La conservation du moment cinétique du nuage interstellaire aux étoiles sur la séquence principale

Denis Gialis*

Introduction

Nous savons depuis longtemps que les étoiles naissent dans de vastes nuages moléculaires froids constitués de gaz et de poussières et qui sont observés le plus souvent dans les disques des galaxies. Au début du siècle, le modèle de formation stellaire était très simple ; ces nuages s'effondraient sous l'effet de leur propre gravité pour former des proto-étoiles. Tout en continuant d'accréter la matière autour d'elle, la proto-étoile voyait sa température et sa densité augmenter en son cœur jusqu'à ce que s'enclenche la fusion nucléaire ; l'étoile est née. Malheureusement, ce modèle oublie de prendre en compte une relation fondamentale entre la manière dont les corps changent de taille et leur vitesse de rotation. Cette loi s'appelle *la conservation du moment cinétique*; pour un nuage interstellaire ou pour une étoile, le moment cinétique total par rapport à l'axe de rotation de vecteur directeur unitaire $\vec{u}$ s'écrira ;

$$J = u \cdot \int_{M \in (S)} \rho(M) \cdot \overrightarrow{OM} \wedge \vec{v}(M) \cdot \mathrm{d}\tau$$

où (S) est le système physique considéré (nuage ou étoile), ρ (M) la masse volumique en un point M de (S), $\vec{v}(M)$ la vitesse de ce point M par rapport à l'axe de rotation et O un point de l'axe.
Comme $\vec{v}(M) = \vec{\omega} \wedge \overrightarrow{OM} = \omega \cdot (\vec{u} \wedge \overrightarrow{OM})$, où $\vec{\omega}$ est le vecteur rotation, on a ;

$$J = \omega \cdot \int\int\int (\vec{u} \wedge \overrightarrow{OM})^2 \cdot \rho(M) \cdot \mathrm{d}\tau \text{ (avec } |\vec{u} \wedge \overrightarrow{OM}| = r)$$

Donc,

$$J = \omega \cdot I$$

où $I = \int\int\int r^2 \cdot \rho(M) \cdot \mathrm{d}\tau$ est le moment d'inertie de (S).
Par exemple, pour une sphère de densité homogène ; $J = (2/5) \cdot M \cdot R^2 \cdot \omega$
Si (S) est un système isolé, alors il y a conservation du moment cinétique J au cours du temps ;

$$\mathrm{d}J/\mathrm{d}t = 0$$

Une des conséquences de cette loi est que lorsqu'un nuage interstellaire en rotation s'effondre sur lui-même, sa vitesse de rotation augmente et ce, jusqu'à tel point que la force centrifuge peut finir par l'emporter sur la gravité. Ainsi, le gaz ne peut pas continuer sa chute vers le

*Docteur en Astrophysique - Université J. Fourier, Grenoble.

centre (ou la surface de la proto-étoile) et les densités et températures nécessaires à la fusion nucléaire ne sont jamais atteintes. C'est ce que l'on peut appeler le *mur de rotation*. Il est atteint pour une vitesse de rotation critique $v_c = \sqrt{GM/R}$ où M est la masse du nuage et R le rayon de l'étoile. C'est à ce stade que les données observationnelles entrent en jeu. Il apparaît tout d'abord que les étoiles jeunes qui arrivent dans la séquence principale ont des vitesses de rotation qui sont seulement de l'ordre de 10% de la valeur critique v_c . Pourtant, la plupart des nuages moléculaires ont des moments cinétiques suffisamment élevés pour que, lors d'un l'effondrement, cette vitesse critique soit atteinte.
Cela amène donc plusieurs questions ; en raison de la conservation du moment cinétique, faut-il que les étoiles naissent uniquement de nuages moléculaires dont les moments cinétiques sont faibles?
Quelles sont les preuves observationnelles d'un changement de moment cinétique à chaque phase de la formation stellaire?
Enfin quels processus physiques pourraient expliquer une diminution du moment cinétique lors de l'évolution stellaire?

Les origines des moments cinétiques

Si les observations confirment l'existence des moments cinétiques dans les nuages interstellaires notamment, il n'en demeure pas moins que leurs origines sont assez mal connues.
Une première hypothèse amène à considérer la rotation du disque galactique. Le vecteur rotation d'un nuage interstellaire au sein d'une galaxie serait alors parallèle au vecteur rotation de celle-ci tout en ayant un sens égal ou opposé. Les mesures de moments cinétiques dans les nuages moléculaires géants ne sont d'ailleurs pas incompatibles avec cette hypothèse même si les nuages qui ont un sens de rotation rétrograde posent quelques problèmes. Cependant, les observations montrent également que les directions des axes de rotations des étoiles aux orbites des étoiles binaires sont distribués aléatoirement.
La seconde hypothèse serait que les moments cinétiques proviennent de la turbulence du milieu interstellaire dans lequel se formeraient des zones plus ou moins denses dans lesquelles le champ magnétique jouerait un rôle non négligeable. Mais cette hypothèse fait encore l'objet de controverses.
Ainsi, que ce soit la rotation du disque galactique ou la turbulence interstellaire, il reste difficile d'établir quelle est l'origine des moments cinétiques observés dans les étoiles.

Les nuages interstellaires

Les moments cinétiques sont mesurés dans des nuages interstellaires dont la taille varie de 0.1 à 25 pc. Des nuages moléculaires géants ont typiquement des masses de $1.5 \cdot 10^5 M_\odot$ pour un rayon de 23 pc. L'analyse spectroscopique d'une coupe de nuage permet de mettre en évidence un mouvement de rotation. En effet, un décalage dans les raies spectrales apparaîtra par effet Doppler. Malheureusement, outre le fait qu'il faut supposer que la rotation est uniforme dans le nuage, l'interprétation des mesures reste difficile car l'angle entre la ligne de visée et l'axe de rotation n'est pas déterminé. Enfin, certains phénomènes peuvent faire croire à un mouvement de rotation comme, par exemple, le vent d'une étoile proche qui pourrait accélérer certaines

parties du nuage ou bien tout simplement des phénomènes de turbulence.
Cependant, on peut estimer grâce aux observations qu'un nuage moléculaire géant typique d'un rayon de 23 pc, aura une vitsse angulaire de $1.5 \cdot 10^{-15} rad \cdot s^{-1}$ et un moment cinétique par unité de masse (ou moment cinétique spécifique) de l'ordre de $3 \cdot 10^{24} cm^2 \cdot s^{-1}$. Dans des nuages plus petits, la valeur du moment cinétique spécifique passe de $10^{21} cm^2 \cdot s^{-1}$ pour un rayon de l'ordre de 0.05 pc à $10^{24} cm^2 \cdot s^{-1}$ pour un rayon de 10 pc. Par ailleurs, il semble que la vitesse angulaire d'un nuage ne diminue pas assez rapidement par comparaison au moment angulaire spécifique, qui est quant à lui proportionnel à $R^{1.6}$, pour assurer la conservation du moment cinétique.

Les proto-étoiles

Les proto-étoiles sont constituées d'un cœur dense en phase de contraction gravitationnelle caché par un disque d'accrétion opaque émettant essentiellement dans l'infrarouge entre 60 et $100\,\mu m$. Si le disque rend impossible la mesure directe de la vitesse de rotation du noyau, il existe cependant des méthodes indirectes de détermination. Le principal modèle utilise d'ailleurs comme paramètres, le taux d'accrétion de masse, la masse du cœur dense et la vitesse de rotation du nuage. On observe également la distribution spectrale en énergie et la luminosité de la source. Cela permet d'évaluer des moments cinétiques spécifiques de $3.2 \cdot 10^{20}$ à $8.0 \cdot 10^{21}\, cm^2 \cdot s^{-1}$ en supposant que la proto-étoile est sphérique avec une densité uniforme et un rayon de $2 \cdot 10^{17}\, cm$.

Les étoiles T-Tauri

Lorsqu'une étoile sort enfin de son enveloppe gazeuse primordiale et devient visible, elle rentre dans la phase de Pré-Séquence Principale (P.M.S). Les étoiles de faibles masses ($< 2\, M_\odot$) sont alors appelés T-Tauri. Elles sont caractérisées par la présence d'un champ magnétique intense (Edwards 1994, Montmerle et al. 1993). Par ailleurs, les observations montrent une forte proportion d'étoiles binaires ou multiples dans la population P.M.S. Pour étudier le moment cinétique total de ces objets, il faut donc, de manière générale, connaître les propriétés orbitales des binaires, le moment cinétique orbital du disque et les moments cinétiques de rotation des étoiles elles-mêmes. Les propriétés orbitales des binaires peuvent être déterminées par divers moyens comme, par exemple, des méthodes spectroscopiques (Mathieu, 1992, 1994) ou des méthodes d'occultation lunaire (Simon et al. 1992, Richichi et al. 1994). Pour évaluer la vitesse de rotation des étoiles, on peut utiliser deux méthodes différentes ; la première consiste à une analyse spectroscopique de raies dont la largeur est proportionnelle à $v \cdot sini$ où v est la vitesse de rotation de l'étoile et i l'angle que fait son axe de rotation avec la ligne de visée. La distribution de i est aléatoire. Malheureusement cette méthode ne fournit pas directement la vitesse v et sa précision de mesure est d'environ $10\, km \cdot s^{-1}$. La seconde méthode utilise quant à elle les fluctuations de luminosités de l'étoile. En effet, les T-Tauri sont des étoiles actives qui possèdent de nombreuses taches plus sombres sur leur disque. En supposant que le temps d'évolution d'une configuration de taches est plus grand que le temps de rotation de l'étoile, on peut déduire de la périodicité des fluctuations de luminosité de l'étoile sa vitesse angulaire. Cette méthode, qui n'est pas applicable à toutes les étoiles, fournit des mesures de vitesses avec

une précision relative de 10%.

Evolution du moment cinétique dans la formation des étoiles de faible masse

Le tableau suivant donne les valeurs caractéristiques des moments cinétiques spécifiques de plusieurs objets ;

Objet	J/M en $cm^2 \cdot s^{-1}$
Nuage moléculaire (1 pc)	10^{23}
Cœur de nuage moléculaire (0.1 pc)	10^{21}
Binaire de période 10^4 ans	$4 \cdot 10^{20}$ à 10^{21}
Binaire de période 10 ans	$4 \cdot 10^{19}$ à 10^{20}
Binaire de période 3 jours	$4 \cdot 10^{18}$ à 10^{19}
Disque de 100 U.A (avec une étoile centrale de $1M_\odot$)	$4.5 \cdot 10^{20}$
T-Tauri	$5 \cdot 10^{17}$
Soleil (aujourd'hui)	10^{15}

A travers ce tableau, on peut distinguer trois étapes dans la formation d'une étoile de faible masse dans lesquelles le moment cinétique joue un rôle important ; la première concerne la contraction gravitationnelle du nuage moléculaire en son cœur. On voit que le moment cinétique spécifique est diminué d'un facteur cent lors de cette phase. Ce comportement suggère un couplage magnétique entre le nuage moléculaire et son cœur plus dense faiblement ionisé. Ce couplage magnétique permet le transport d'une partie du moment cinétique vers les régions externes du nuage. Le freinage magnétique qui en résulte aboutit généralement à un cœur en rotation uniforme entouré d'une enveloppe en rotation lente. De plus, des calculs numériques (Dorfi, 1989) ont montré que ce freinage tend à aligner les directions du champ magnétique et du moment cinétique même s'il n'y a pas de réelle confirmation observationnelle. Cependant, cette explication ne permet pas de comprendre le phénomène de fragmentation d'un nuage en plusieurs cœurs à l'origine des systèmes binaires ou multiples.
La deuxième étape est celle de l'effondrement protostellaire et la fragmentation du nuage initial. On peut constater clairement qu'entre le cœur dense d'un nuage moléculaire et la T-Tauri, le moment cinétique spécifique est diminué au moins par un facteur mille. D'où vient cette perte de moment cinétique ? Il est établi, et les observations le confirment en partie, que cette perte est due à la formation de disques et de systèmes binaires ou multiples [1]. Le moment cinétique orbital d'une binaire a d'ailleurs le même ordre de grandeur que celui du cœur du nuage sauf si la binaire est une binaire serrée à courte période. Par ailleurs, autour de chaque composante d'une binaire, il apparaît un disque. Aussi, lorsque le nuage s'effondre, la distribution du moment cinétique est telle qu'une grande partie de la matière atterrit sur le disque plutôt que sur l'étoile centrale (Cassen, Noosman, 1981). Le disque, trop massif, est gravitationnellement instable. Des simulations ont montré alors que le transfert du moment cinétique s'accompagne de l'apparition de structures spirales dans le disque et ce, d'autant plus que la masse du disque est importante. Enfin, un transfert de masse du disque vers l'étoile a lieu sur des échelles de temps de 10^5 ans comparable à la durée de la phase d'effondrement protostellaire.

La troisième étape concerne la phase T-Tauri. On constate que le moment cinétique spécifique d'une étoile T-Tauri diffère d'un facteur cent de celui d'une étoile de la séquence principale comme le Soleil [2]. De plus, si les T-Tauri ont presque toutes des vitesses de rotation de l'ordre $10km \cdot s^{-1}$, on observe un étalement des vitesses pour les étoiles entrant dans la séquence principale (ou Z.A.M.S) de 20 à $160\,km \cdot s^{-1}$ alors que pour les étoiles de la séquence principale, elles redescendent autour de quelques $km \cdot s^{-1}$. Pour expliquer cela, on considère qu'une T-Tauri peut connaître deux sortes d'évolution. La première a lieu pour les T-Tauri qui ont conservé leur disque d'accrétion. Dans une telle configuration, le couplage entre le champ magnétique de l'étoile et la matière du disque tend à freiner la vitesse de rotation de l'étoile qui continue cependant à augmenter légèrement du fait de la contraction gravitationnelle. Il n'y a alors plus de conservation du moment cinétique pour l'étoile mais un transfert de moment cinétique vers l'extérieur du disque. Cela s'accompagne également par un transfert de masse du nuage vers l'étoile. La seconde possibilité d'évolution concerne les T-Tauri qui ont perdu leur disque. La phase de contraction qu'elles subissent (et donc la diminution de leur rayon) amène ces étoiles à augmenter leur vitesse de rotation sans que rien ne puisse les freiner. Il y a alors tout simplement conservation du moment cinétique.
L'évolution de ces deux types de T-Tauri (avec ou sans disque) une fois entrées dans la séquence principale est identique et la perte de moment angulaire se fait lentement et proportionnellement à la perte de masse due au vent stellaire [3]. On a la relation ;

$$\mathrm{d}J/\mathrm{d}t \propto \Omega_* \cdot \mathrm{d}M/\mathrm{d}t \cdot R_*^2$$

où Ω_* est la vitesse de rotation de l'étoile, M sa masse et R_* son rayon.

Conclusion

Les observations et les mesures de moments cinétiques semblent indiquer qu'à chaque étape de leur formation, les étoiles de faibles masses perdent du moment cinétique au profit de la matière qui les entoure ou dans le cadre de la formation de systèmes binaires. Si diverses théories expliquent les processus physiques qui amènent à cette constatation, les données observationnelles sont trop peu nombreuses et trop imprécises pour établir une description détaillée des mécanismes en jeu. Enfin, le problème de la conservation du moment cinétique concernant les étoiles massives ($> 2\,M_\odot$) qui n'a pas été abordé ici, constitue une des limites de la recherche actuelle étant donné le peu de recul observationnel en ce domaine.

Quelques références

[1] J. Bouvier, M. Forestini, S.Allain, *The angular momentum evolution of low-mass stars*, Astronomy & Astrophysics.
[2] P. Bodenheimer, *Angular Momentum Evolution of Young Stars and Disks*, Annual Review Astronomy & Astrophysics.
[3] L. Hartmann, *Accretion Processes in Star Formation*, Cambridge Astrophysics Series.