

Dynamisk opvarmning af Mælkevejens skive

Af

MICHAEL CRAMER ANDERSEN

Michael Cramer Andersen er tidligere Gamma-redaktør (1993-2001) og har siden 1999 været nyhedsredaktør på KVANT. Han arbejder for tiden som kommunikationsmedarbejder ved Niels Bohr Institutet.

Email: kommunikation@nbi.dk, cramer@astro.ku.dk

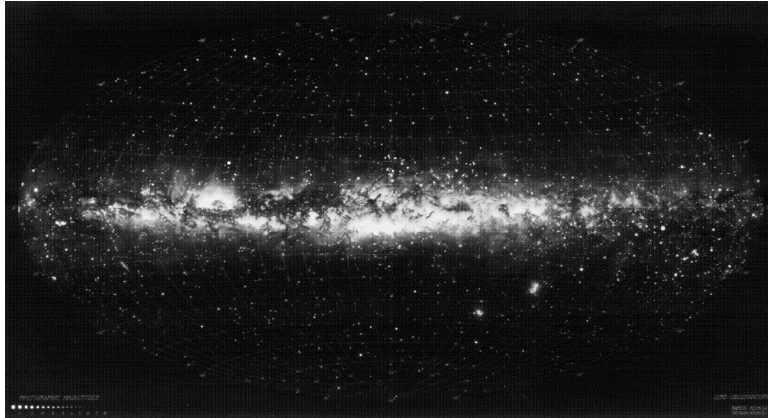
En galakse kaldet Mælkevejen

Vi lever i en almindelig skiveformet spiralgalakse som består af et par hundrede milliarder stjerner. Mange kulturer har valgt at kalde det lysende bånd på himlen for Mælkevejen eller på græsk: *galaxias* som betyder mælk. Det lysende bånd dækker over en rumlig struktur som vi ser projiceret ind på synsretningen. Vi kan f.eks. ikke se spiralarmene fordi vi selv befinder os nede i skiven.

Mellem stjernerne findes interstellar gas og støv som vejer hvad der svarer til ca. $2/3$ af massen af stjernerne. I skiven er der spiralarme, bølger med højere tæthed af stof og lys, som opstår og forsvinder. I centrum af galaksen er der en central bule, med nogle af de ældste stjerner, og en mørk halo omkranser hele systemet.

1 Spiralarme og molekylskyer

Set over tidsrum på få hundrede mio. år er Mælkevejens skive et meget dynamisk system. Galaksen roterer på ca. 250 mio. år og på denne tid



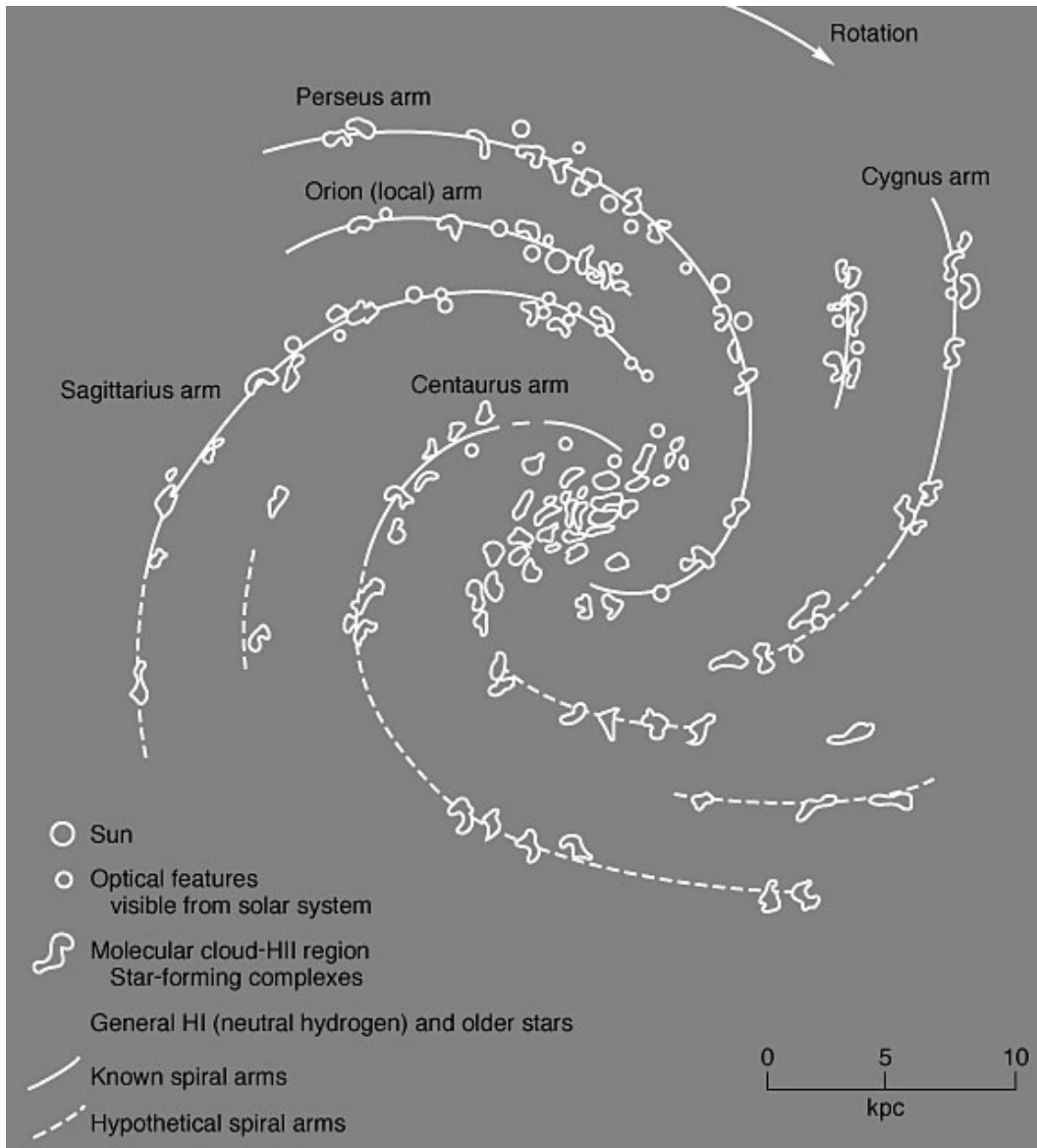
Figur 1: Kort over Mælkevejen tegnet i 1940'erne på Lunds Observatorium. Når vi kigger ud af skiven (over eller under det lysende bånd) ser vi ikke nær så mange stjerner som når vi kigger på det lysende bånd, d.v.s. på langs af skiven.

er spiralarmene forsvundet og gendannet flere gange. Spiralarmene lyser primært p.g.a. lysstærke stjerner med en relativt kort levetid på 10-50 mio. år. Disse stjerner dannes i store molekylskyer, som består af koncentreret interstellær gas og støv.

De store molekylskyer består mest af gasserne brint og helium men deres beskedne indhold af molekyler og støvkorn spiller en afgørende rolle for afkølingen af gassen hvilket får skyerne til at trække sig sammen og danne stjerner. Mens der foregår stjernedannelse i disse store molekylskyer driver de rundt i Mælkevejens skive. Selv om antallet af store molekylskyer er nogenlunde konstant ca. 2000, er de på ingen måde statiske. De når næppe en kvart omgang rundt før den kraftige stråling fra nydannede stjerner har ødelagt skyerne og de tungeste stjerner eksploderer som supernovaer og sender chokbølger gennem galaksen. Chokbølgerne presser den tynde interstellære gas sammen et nyt sted til små gasskyer, der samler sig ved tyngdekraftens hjælp til nye store molekylskyer og en ny generation af stjerner fødes med et lidt større indhold af tungere grundstoffer efterladt af bl.a. supernovaerne. Således dannes stjerner kontinuerligt i spiralgalaksens kredsløb og der er gas nok i Mælkevejen til fortsat stjernedannelse i mia. år endnu.

Vi kan ikke så nemt se spiralarmene i Mælkevejen, men molekylskyernes positioner og afstande kan bestemmes hvorved Mælkevejens tredid-

mensionelle struktur kan kortlægges og det er primært molekylskyer som udgør spiralarmene.



Figur 2: Kort over molekylskyer med Mælkevejens spiralarme indtegnet. Solen ligger i Orion-armen. Fra [1]

2 Stjernerens bevægelse i skiven

Helt unge stjerner bevæger sig i næsten cirkelformede baner bestemt af de molekylskyer som de er blevet født i. Men der er flere stødprocesser i Mælkevejens skive som kan ændre stjernernes bevægelsesmønstre. Gamle stjerner har således større tilfældige hastigheder både vertikalt og radielt, d.v.s. de svinger mere op og ned i skiven og har mere elliptiske baner og er ligefrem rykket længere ind mod galaksens centrum eller ud i forhold til deres dannelsessted. Denne effekt kaldes *dynamisk opvarmning* helt analogt til, at en højere temperatur af en gas svarer til større tilfældige hastigheder af partiklerne i gassen. I klassisk stellardynamik er 'partiklerne' stjerner, og kollisioner regnes for forsvindende undtagen i tætte områder som i Mælkevejens centrum.

I 1930'erne og 1940'erne blev det fundet, at *hastighedsdispersionen* som er et mål for de tilfældige hastigheder, af varme (unge) blå stjerner var lavere end hastighedsdispersionen af kolde (gamle) røde stjerner. I 1950'erne blev det foreslået at store molekylskyer kunne være ansvarlige for de tilfældige hastigheder af gamle stjerner. Disse molekylskyer blev observeret i det følgende årti hvor det også blev klart, at effekten ikke havde noget med stjernens spektraltype (farve) at gøre men at stigningen i hastighedsdispersionen hang sammen med stjernernes aldre. Endelig bød 1960'erne også på de første modeller for dynamisk opvarmning der skyldes spiralfeltet.

Forbedringer i observationerne resulterede i at R. Wielen i 1977 kunne beskrive udviklingen af hastighedsdispersionen med tiden ved en potenslov: $\sigma \propto t^\alpha$, hvor koefficienten α lå mellem 0,3 – 0,5. Dette resultat blev konfronteret med analytiske beregninger i 1980'erne der viste, at både den radielle og den vertikale hastighedsdispersion vokser med tiden som en potenslov med koefficienten $\alpha = 0,25$. Siden da har der været denne mindre uoverensstemmelse mellem observationer og teori. Observationerne var ikke af et tilstrækkeligt omfang og nøjagtighed til at udfordre teorien.

Med nye omfattende observationer foretaget de seneste ca. 15 år af bevægelser og aldre for flere tusinde dværgstjerner er der fornyet motivation til at udfordre teorien om opvarmning af Mælkevejens skive. Idéen

i det specialeprojekt som denne artikel bygger på [2], er at modellere Mælkevejens tyngdepotential ved hjælp af et baggrundsfelt med to store perturbationer: spiralfeltet og molekylskyerne. I dette potential er et antal teststjerners baner beregnet numerisk på en hurtig computer og resultatet sammenlignet med de nye observationer.

3 Mælkevejens tyngdepotential

Hvordan opstiller man en bevægelsesligning for et system med et par hundrede mia. stjerner? Vi skal se på en model for Mælkevejens globale tyngdefelt beskrevet ved et baggrundspotentiale, som stjernerne bevæger sig i, og med de vigtigste perturbationer: spiralarmene og molekylskyerne.

Baggrundspotentialet [3] består af tre komponenter, $\Phi(R, z) = \Phi_H + \Phi_C + \Phi_D$, skrevet i cylindriske koordinater, hvor $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ er radius (fra centrum) i xy-planen og z er højden over planen. Den totale radius er givet ved $r = \sqrt{R^2 + z^2}$. Længdeenhed er kiloparsec, $1 \text{ kpc} = 3,084 \cdot 10^{19} \text{ m}$. En solmasse, $1 M_\odot = 1,989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ og G er gravitationskonstanten. De tre komponenter er: den sfærisk symmetriske *mørke halo*,

$$\Phi_H = \frac{1}{2} V_H^2 \ln(r^2 + r_0^2), \quad V_H = 210 \text{ km/s} \quad \text{hvor } r_0 = 8.5 \text{ kpc} \quad (1)$$

De *centrale dele* er domineret af to Plummer-potentialer som på store afstande ligner et Newtonsk potentiale for en punktmasse men de er blødet op nær centrum med parameteren r_C ,

$$\Phi_C = -\frac{GM_{C_1}}{\sqrt{r^2 + r_{C_1}^2}} - \frac{GM_{C_2}}{\sqrt{r^2 + r_{C_2}^2}} \quad \text{hvor } r_{C_1} = 2,7 \text{ kpc}, \quad (2)$$

$$M_{C_1} = 3,0 \cdot 10^9 M_\odot, \quad r_{C_2} = 0,42 \text{ kpc}, \quad M_{C_2} = 1,6 \cdot 10^{10} M_\odot$$

Skiven eller *disken* er modelleret af tre Miyamoto-Nagai potentialer hvor skalahøjden og skalalængden er relateret til hhv. $b = 0,3 \text{ kpc}$ og a_n ,

$$\Phi_{D_n} = -\frac{GM_{D_n}}{\sqrt{R^2 + (a_n + \sqrt{z^2 + b^2})^2}}, \quad n = 1, 2, 3 \quad (3)$$

$$M_{D_1} = 6.6 \cdot 10^{10} M_\odot, \quad M_{D_2} = -2.9 \cdot 10^{10} M_\odot, \quad M_{D_3} = 3.3 \cdot 10^9 M_\odot$$

Stjernerne følger næsten cirkelformede baner nær den galaktiske plan, $z = 0$, beskrevet ved cirkelhastigheden $v_{circ} = \sqrt{r \partial\Phi/\partial r}$:

$$v_{circ}^2 = \left(\frac{V_H^2}{r^2 + r_0^2} + \sum_{i=1}^2 \frac{GM_{C_i}}{(r^2 + r_{C_i}^2)^{3/2}} + \sum_{n=1}^3 \frac{GM_{D_n}}{(R^2 + (a_n + b)^2)^{3/2}} \right) \cdot r^2 \quad (4)$$

Denne teoretisk beregnede kurve følger den observerede flade rotationskurve pænt.

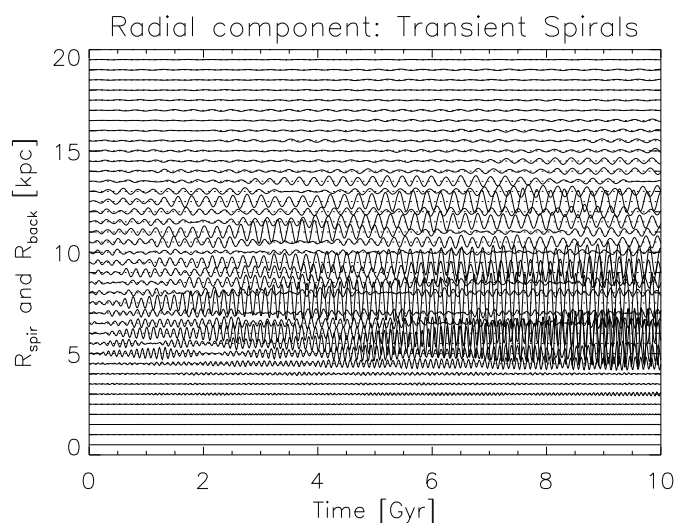
3.1 Spiralfeltet og molekylskyerne

Spiralfeltet modellerer transiente tæthedsbølger, en teori der oprindeligt er udviklet af C.C. Lin og F.H. Shu i 1966 [4]. B. Lindblad studerede resonanser i spiralfeltet. Spiralfeltet af tyngdepotentialet har i denne formalisme formen [5] (eksponentialfaktoren, $e^{-\eta t}$, er fra [6]):

$$\Phi_{spir}(R, \theta, t) = e^{-\eta t} C \cdot A(R) \cos(m(\Omega_p t - \theta) + \frac{m}{\tan i} \ln R) \quad (5)$$

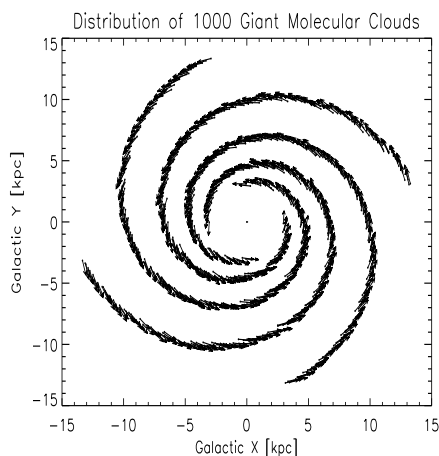
hvor R, θ er radius og vinkel i xy-planen, t er tiden i mio. år (Gyr). $C = 2, 4 \text{ (km/s)}^2$ giver styrken og enheden af potentialet, $A(R) = R^3 e^{-R/R_{max}}$ er en radiel amplitdefunktion med kontrolparameter $R_{max} = 2, 4 \text{ kpc}$, $m = 4$ er antallet af spiralarme, og $i = -0, 25$ er åbningsvinklen af armene. Funktioner og parametre er bestemt ved tilpasning til observationer. Spiralperturbationen der følger molekylskyerne svarer til 4 – 8% af overfladetætheden af gas og stjerner i skiven som er $\Sigma \cong 50 \text{ M}_\odot/\text{pc}^2$. Eksponentialfunktionen, $e^{-\eta t}$, med henfaldstiden η modellerer at spiralarmene hele tiden ødelægges og gendannes. Uden denne tidsafhængighed har spiralperturbationen kun effekt ved den indre Lindblad resonans, $R_{ILR} = 10, 5 \text{ kpc}$. Hvis spiralfeltet periodisk får maksimal styrke (hvert 100 mio. år) forstyrres stjerner over større dele af Galaksen:

Den anden vigtige perturbation er molekylskyerne. De modelleres ved et antal Plummer potentialer, $\Phi_P = -\frac{GM}{\sqrt{r^2 + b^2}}$, med parameteren $b = 0.100 \text{ kpc}$, der bestemmer den karakteristiske størrelse. Massen af observerede molekylskyer ligger fra $10^5 - 10^7 \text{ M}_\odot$ og der er i gennemsnit ca. 2000 skyer. Det er meget tidskrævende at integrere teststjerner i et potential der har flere tusinde komponenter så her er altid brugt 1000 molekylskyer med massen $1 - 2 \cdot 10^6 \text{ M}_\odot$. Skyerne placeres til at begynde med i spiralarmene



Figur 3: Et antal teststjerner er integreret i baggrundspotentialt alene (stiplede linjer) og med spiralperturbationen (fuldt optrukne linjer). De tilfældige hastigheder stiger for stjerner med afstand mellem $4,5 < R < 14,0$ kpc fra centrum over tidsrum på mellem $0 - 10$ mia. år (Gyr). Solen er placeret i afstanden ca. 8,5 kpc fra Galaksens centrum.

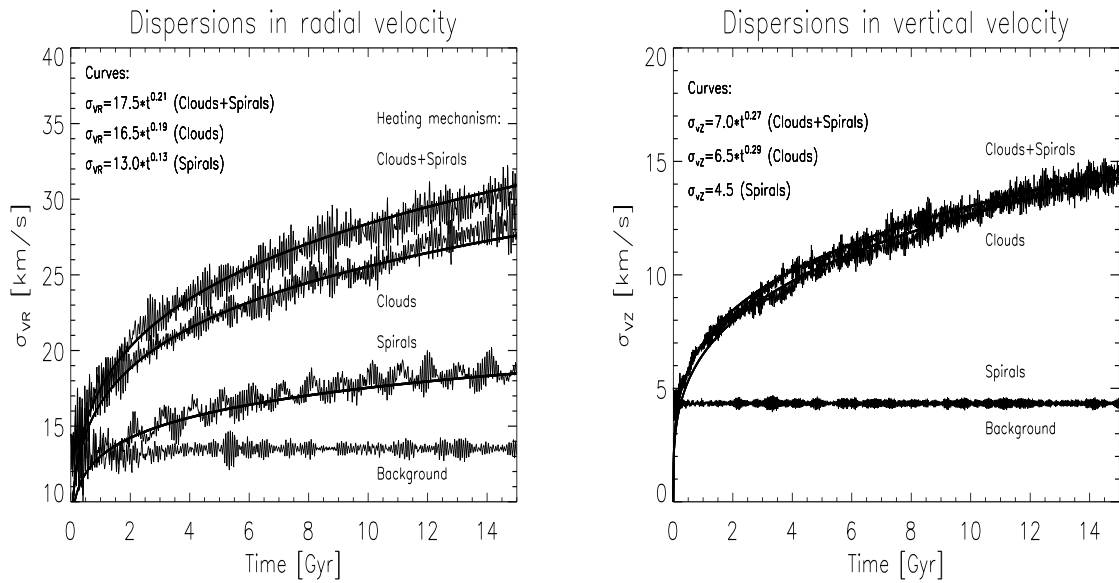
(se figur 4) og følger næsten cirkelformede baner rundt i Galaksen. Når spiralfeltet nulstilles startes molekylskyerne påny i spiralarmene.



Figur 4: Fordeling og hastighedsfelt af de 1000 molekylskyer.

4 Resultater af computersimuleringerne

Her præsenteres resultaterne af en simulering med 400 teststjerner placeret i Solens afstand fra Galaksens centrum, $R = 8,5$ kpc, og med små

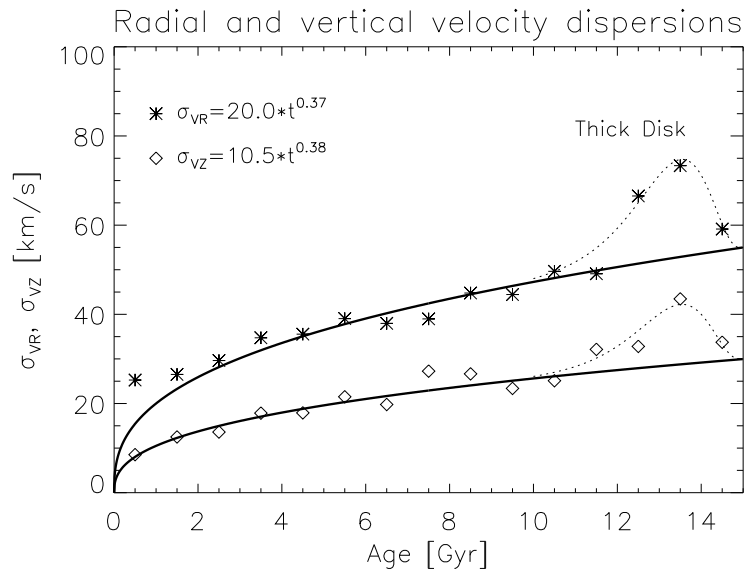


Figur 6: Til venstre: Radial hastighedsdispersion vokser som en potenslov. Effekten er størst ved både molekylskyer og spiralperturbation. Til højre: Vertikal hastighedsdispersion i samme simulering som den foregående. Kun molekylskyerne forårsager forstyrrelser i vertikal retning da z -komponenten af spiralfeltet er nul.

5 Observationer i Solens omegn

De observerede stjerner ligger relativt tæt omkring Solen og repræsenterer en meget lille del af Galaksen, men de kommer fra forskellige afstande og afspejler derfor stjerners dynamik i et langt større område af Galaksen.

Observationerne er hentet fra et nyt katalog [7] med astrofysiske parametre for 16.682 F og G stjerner (med potentielt lang levetid) i Solens omegn, samlet af Birgitta Nordström, Johannes Andersen og Erik Heyn Olsen fra Astronomisk Observatorium, NBIfAFG. Aldrene er bestemt af Bjarne R. Jørgensen. Johan Holmberg udvalgte 2896 stjerner, der både har gode kinematiske parametre (hastigheder i U, V og W retning) og præcise aldre (fejl mindre end 25%). Disse stjerner blev inddelt i aldersintervaller på én mia. år hvorved hastighedsdispersionerne kunne afbildes mod alderen:



Figur 7: Radielle og vertikale hastighedsdispersioner mod alder fra observationelle data.

6 Konklusion

Det ses, at observationerne kan tilpasses med potenslove (fede kurver) godt op til stjerner med en alder omkring 10 – 12 mia. år. Dette er netop alderen for den tykke skive (indikeret med en stiptet kurve) som nogle mener er dannet i forbindelse med at en dværggalakse kolliderede med Mælkevejen.

Koefficienterne for den observerede opvarmning ligger noget højere, $\alpha = 0,37 - 0,38$, end det der blev fundet i simuleringerne. Da observationerne nu er af en højere kvalitet tyder det på, at der skal inddrages en tredje mekanisme for at forklare hvad der har fået stjernernes tilfældige hastigheder til at stige så meget gennem de sidste godt 10 mia. år.

Det kan f.eks. være andre dværggalakser som har forstyrret i skiven. Dette debatteres i øjeblikket. Men vi kan konkludere, at Mælkevejssystemet ikke er nogen statisk struktur, der foregår en række spændende processer over lange tidsskalaer.

Litteratur

- [1] <http://members.nova.org/sol/chview/milkyway.jpg>

- [2] Andersen, M.C.: *Dynamical Evolution of the Galactic Disk - Disk Heating Mechanisms Tested in the Solar Neighbourhood*, speciale ved Astronomisk Observatorium, NBIfAFG, KU, juni 2002. Elektronisk version: www.astro.ku.dk/~cramer/
- [3] Flynn, C., Sommer-Larsen, J. og Christensen, P., *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **281**, 1027 (1996).
- [4] Lin, C. og Shu, F., *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **55**, 229 (1966).
- [5] Yuan, C., *ApJ*. **158**, 889 (1969).
- [6] Barbanis, B. og Woltjer, L., *ApJ*. **150**, 461 (1967).
- [7] Nordström, B. et al., *Astrophysics and Space Science* **265**, 235 (1999).