si il y a symétrie. S'il n'existe pas de perturbations assez grandes, le fait que t_{ff} est uniforme signifie que tout le nuage va tomber vers son centre en même temps. Les petites perturbations n'auront pas le temps de s'effondrer sur elles-mêmes avant de rentrer en collision avec le reste du nuage. Heureusement, les conditions dans les nuages moléculaires ne sont jamais parfaitement sphériques. Ces nuages, étant allongés ou oblatés (Myers et al. 1991), sont plus susceptibles de se fragmenter, de par leur configuration. La fragmentation se produit car des sous-régions du nuage peuvent s'effondrer sur elles-mêmes avant de fusionner avec le reste du nuage. Ceci peut être vu en considérant la valeur de t_{ff} pour ces régions et pour le nuage en général (Fig. 5). Une sous-région dans le nuage allongé a une densité plus haute que la densité moyenne à l'intérieur de cette région

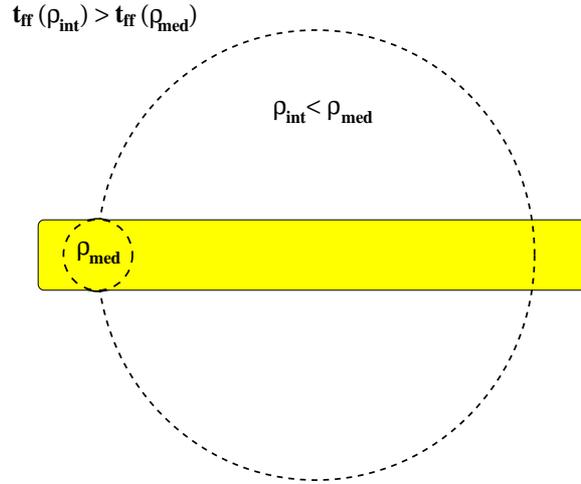


Figure 5.: Une nuage aplati a une densité locale beaucoup plus grande que la densité moyenne à l'intérieur et donc le temps de chute libre localement est plus petit que le temps de chute libre du nuage total.

(une partie de la région intérieure étant vide). Donc, t_{ff} est plus petit dans la sous-région que pour le nuage en total et ces régions peuvent s'effondrer sur elles-mêmes, si elles atteignent une masse de Jeans, avant d'entrer en collision au centre. Ceci amplifie l'asphéricité du nuage (e.g. Lin, Mestel et Shu 1965), le rendant bien plus susceptible de se fragmenter. La fragmentation est ainsi beaucoup plus facile au sein de nuages qui ont une géométrie non-sphérique significative, peu importe qu'elle soit allongée ou aplatie, ou qu'elle soit elle-même le produit d'un effondrement ou d'une rotation.

4.1 Fragmentation durant l'effondrement

Les premières simulations tridimensionnelles de l'effondrement gravitationnel incluant la fragmentation étaient des nuages sphériques qui contenaient plusieurs masses de Jeans et avaient une énergie rotationnelle significative (e.g. Boss & Bodenheimer 1979; Bodenheimer et al 1980; Miyama et al. 1984; Monaghan & Lattanzio 1986; Boss 1986). Dans ces simulations, la fragmentation était due aux grandes perturbations non-axisymétriques initiales qui se sont accrues pendant l'effondrement (e.g. Boss & Bodenheimer 1979), ou à la rotation initiale significative qui arrêta l'effondrement, en permettant à de plus petites perturbations de se développer (e.g. Miyama et al. 1984).

Depuis que les observations ont démontré que les nuages moléculaires sont rarement sphériques, et qu'ils sont souvent allongés, avec une géométrie prolate ou oblate (Myers et al. 1991), les études se sont concentrées

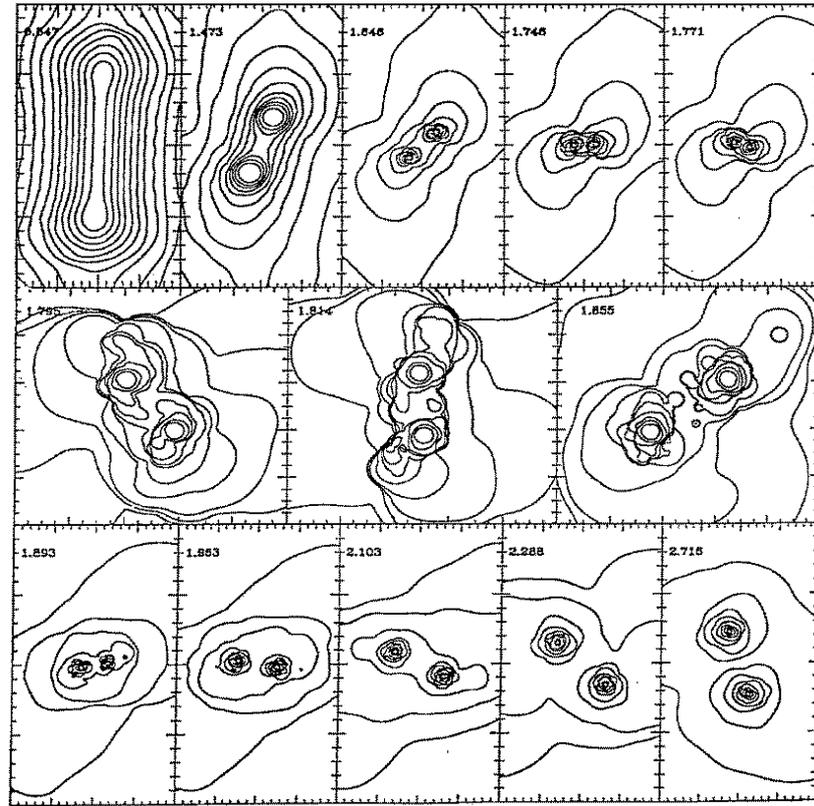


Figure 6.: *La fragmentation d'un nuage allongé et la formation d'un système binaire durant l'effondrement gravitationnel. Les deux côtés du nuage forment chacun une étoile. Les deux étoiles évitent d'entrer en collision à cause de la rotation du nuage initial.*

sur la fragmentation des nuages allongés. En outre, ces nuages ont habituellement peu d'énergie rotationnelle (Goodman et al. 1993), impliquant que la rotation n'est généralement pas un facteur important pour la fragmentation sur les échelles supérieures à 200 unités astronomiques. La fragmentation des nuages allongés a été étudiée par Bonnell et al. (1991, 1992) et les nuages ellipsoïdaux par Nelson & Papaloizou (1993), Boss (1993), Monaghan (1994); Nelson (1998). La figure 6 montre l'effondrement et la fragmentation d'un nuage cylindrique allongé où la rotation n'est initialement pas très grande. Le nuage contient plus que deux masses de Jeans et donc chaque côté du nuage peut s'effondrer sur lui-même plus vite que la chute vers le centre (Bonnell et al. 1991). Le résultat est un système binaire de séparation ≈ 1000 UA et d'une excentricité $e \approx 0.8$. En général, les systèmes formés de cette manière sont de séparation $\gtrsim 10$ UA et ont une excentricité assez grande ($e \gtrsim 0.3$). En

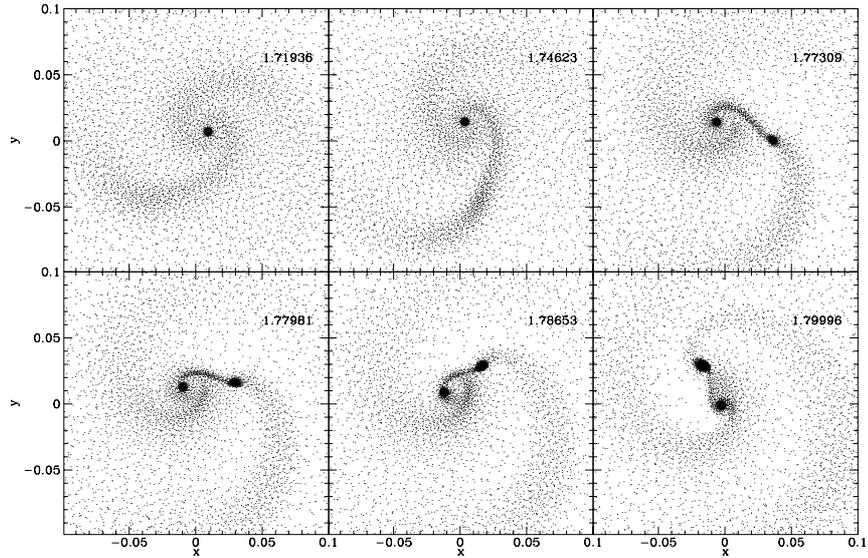


Figure 7.: *La fragmentation d'un disque protostellaire due à une instabilité rotationnelle (Bonnell 1994 ; Bonnell & Bate 1994a).*

outre, avec des densités initiales non uniformes, un léger gradient de densité est suffisant pour produire des systèmes avec des rapports de masses de $0.1 \lesssim q \lesssim 1.0$ (Bonnell & Bastien 1992).

Les environnements des nuages peuvent aussi être un facteur important dans l'effondrement et la fragmentation. Récemment, Horton, Bate & Bonnell (2000) ont démontré que, si le nuage qui s'effondre est dans un amas stellaire, même s'il se fragmente pour former un système binaire, les effets de marées dûs aux autres étoiles peuvent rompre le système. Le résultat final est deux étoiles qui ne sont pas liées mais sont toutes deux membres de l'amas.

4.2 Fragmentation des disques circumstellaires

Une alternative à la fragmentation durant l'effondrement est la fragmentation d'un disque qui se forme à la fin de l'effondrement, par l'effet de la rotation (Bonnell 1994). S'il n'y a pas de fragmentation avant que la rotation n'arrête l'effondrement, la matière va former un disque maintenu par la rotation et au centre un cœur protostellaire maintenu par la pression. Si l'énergie rotationnelle de cette matière est plus grande que

$$\beta = \frac{E_{\text{rot}}}{|E_{\text{grav}}|} \gtrsim 0.27, \quad (8)$$

elle va être instable aux perturbations non-axisymétriques. Cette instabilité est exactement la même que dans le processus de fission. La différence importante entre les deux est la présence du disque circumstellaire. En outre, pendant que ce processus se produit, à la fin de la phase d'effondrement, de la matière est continuellement ajoutée au disque sur une échelle de temps dynamique (Bonnell 1994).

L'instabilité engendre une structure de barre dans l'objet (mode $m = 2$). Cette déformation en forme de barre implique que les couples gravitationnels soient présents et qu'ils transportent du moment cinétique de l'objet central vers l'extérieur. Le transport de moment cinétique est accompagné par le développement des bras spiraux. Le transport de moment cinétique force l'objet central à se déplacer du centre du système et donc engendre un mode $m = 1$ dans le système. La combinaison des deux modes permet aux bras spiraux de recueillir la matière ensemble, et même d'interagir l'un avec l'autre. Cette interaction forme une perturbation dans le disque qui peut avoir une masse de Jeans. Dans ce cas, la perturbation va croître et s'effondrer sur elle-même et finalement former un autre fragment, le secondaire (Fig. 7). Le transport du moment cinétique par la barre et les bras spiraux enlève le support rotationnel du disque et donc permet la fragmentation.

Les systèmes formés par cette forme de fragmentation ont d'habitude des séparations allant de quelques à quelques centaines d'unités astronomiques, et des rapports de masses de $0.3 \lesssim q \lesssim 1$.

4.3 Fragmentation et formation des systèmes multiples

Il y a plusieurs méthodes pour former les systèmes multiples par fragmentation. Premièrement, la fragmentation pendant l'effondrement peut engendrer plusieurs fragments (Bonnell et al. 1991; Monaghan 1994). Dans ces cas, les fragments ne sont pas hiérarchiques. Ils ont des séparations plus ou moins similaires. Ces systèmes ne seront pas stables mais devront évoluer sous l'effet des interactions gravitationnelles (Sterzik & Durisen 1998) ou par accréation (Smith, Bonnell & Bate 1997).

Une autre méthode pour former les systèmes multiples par fragmentation est la fragmentation d'un disque circumbinaire, de la même manière que la fragmentation des disques protostellaires discutée plus haut, mais avec la binaire qui prend la place de la barre et qui transporte le moment cinétique dans le disque. La binaire (mode $m = 2$) engendre le mode $m = 1$ dans le système et se déplace du centre de masse. Les bras spiraux dûs aux couples gravitationnels accumulent la matière et interagissent ensemble en formant d'autres fragments dans le système (Bonnell & Bate 1994b; Burkert & Bodenheimer 1996).

Une troisième possibilité est que les deux modes de fragmentation se succèdent dans la même évolution. Un système à grande séparation

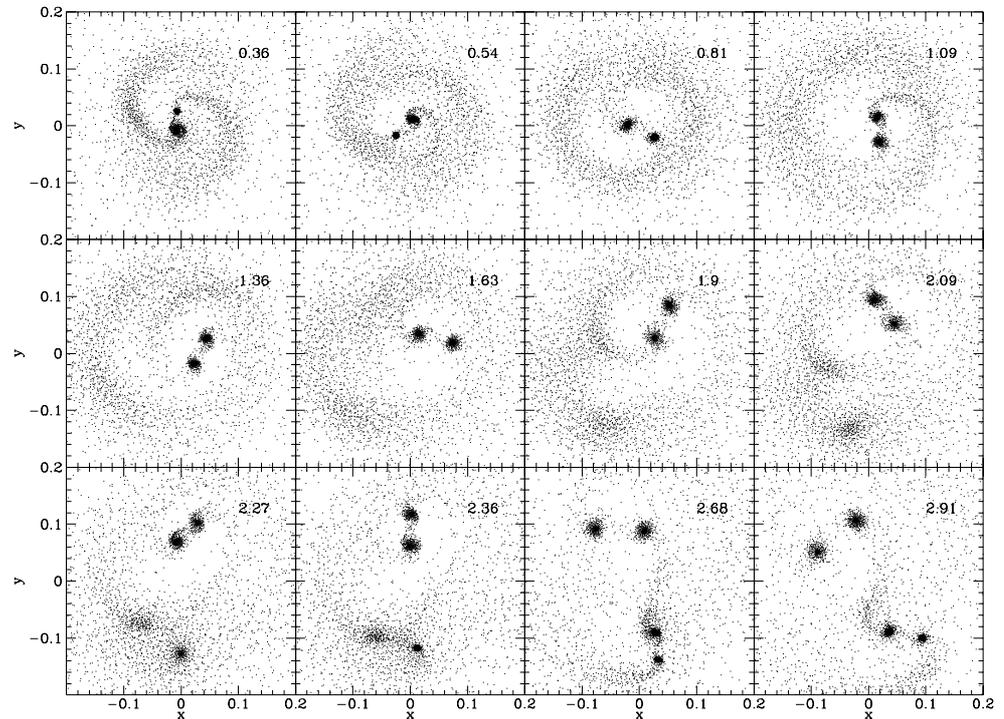


Figure 8.: *La fragmentation due à l'interaction du système binaire et du disque massif (Bonnell & Bate 1994b).*

pourrait être formé par la fragmentation durant l'effondrement et un (ou plusieurs) systèmes plus rapprochés pourraient être formés par la fragmentation des disques circumstellaires qui se forment autour des fragments de la première génération (Bonnell et al. 1992 ; Bate, Bonnell & Price 1995). Un exemple de cette possibilité est présenté dans la figure 9.

4.4 Binaires serrées

La formation de binaires à courtes séparations est très difficile. La raison en est la suivante : l'effondrement forme un premier cœur protostellaire dès que le nuage est optiquement épais au rayonnement infrarouge. Ce cœur se forme avec un rayon de ≈ 1 UA et efface toutes les perturbations qui étaient présentes dans les conditions initiales. Donc, quand la deuxième étape d'effondrement se produit, sous l'effet de la dissociation

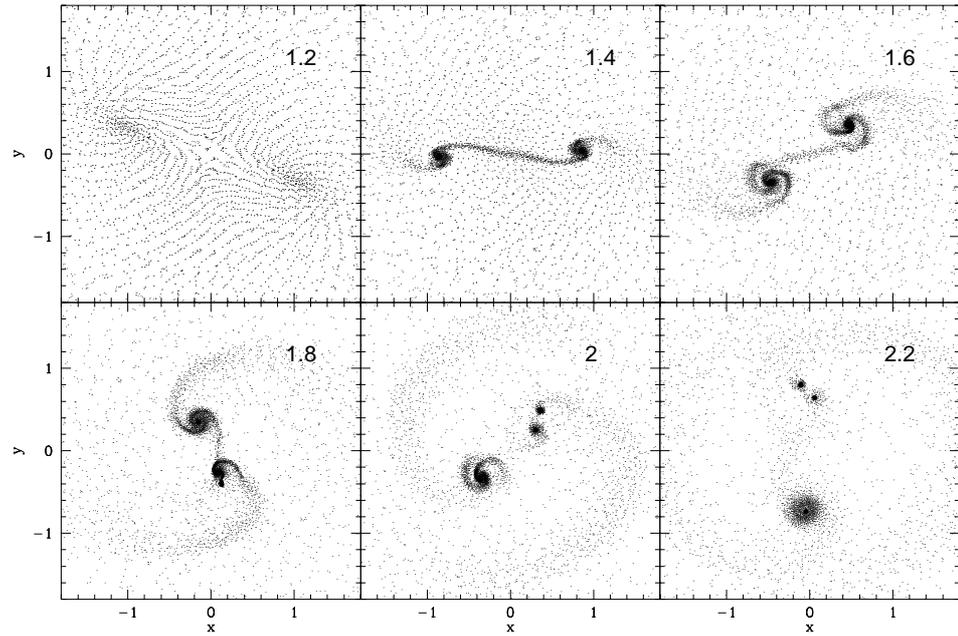


Figure 9.: *La formation d'un système multiple due à la combinaison de deux modes de fragmentations (Bate, Bonnell & Price 1995).*

d'hydrogène moléculaire, il n'y a pas de perturbations qui puissent causer la fragmentation (Boss 1989).

Une autre possibilité serait la fragmentation du disque circumstellaire qui se forme autour du deuxième cœur protostellaire. Bonnell & Bate (1994a) ont étudié cette possibilité en commençant par le premier cœur protostellaire et en suivant le deuxième effondrement dû à la dissociation d'hydrogène moléculaire. Ils ont trouvé que le même processus qui cause la fragmentation des disques à la fin du premier effondrement peut fragmenter le disque au cours du deuxième effondrement. Les deux fragments ont alors des séparations allant de seulement quelques rayons solaires à 0.1 UA. La grande différence entre les deux cas est que, faute de masse suffisante dans le deuxième effondrement, les deux fragments de binaires proches ont des masses de $m \approx 0.005 M_{\odot}$.

La petite masse de la binaire implique qu'elle devra accréter la plus grande part (99 %) de sa masse finale pour atteindre une masse stellaire typique. Avant de discuter l'accrétion et ses effets sur les propriétés des binaires, il faut traiter de l'effet des instabilités qui pourront avoir lieu dans le premier cœur protostellaire.

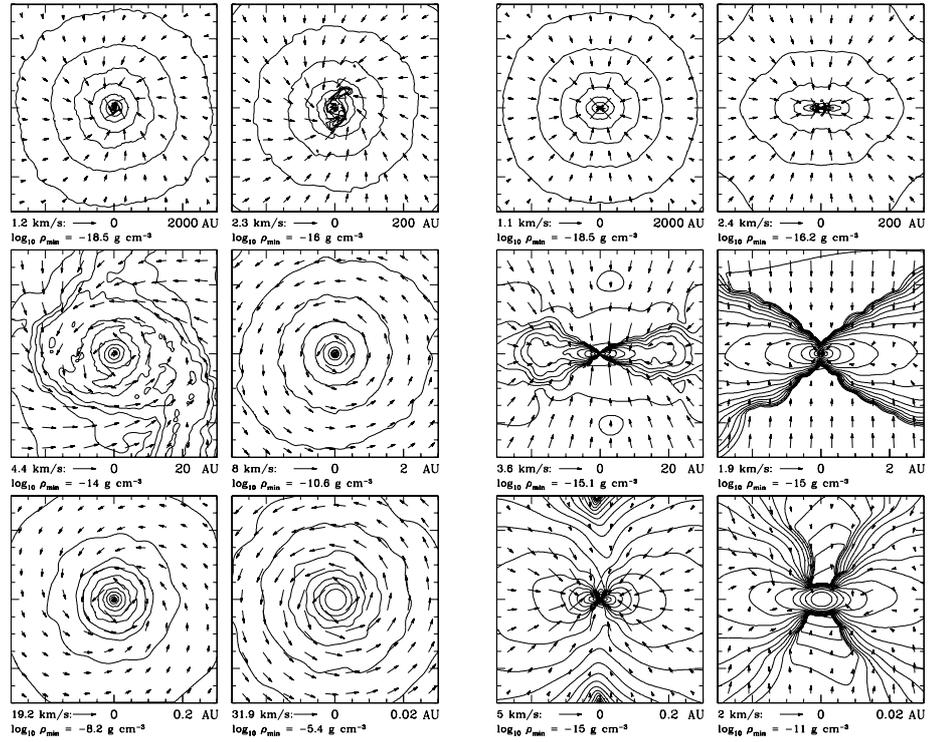


Figure 10.: *Le dernier stade d'un effondrement, des densités interstellaires à stellaires. Les figures montrent les contours de densité dans le plan perpendiculaire (à gauche) et le plan parallèle (à droite) à l'axe de rotation (Bate 1998).*

4.5 Difficultés de formation des binaire serrées

Une difficulté potentielle avec le mécanisme de formation des binaires par fragmentation du disque autour du deuxième cœur protostellaire est que les conditions initiales ont été choisies en quelque sorte arbitrairement pour représenter le premier cœur protostellaire. Une étude récente a suivi l'effondrement d'un nuage de gaz à partir des densités moléculaires de nuage, en passant par chacune des quatre phases du processus d'effondrement, jusqu'à la formation d'un cœur protostellaire de densité stellaire (Bate 1998). Cette simulation a montré que, pour une valeur initiale relativement petite de l'énergie de rotation, $\beta = 0.005$, le premier cœur protostellaire devient instable aux perturbations non-axisymétriques. Cette instabilité, qui se développe quand $\beta \gtrsim 0.27$ dans le cœur protostellaire, est celle qui est attendue comme cause de la fragmentation éventuelle. Mais, du fait que cette instabilité se développe plus

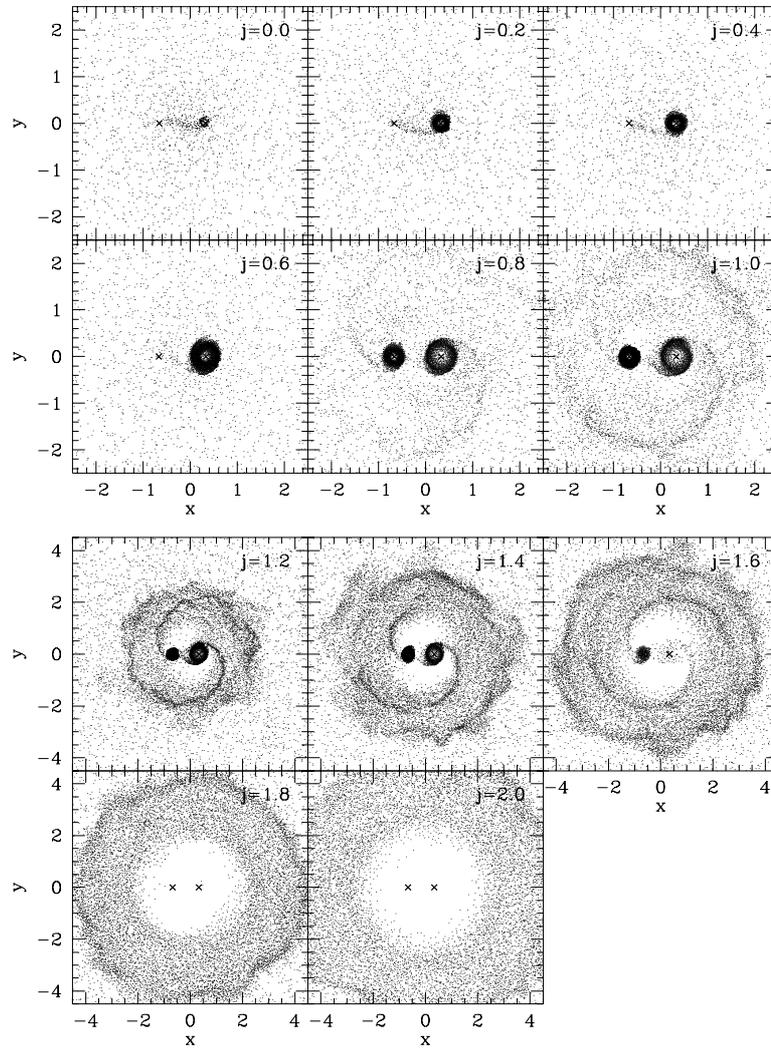


Figure 11.: *Accrétion et formation de disques circumstellaires dans un système binaire avec un rapport de masses de $m_2/m_1 = 0.5$. Chaque panneau montre l'effet de l'accrétion pour une valeur différente du moment cinétique spécifique j (Bate & Bonnell 1997).*

tôt, elle cause le transport de moment cinétique des régions centrales vers l'extérieur. Ainsi, ce transport de moment cinétique a pour résultat que le deuxième cœur protostellaire ne contient pas assez de moment cinétique pour développer l'instabilité rotationnelle. A cause de cela, il n'y a pas de fragmentation pour former le système binaire serré (voir la figure 10). En d'autres termes, le transport de moment angulaire assure que $\beta < 0,27$ dans les régions centrales et aucun système binaire serré n'est formé. Ceci implique que pour que le deuxième cœur subisse une instabilité rotationnelle, il faut que le premier cœur reste stable durant l'évolution. Afin que cela se produise, les conditions initiales de l'effondrement doivent avoir une énergie de rotation très petite, $\beta \lesssim 10^{-4}$. Ceci pose une difficulté significative du processus : il faut avoir suffisamment de nuages moléculaires ayant de telles conditions initiales pour expliquer la fréquence observée des étoiles binaires serrées.

5. Accrétion dans les systèmes binaires

Une fois qu'un système binaire jeune est formé par un des processus ci-dessus, il peut encore compter subir une évolution significative avant que l'une ou l'autre composante atteigne la séquence principale. La raison en est qu'il y a presque certainement de la matière résiduelle dans le système, qui sera accrétée par l'une ou l'autre étoile du système. Le processus de fragmentation est essentiellement inefficace et la majorité de la masse reste donc à accréter. Cette matière pourrait être accrétée par l'une ou l'autre étoile ou pourrait former un disque circumstellaire autour de chaque composante ou même un disque circumbinaire autour du système. Les effets de l'accrétion sont encore plus forts pour les systèmes rapprochés car ceux-ci sont formés avec des masses moyennes plus petites à cause de la décroissance de la masse de Jeans durant l'effondrement.

Les effets de l'accrétion sur un système binaire ont été étudiés par Bate (1997), Bate & Bonnell (1997) et Bate (2000). Ils ont démontré que l'accrétion dépend crucialement du moment cinétique spécifique, j , de l'accrétion (voir figure 11). Si j de l'accrétion est plus petit que le j du primaire, l'accrétion va surtout sur la primaire ou son disque circumstellaire. Si j est plus grand, comparable au j de la secondaire, l'accrétion est plutôt sur la secondaire que sur la primaire. Enfin si j est encore plus grand, l'accrétion forme un disque circumbinaire autour du système.

Si le système binaire accrète beaucoup de matière relativement à sa masse initiale, l'accrétion peut changer les propriétés du système. Si la secondaire accrète plus que la primaire, le rapport de masses va diminuer et le système finirait par avoir un rapport de masses de $q = 1$. Dans le même sens, si la primaire accrète plus que la secondaire, le rapport de masses va diminuer du fait de l'effondrement. La figure 12 montre

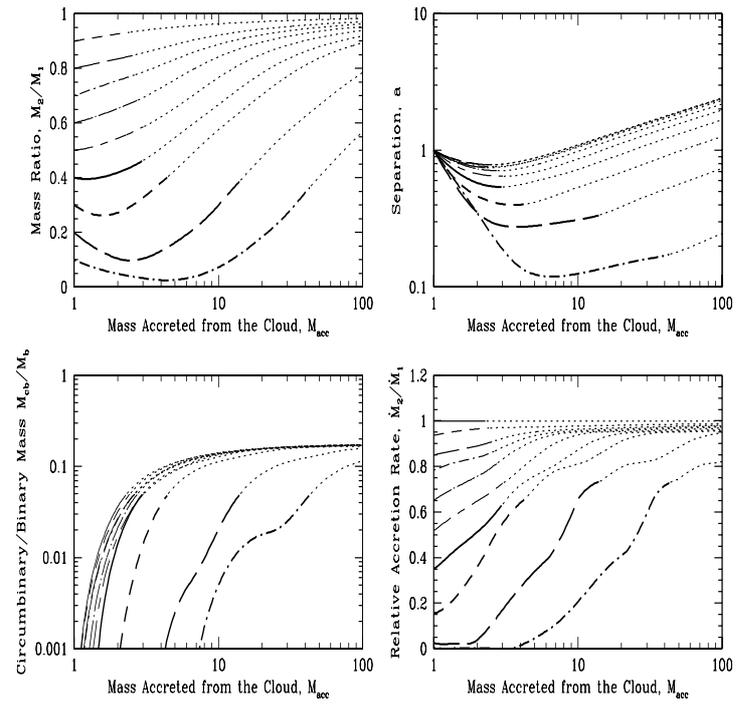


Figure 12.: *Les effets de l'accrétion sur les binaires en fonction de la masse accrétée. Chaque ligne indique une valeur différente du rapport de masses initial (Bate 2000).*

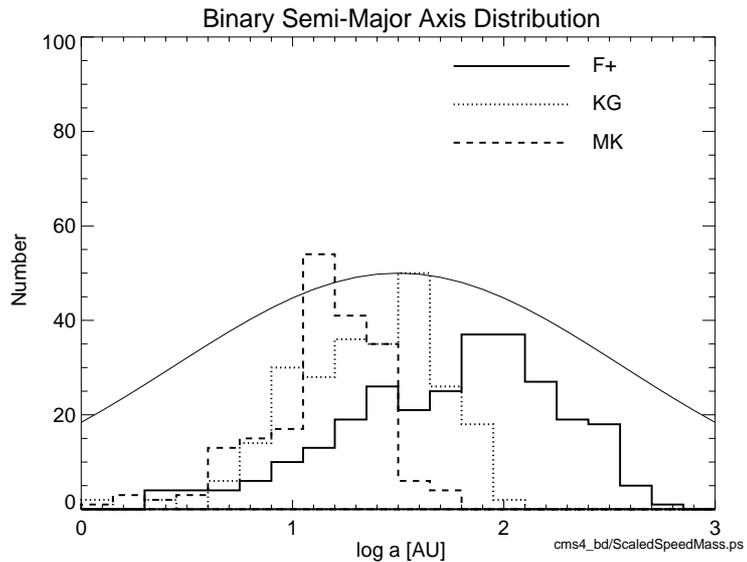


Figure 13.: La distribution des séparations de binaires qui sont dues à la désagrégation des systèmes non hiérarchiques (Sterzik & Durisen 1999).

l'évolution des propriétés des systèmes binaires en fonction du rapport de masses initial et du montant de matière accrétée. L'évolution est calculée sous l'hypothèse que le moment cinétique augmente avec le rayon dans le nuage initial. Les parties externes du nuage, qui arrivent plus tard sur la binaire, ont un moment cinétique de plus en plus grand et l'effet de l'accrétion est donc d'égaliser les masses.

6. Evolution

Dès qu'un système binaire est formé, il peut encore changer de propriétés au cours de son évolution vers la séquence principale. Trois possibilités de l'évolution de la séparation du système sont discutées ici.

Premièrement, la présence d'un disque circumbinaire peut forcer la séparation à diminuer à cause des couples gravitationnels de la binaire sur le disque. Quelques études sur les effets des disques circumbinaires ont démontré que la séparation diminue en même temps que l'excentricité augmente (Pringle 1991 ; Artymowicz et al. 1991 ; Artymowicz & Lubow 1994). Ce processus fonctionne sur une échelle de temps visqueux du disque et peut, en principe, enlever tout le moment cinétique du système.

Une deuxième possibilité est que le système soit membre d'un système multiple non-hiérarchique. Ces systèmes sont instables et doivent se désintégrer sur une échelle de temps dynamique. Le produit final de la

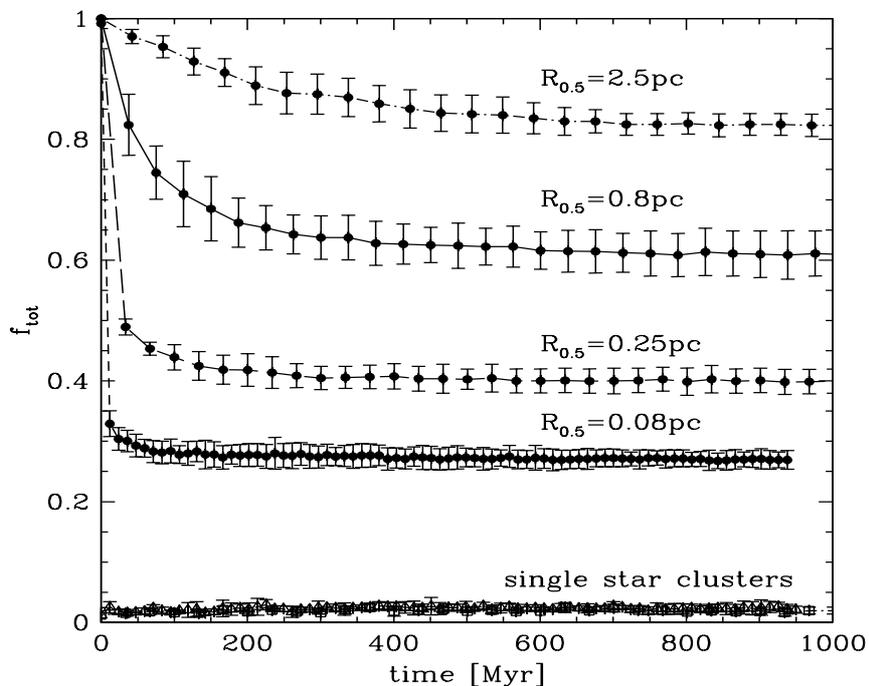


Figure 14.: *La réduction de la fréquence de binaires en fonction du temps dues aux interactions dans un amas stellaire. Chaque courbe correspond à une densité différente, la plus grande densité donnant la plus petite fréquence de binaires (Kroupa 1995). Chaque amas contient 200 binaires au début. Le rayon de l'amas est donné pour chaque courbe.*

désintégration est un système binaire qui contient habituellement les deux étoiles les plus massives (McDonald & Clarke 1993, 1995). Les séparations des binaires résultantes sont de l'ordre d'un dixième de la séparation initiale (voir Fig.13; Sterzik & Durisen 1999). Ces deux processus peuvent former des binaires serrées, à partir des séparations plus grandes, mais, jusqu'à maintenant, il n'est pas clair qu'ils puissent expliquer le nombre de binaires serrées observées.

Le troisième exemple d'évolution est l'interaction de binaires dans un amas stellaire. Comme la plupart des étoiles se forment dans les amas stellaires, les binaires peuvent interagir aussitôt qu'elles sont formées. Ces interactions ont tendance à ioniser les systèmes et donc à réduire la fréquence de binaires. Kroupa (1995) a démontré que, même si on commençait avec 100 % de binaires, les interactions peuvent diminuer

cette fréquence jusqu'à celle qui est observée (voir Fig. 14). Les interactions n'enlèvent que les systèmes avec des séparations plus grandes qu'une séparation critique, donc ils ne peuvent pas affecter le nombre de binaires serrées.

7. Conclusions

La formation de systèmes binaires et multiples est probablement due à la fragmentation des nuages moléculaires pendant ou juste après l'effondrement. La fragmentation durant l'effondrement forme les systèmes avec des séparations allant de quelques à quelques milliers d'unités astronomiques. Ils sont en général très excentriques et peuvent avoir des rapports de masses de $0.1 \lesssim q \lesssim 1.0$.

La fragmentation des disques circumstellaires est causée par les instabilités rotationnelles et les couples gravitationnels qui transportent le moment cinétique vers l'extérieur du système. Les binaires qui sont formées par ces instabilités ont des séparations de l'ordre du rayon du disque quand le disque se fragmente. Cela veut dire des séparations plus petites que quelques centaines d'unités astronomiques.

La formation de binaires avec des séparations de moins d'une unité astronomique est actuellement difficile à expliquer. Il est possible que la fragmentation des disques à la fin du deuxième effondrement puisse former des systèmes aussi serrés mais il serait nécessaire d'avoir des conditions initiales très précises pour éviter que le premier cœur protostellaire reste stable aux instabilités rotationnelles.

L'accrétion du restant du nuage peut changer les propriétés des binaires. Si le système accrete la plus grande part de sa masse, le fait que le moment cinétique augmente avec le rayon du nuage initial implique que les masses devront avoir tendance à être égales.

Finalement, les interactions stellaires et avec les disques circumbinaires peuvent affecter les séparations et même la fréquence des binaires. Les disques circumbinaires enlèvent le moment cinétique du système et diminuent la séparation. La désintégration des systèmes multiples non-hiérarchiques pourrait aussi peupler les binaires serrées. Pour les systèmes formés dans les amas stellaires, les interactions avec d'autres étoiles peuvent ioniser les systèmes et donc diminuer la fréquence des binaires observées.

Références

- [1] Artymowicz P., Clarke C. J., Lubow S. H., Pringle J. E., 1991, ApJ, 370, L35
- [2] Artymowicz P., Lubow S. H., 1994, ApJ, 421, 651

- [3] Bate M.R., 1998, *ApJL*, 508, L95
- [4] Bate, M. R. 2000, *MNRAS*, 314, 33
- [5] Bate M.R., Bonnell I.A., 1997, *MNRAS*, 285, 33
- [6] Bate M.R., Bonnell I.A., Price N.M, 1995, *MNRAS*, 277, 362
- [7] Blitz L., 1991, in *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, ed. C. Lada and N. Kylafis (Kluwer :Dordrecht) p. 3
- [8] Bodenheimer, P., Tohline, J.E., Black, D.C. 1980, *ApJ* 242, 209
- [9] Bonnell I.A., 1994, *MNRAS*, 269, 837
- [10] Bonnell I.A., 1999, in *The Origin of Stars and Planetary Systems*, eds C Lada nad N. Kylafis, (Dordrecht) p. 479
- [11] Bonnell I.A., Martel H., Bastien P., Arcoragi J.-P., Benz W., 1991, *ApJ*, 377, 553
- [12] Bonnell I.A., Arcoragi J.-P., Martel H., Bastien P., 1992, *ApJ*, 400, 579
- [13] Bonnell I.A., Bastien P., 1992, *ApJ*, 401, 654
- [14] Bonnell I.A., Bate M.R., 1994a, *MNRAS*, 269, L45
- [15] Bonnell I.A., Bate M.R., 1994b, *MNRAS*, 271, 999
- [16] Bonnell I.A., Bate M.R., Zinnecker H., 1998, *MNRAS*, 298, 93
- [17] Bonnell I.A., Martel H., Bastien P., Arcoragi J.-P., Benz W., 1991, *ApJ*, 377, 553
- [18] Boss A.P., 1986, *ApJS*, 62, 519
- [19] Boss A.P., 1989, *ApJ*, 346, 336
- [20] Boss A.P., 1993, *ApJ*, 410, 157
- [21] Boss A.P., Bodenheimer P., 1979, *ApJ*, 234, 289
- [22] Burkert A., Bodenheimer P., 1996, *MNRAS*, 280, 1190
- [23] Clarke, C.J., Pringle J.E., 1991, *MNRAS*, 249, 584
- [24] Duquennoy A., Mayor M., 1991, *A&A*, 248, 485
- [25] Durisen R.H., Gingold R.A., Tohline J.E., Boss A.P. 1986, *ApJ*, 305, 281
- [26] Ghez A.M., 1995, in *Evolutionary Processes in Binary Stars*, eds Wijers R., Davies M., Tout C., Kluwer Academic, p. 1.
- [27] Goodman, A., Benson, P., Fuller, G., & Myers, P. 1993, *Ap J*, 406 528
- [28] Hall S.M., Clarke C.J., Pringle J.E., 1996, *MNRAS*, 278, 303
- [29] Horton A.J., Bate M.R., Bonnell I.A., 2000, *MNRAS*, in press
- [30] Jeans J., 1919, *Problems of Cosmogony and Stellar Dynamics*, (Cambridge U.P.).
- [31] Kroupa P., 1995, *MNRAS*, 277, 1491
- [32] Larson R.B. 1969, *MNRAS*, 145, 271

- [33] Lin C. C., Mestel L., Shu F.H., 1965, ApJ 142, 1431
- [34] Mason B. D., Gies D. R., Hartkopf W. I., Bagnuolo W. G., Brummelaar T. T., McAlister H. A., 1998, AJ, 115, 821
- [35] Mathieu R.D., 1994, ARA&A, 32, 465
- [36] McDonald J.M., Clarke C.J., 1993, MNRAS, 262, 800
- [37] McDonald J.M., Clarke C.J., 1995, MNRAS, 275, 671
- [38] Miyama S., Hayashi C., Narita S., 1984, ApJ, 279, 621
- [39] Monaghan, J.J. 1994, ApJ, 420, 692
- [40] Monaghan, J.J., Lattanzio, J.C. 1986, A&A, 158, 207
- [41] Myers P.C., Fuller G.A., Goodman A.A., Benson P.J., 1991, ApJ, 376, 561
- [42] Nelson R.P., Papaloizou, J.C. 1993, MNRAS, 265, 905
- [43] Nelson R.P., 1998, MNRAS, 298, 657
- [44] Pringle, J.E. 1991, MNRAS, 248, 759
- [45] Smith K. W., Bonnell I. A., Bate M. R., 1997, MNRAS, 288, 1041
- [46] Sterzik M., Durisen R., 1998, A&A, 339, 95
- [47] Sterzik M., Durisen R., 1999, in *Star Formation 1999*, ed T. Nakamoto, Nobeyama Radio Observatory, p.387
- [48] Tohline J. E., 1982, Fund. of Cos. Phys., 8, 1
- [49] Yorke H.W. 1993, in *Massive Stars : Their Lives in the interstellar Medium*, eds. J. Cassinelli, E. Churchwell, ASP Conf. Ser. 35, p. 45