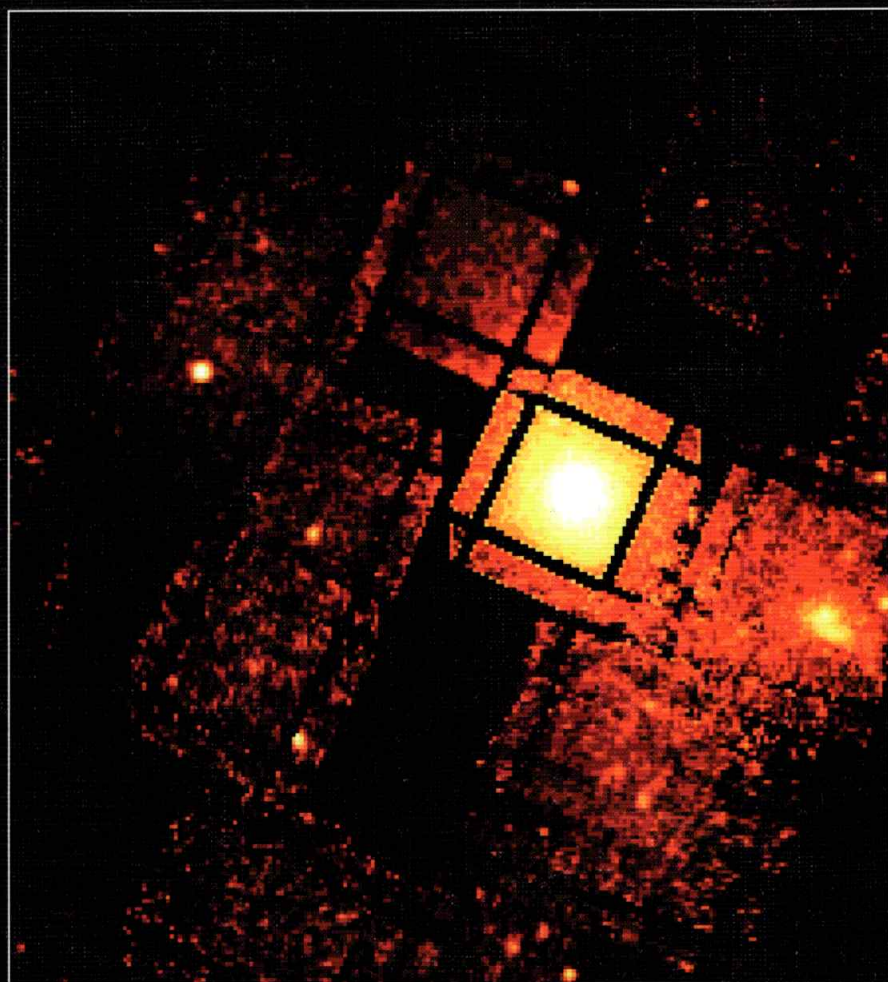


MØRKT STOF I UNIVERSET



ALLAN HORNSTRUP

FYSIKFORLAGET

Mørkt stof i Universet

Allan Hornstrup

Fysikforlaget
1996

Mørkt stof i Universet

© Allan Hornstrup og Fysikforlaget, 1996

Redaktion: Susanne Stubgaard

Opsætning og tegninger: Ole Vinther

Korrektur: Carsten Claussen og Niels Elbrønd Hansen

Sats og tryk: Budolfi Tryk, Aalborg

Forsidefoto: Røntgenbillede af en galaksehob kaldet Virgohoben med ellipsegalaksen M87 optaget med den amerikanske EINSTEIN røntgensatellit. Billedet er sammensat af mange enkeltoptagelser fra satellitten, fordi det område, der udsender røntgenstråling er så stort. Kilde: W. Forman, CfA, USA.

ISBN: 87-7792-010-4

1. udgave, 1. oplag, 1996

Kopiering fra denne bog er kun tilladt i overensstemmelse med overenskomst mellem Copy-Dan og Undervisningsministeriet.

Litteraturhenvisninger

Her følger en lille litteraturliste. Der er skrevet utroligt meget om mørkt stof i Universet, så listen er på ingen måde komplet. I flere af de anførte skrifter kan man finde andre henvisninger.

Alcock, C. et. al., *Nature*, **365**, 621, 1993.

Fabricant, D. and Gorenstein, P., *Astrophys. J.*, **267**, 535, 1983.

Flynn, C., *Astronomisk Tidsskrift* nr 1, 1995.

Koyama, K., Takano, S. and Tawara, Y., *Nature*, **350**, 135, 1991.

Lake, K., *Sky & Telescope* **84**, 613, 1992.

Mateo, M., *Sky & Telescope* **87**, 20, 1994.

Matthews, W. G., *Astrophys. J.*, **219**, 413, 1978.

Ostriker, J. P., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **31**, 689, 1993.

Rubin, V., *Science*, **220**, 1339, 1983.

Sargent, W. L. W., et. al., *Astrophys. J.*, **221**, 731, 1978.

Silk, J., *Sci. Am. Library*, 1994.

Trimble, V., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **25**, 425, 1987.

Indhold

Forord 4

1. Indledning 5

Astronomien i begyndelsen af århundredet 5

Det mørke stof "opdages" 5

Vera Rubin 7

Fritz Zwicky 8

Mørkt stof overalt! 8

2. Galakser og galaksehobe 9

Hvad er en stjerne? 9

Hvad er planeter? 10

Hvad er en galakse? 11

Hvad er en galaksehob? 14

BOX-1A: Keplers love 17

BOX-1B: Newtons love og teoremer 19

3. Mørkt stof – observationer i synligt lys 21

Synligt lys 21

Observationsmetoder i synligt lys 22

Kikkerten 22

Fotografisk registrering og CCD 25

CCDen – den moderne lysdetektor 26

Massebestemmelse af spiralgalakser ved rotationskurver 27

Massebestemmelse af ellipsegalakser 30

BOX-2: Teleskopet til synligt lys 31

BOX-3: Spektroskopi 33

BOX-4: Dopplereffekt 35

4. Mørkt stof – målinger i røntgenområdet 37

Røntgenastronomi 37

Røntgenstråling fra galaksehobe 39

Hvor kommer røntgenstrålingen fra? 40

Massebestemmelse fra observationer af røntgenstrålingen 41

UDDYBNING 43

BOX-5: Røntgenoptik 48

BOX-6: Røntgenemissionsprocesser 52

5. Mørkt stof – hvad er det så? 55

MACHOs: Massive Astrophysical Compact Halo Objects 55

Andre kandidater 58

6. Mørkt stof – og kosmologi 59

Universet udvider sig 59

Universets fremtid 60

Inflationsteorien 63

Har vi et mørkt stof problem? 64

Forord

Emnet for denne bog er *Mørkt Stof*. Mørkt stof er en samlet betegnelse for al det stof, man ikke kan se. Og med "se" menes ikke kun i det synlige område – stoffet giver sig kun til kende igennem indirekte målinger.

Bogen lægger især vægt på det observerende, dvs. målinger, der fører til erkendelsen af, at der må findes mørkt stof. Det mørke stof findes på alle skalaer i Universet, dvs. både i omegnen om vores egen galakse og mellem galakserne, og det er stadig en gåde for astronomerne. Det er uvist, hvor meget der er, og hvad det er. Det er måske endda uvist om, der er mørkt stof!

Bogen er skrevet for gymnasiet og indeholder derfor også en del øvelser, som kan regnes i forbindelse med gennemgangen af indholdet. Bogen indeholder også boxe, hvor det har været forsøgt at isolere emner, som har relation til det behandlede emne, men som ikke behøver indgå i selve teksten, selvom nogle af box-resultaterne bruges i teksten. Undtagelser er box 5 og 6, der er nødvendige for at forstå kapitel 4, men som er taget ud i boxe for at fastholde hovedsigtet med kapitlet. Vær opmærksom på, at øvelserne er vigtige for forståelsen af sammenhængen.

Ikke alle aspekter af emnet kan indeholdes i denne størrelse bog. Det er tilstræbt at tage områder frem, som belyser hovedproblemerne omkring mørkt stof. Der er endog medtaget et afsnit om den kosmologiske betydning af eventuelt mørkt stof, men selve kosmologien er her kun behandlet summarisk, og det kan derfor anbefales at finde supplerende materiale om dette spændende emne.

Bogen har været længe undervejs. Det er efterhånden mere end 4 år siden en lille gruppe fandt, at emnet om *Mørkt Stof i Universet* kunne være af interesse for gymnasiet. Denne lille gruppe bestod af Hans Ulrik Nørgaard-Nielsen, som oprindeligt kom med ideen, Leif Hansen, Knud Jepsen og Susanne Juul Stubgaard foruden undertegnede. Alle i gruppen skal have stor tak for deres indsats for at få bogen færdig. Størst tak går dog til Susanne for hendes imponerende indsats for at holde os alle til ilden og få bogen færdig. Den var aldrig blevet til noget uden hendes stadige opfordringer og inspirerende hjælp med korrekturlæsningerne allerede fra de første kapitler forelå i kladdeform, og hun har især gjort et kæmpearbejde med at få bogen gjort læsevenlig. Også en tak til Ole Vinther og Peter Frederiksen for hjælp med tegningerne. Endelig en tak til Rune V. Andersen og Aisha Hassan fra Nørre Gymnasium samt til Ove Østergaard og Claus Glunk, der har læst korrektur og foreslået rettelser.

Allan Hornstrup
Februar 1996

1. Indledning

Astronomien i begyndelsen af det 20. århundrede

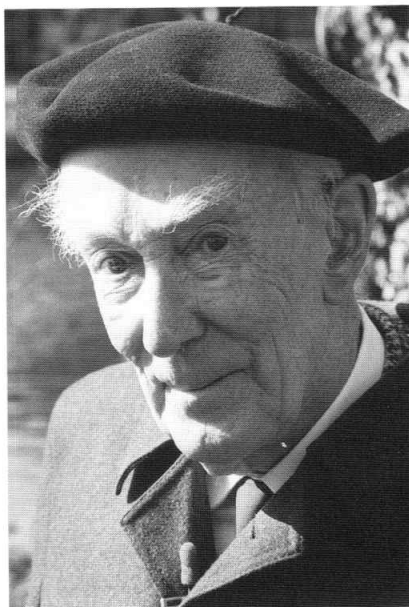
I begyndelsen af det 20. århundrede var næsten al astronomi baseret på observationer fra teleskoper, med især øjet som middel til at registrere himmelobjekterne. Men fotografering var netop ved at blive populært indenfor astronomi. Det har den fordel, at man kan gemme og analysere data om himmelobjekter på et senere tidspunkt.

Det astronomiske verdensbillede var dengang noget anderledes, end det vi har nu. Astronomerne mente, at Solen og solsystemet var placeret centralt i Universet. Denne opfattelse ændredes, da E. Hubble opdagede, at nogle af de tåger, man kan se på himlen, i virkeligheden er store stjernesamlinger (galakser) med flere hundrede milliarder stjerner. De ligner kun tåger, fordi afstandene til dem er meget store. Opdagelserne antydede, at vi selv bor i udkanten af en sådan stjernesamling. At mange af disse tåger synes at ligge langt væk, førte til et nyt verdensbillede.

Opdagelsen – eller erkendelsen – af det mørke stof kom i 1930'erne, hvor astronomerne forsøgte at finde ud af, hvordan Universet så ud nu, hvor man vidste, at tåger kunne være store stjernesamlinger, og at vi boede midt i en sådan.

Det mørke stof "opdages"

Det var den hollandske astronom Jan Oort (se figur 1), der først fremkom med ideen om mørkt stof i Universet. Han påviste i begyndelsen af 1930'erne, at Solen og de synlige stjerner og gassen imellem stjernerne alle er del af et fladtrykt, roterende system kaldet Mælkevejen. Han forsøgte at bestemme enkelte stjerners bevægelse i forhold til denne skive. Stjernerne bevæger sig rundt om skivens centrum, samt op og ned af skiven. Årsagen til disse bevægelser er tyngdekraften. Når stjernerne bevæger sig ud fra skiven, vil den samlede tyngdekraft fra de øvrige stjerner i skiven få stjernen til at "falde" ind mod skiven igen.

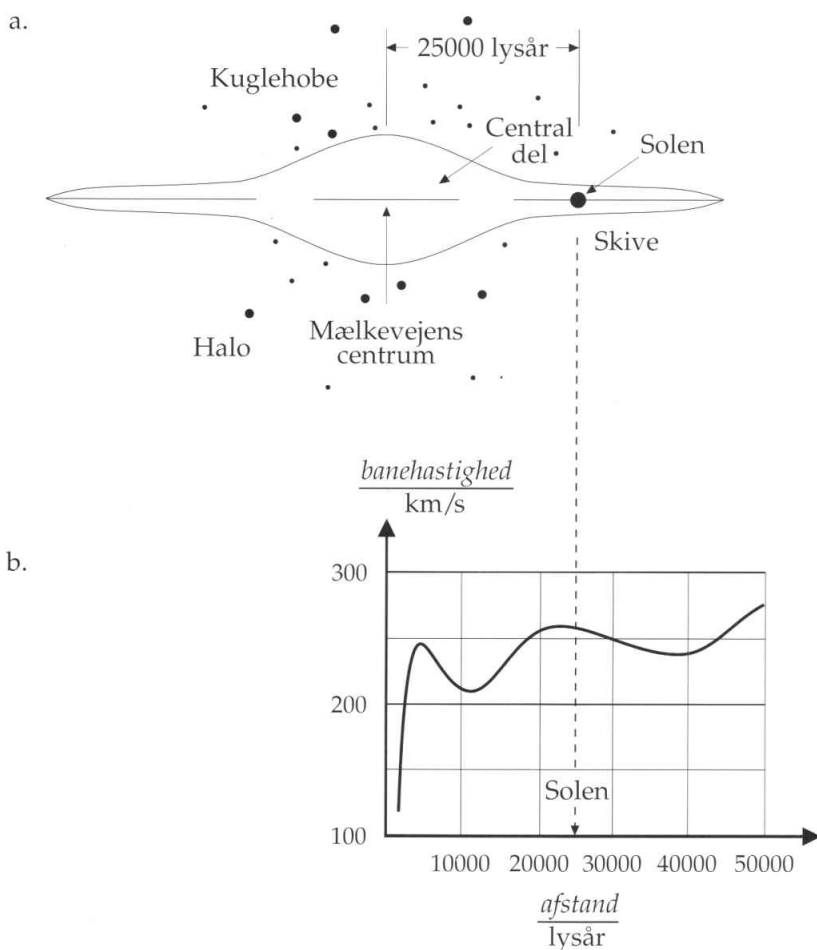


Figur 1. Jan Oort fra Leiden Observatoriet i Holland. Foto: Loek Zuyderduin.

I figur 2(a) ses en tegning af Mælkevejen med Solens placering indtegnet.

I vores afstand fra Mælkevejens centrum er alle stjerner – også Solen ca. – 200 mill. år om at fuldføre et omløb. Selvom astronomerne således kun er i stand til at følge en lille del af et omløb, lykkedes det for Oort at beskrive bevægelsernes fysik. Og da bevægelserne var bestemt, kunne han beregne den masse, der skulle til for at få stjernerne til at bevæge sig, som de gør. Derved opdagede han, at de synlige stjerner kun indeholdt 40% af den masse, der skulle til. Resten var mørkt stof. Hvor var de sidste 60%, og hvad bestod de af? I 1930'erne forklarede han det med, at teleskoperne ikke var gode nok til at se alle de svageste stjerner, og med bedre udstyr, ville man opdage de stjerner, som manglede for at få masse nok.

Han gentog imidlertid eksperimentet i 1960'erne med bedre teleskoper. Han fik helt samme resultat. Det kom som en overraskelse for astronomerne, og lige siden er der kommet mange interessante teorier om, hvad dette mørke stof består af.



Figur 2. a) Mælkevejen skematisk (fra kanten), med vores Sols placering indtegnet.
b) Rotationskurve for Mælkevejen – se senere for uddybende forklaring.

Vera Rubin

Der var i starten mange, der var i tvivl om fortolkningen af Oorts observationer. Kunne de forklares på anden måde? Men da den amerikanske astronom Vera Rubin (Figur 3) i detaljer undersøgte, hvordan andre galakser (mælkevejssystemer) roterede, og viste, at de måtte indeholde mere masse end den, man kan se, var man overbevist: Der måtte være mørkt stof!



Figur 3. Vera Rubin, amerikansk astronom. Foto Mark Godfrey.

Vera Rubin er en lidt usædvanlig astronom. Som ung startede hun på at observere spektre fra quasarer. En quasar er betegnelsen for en meget lysstærk galakse, så langt væk, at kun lyset fra dens meget aktive kerne kan ses. Quasarer var netop blevet opdaget på dette tidspunkt i begyndelsen af 1960'erne, og alle var interesserede i at finde afstandene til quasarerne så hurtigt som muligt. Vera Rubin ville ikke deltage i det kapløb. Så i stedet for at arbejde med "varme" emner som quasarer, fordybede hun sig derfor i studiet af nære galakser. Det var et emne, som dengang ikke interesserede ret mange, måske fordi undersøgelserne var et forholdsvis langsommeligt og temmelig trivielt arbejde, der ikke umiddelbart havde udsigt til de store epokegørende resultater.

Vera Rubin undersøgte detaljeret de såkaldte rotationskurver for galakserne. Rotationskurver viser, hvor hurtigt et legeme (f.eks. en stjerne) roterer om centret på galaksen i forhold til, hvor langt fra centret det befinder sig. Hun ville prøve at afsløre, hvilke mekanismer der styrede rotationen af galakserne. Figur 2(b) viser en rotationskurve for Mælkevejen.

I løbet af ti år observerede Vera Rubin og nogle af hendes kolleger 60 galakser af så forskellig type som muligt. De målte så langt ud til kanten af hver galakse, som de kunne se stjerner. De havde ventet, at rotationshastigheden for stjernerne skulle falde, jo længere fra centret de observerede.

Resultatet af deres undersøgelse var derimod i alle tilfælde, at rotationshastigheden for stjernerne ikke blev mindre. Galakserne roterede hurtigere, end man skulle forvente, hvis massen fordelte sig på samme måde i rummet, som det lys, man kunne se, dvs. med stærk koncentration mod centret. Konklusionen var uundgåelig: Der måtte være betydelige mængder mørkt stof i galakserne, selv udenfor områderne hvor stjernerne befinder sig. Vores egen Mælkevej var altså ikke et særtilfælde – overalt findes mørkt stof – så selv om Vera Rubin havde forsøgt at undgå "varme emner", var hun således med sit arbejde havnet i et nyt: Mørkt stof i Universet.

Fritz Zwicky

Jan Oort havde observeret tegn på mørkt stof inden for vor egen galakse. Vera Rubin viste, at der måtte være mørkt stof på så store områder som galakser. Og på endnu større afstande, nemlig over grupper af galakser, viste Fritz Zwicky, en schweizisk astronom (figur 4), at der måtte være mørkt stof.

Han undersøgte i 1933, hvordan galakserne bevægede sig mellem hinanden i sådanne grupper. Han fandt, at hvis de virkelig havde de hastigheder, som målingerne tydede på, burde de forlængst have bevæget sig langt væk fra hinanden. Den eneste forklaring han kunne finde på, at de stadig var i grupperne, var tilstedeværelsen af mørkt stof, som ved hjælp af tyngdekraften holdt galakserne inde i gruppen.



*Fig 4. Fritz Zwicky, schweizisk astronom.
Foto CalTech Archives.*

Mørkt stof overalt.

De tre foregående afsnit har beskrevet, at mørkt stof findes på alle skalaer, fra områder i Solens omegn til de største grupper af galakser.

I denne bog vil vi prøve at beskrive dette fænomen lidt nærmere og forklare nogle af de observationer, der er foretaget af mørkt stof. Vi vil også komme lidt ind på, hvad det mørke stof kan være.

2. Galakser og galaksehobe

Dette kapitel introducerer nogle af de astronomiske begreber, der er nødvendige at kende for at forstå de følgende kapitler.

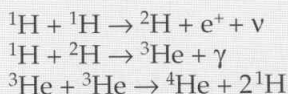
Hvad er en stjerne?

En stjerne er en kæmpe gaskugle, der næsten kun består af hydrogen og helium. I en stjerne som Solen, er forholdet mellem grundstofferne 70% H, 28% He og 2% af alle andre grundstoffer (efter masse). Det er karakteristisk for en stjerne, at den lyser på grund af atomkerneprocesser i dens indre. I det indre er temperaturen så høj (for Solen omkring 15 millioner K), at fusionsprocesser kan foregå. Fusionsprocessen omdanner H (fire hydrogenatomer) til He (ét heliumatom) under massetab, som medfører frigivelse af energi. Denne energi transporteres ud gennem Solen. Fra Solens overflade, der er ca. 5770 K varm, udsendes energien som elektromagnetisk stråling. Der går dog typisk en million år fra kerneprocessen er sket i centret, til lyset forlader overfladen.

Stjerners masse regnes næsten altid i enheder af solens masse, der betegnes $M_{\odot} = 1,989 \cdot 10^{30}$ kg. Solen er faktisk meget typisk mht. størrelse og masse, men der findes stjerner, som vejer meget mere – måske op til $80 M_{\odot}$ og mange, der vejer mindre, ned til knap $0,1 M_{\odot}$.

FUSIONSPROCESSEN:

Som eksempel på en af de fusionsprocesser, der omdanner 4 H-atomer til 1 He atom er følgende:



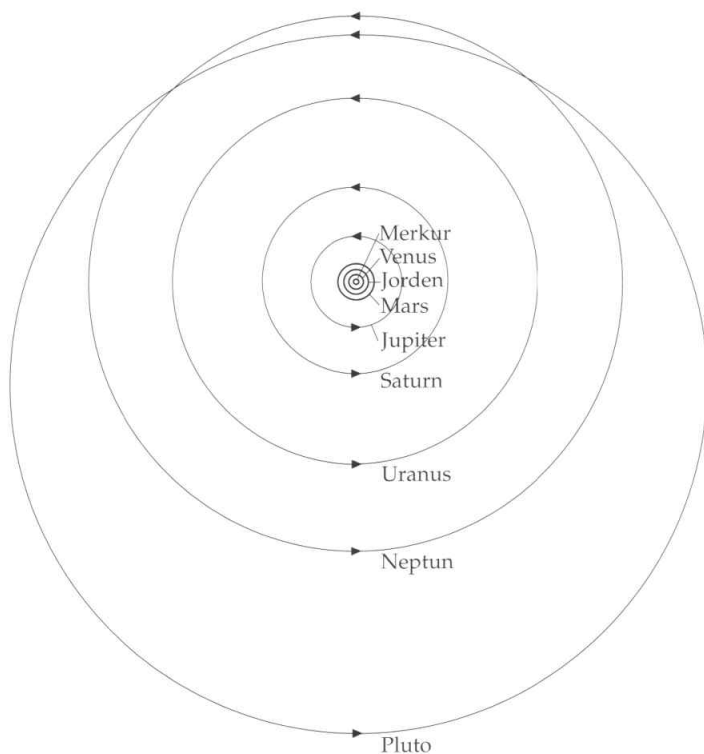
${}^2\text{H}$ er det samme som deuterium. e^+ betegner positronen, der er elektronens antipartikel og ν er en neutrino. γ står for strålingsenergi (fotoner).

Den samlede proces er altså:



hvor Q er energifrigørelsen – den energi der bæres væk af strålingen (γ) og neutrinoerne (2ν).

Øvelse 1: i) Beregn, hvor meget energi, der frigøres pr. proces. Man skal benytte, at $E = -\Delta mc^2$ (her er $-\Delta m$ massetabet ved processen). ii) Beregn, hvor meget H der forbrændes pr. sekund i Solen, når Solen udsender $3,9 \cdot 10^{26}$ W. iii) Man har fundet, at Solen kan brænde ca. 15% af sit reservoir af H, før den går over til et andet udviklingsstadium (He begynder at brænde). Beregn, hvor lang tid Solen kan brænde H til He. Antag, at den hele tiden udsender samme mængde energi.



Figur 5. Skitse af planetsystemet – banerne for de 9 planeter.

Hvad er planeter?

Planeter er de kloder, der ligesom Jorden kredser om Solen. Der er stor forskel på planeterne – de inderste 4, Merkur, Venus, Jorden og Mars ligner hinanden lidt deri, at de er ret små og består af forholdsvis tungt materiale. De næste 4 er Jupiter, Saturn, Uranus og Neptun, der alle er kæmpe gasplaneter med samme sammensætning som Solen og altså gasformige. Pluto, den sidste planet, er formentlig en stor is- og stenkugle.

Planeterne i solsystemet lyser også, men ikke ved egen hjælp. Grunden til, at vi kan se planeterne er, at de reflekterer Solens lys. Jupiter er som nævnt opbygget på samme måde som Solen, men selvom Jupiter er den største planet i solsystemet er den for lille til, at temperaturen i dens indre kan nå så højt op, at der startes fusionsprocesser.

Der er forskel på, hvor klare planeterne er på himlen. Det skyldes især forskelle i afstanden til Solen og i størrelsen af planeterne, samt at de reflekterer sollyset forskelligt. Figur 5 viser en skitse af planetsystemet.

De stjerner, vi ser på nattehimlen, er ligesom Solen gaskugler, der lyser pga. atomkerneprocesserne i deres indre. Vi kan ikke se planeter om andre stjerner. I de senere år har man dog indirekte målt, at der er planeter om andre stjerner, men det er stadig kun ganske få observationer, man har af sådanne andre planetsystemer.

Hvad er en galakse?

En galakse er en samling af stjerner, gas og støv. Der er typisk 100 milliarder stjerner i en galakse. Mælkevejen er et eksempel på en galakse. Mælkevejen er navnet på den lysende stribe, man kan observere på nattehimlen, hvis man ellers står et passende mørkt sted uden generende lys fra gadelamper eller lignende. Mælkevejen omfatter også Solen og de andre stjerner, vi ellers kan se på himlen med det blotte øje.

Mælkevejen hører til en klasse af galakser, som astronomerne kalder spiralgalakser. Figur 6 og figur 7 viser eksempler på spiralgalakser. Figur 6 er en spiralgalakse set "ovenfra", figur 7 en anden spiralgalakse set "fra siden". Man ser, at galakser af denne type er temmelig fladtrykte. De sammenlignes ofte med to dybe tallerkener, der er lagt ovenpå hinanden. Når vi ser Mælkevejen som en lysende stribe på himlen, ser vi altså ind i galaksens plan. Figur 6 antyder også, hvorfor de kaldes spiralgalakser.

Enkelte galakser kan ses med det blotte øje eller en prismekikkert. Det gælder f.eks. Andromedagalaksen (figur 8). Den kaldes også M31 og var nr. 31 i et katalog over udstrakte himmelobjekter, udarbejdet af franskmænden Messier i midten af 1700-tallet. På figur 9 ses en skitse af, hvordan man finder M31 på himlen.

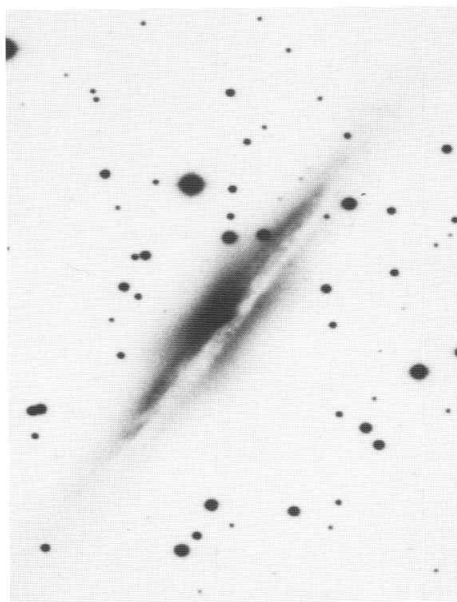
Charles Messier var en fransk astronom, der søgte efter kometer. For ikke at tage fejl af kometer og andre kendte objekter udarbejdede han et stort katalog over "tåger". Messier er nu bedst kendt for dette katalog, der indeholder over 100 diffuse objekter (galakser, stjernehobe mm.).

Stjernerne ligger ikke stille i galaksen. De bevæger sig rundt i baner, der styres af det tyngdefelt, der er i galaksen. De bevæger sig ikke i rene ellipse- eller cirkelbaner (se BOX-1A om Keplers love), men bevæger sig både rundt om galaksens centrum og op og ned fra planen, nærmest som hestene på en karussel. Hele galaksen roterer.

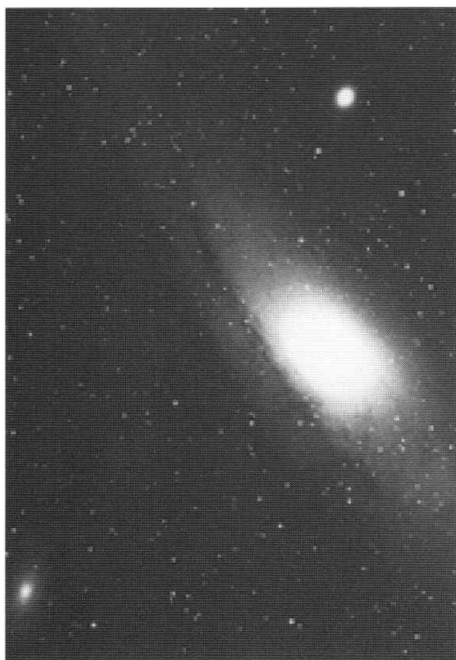
Fotografierne antyder, at stjernerne ligger tæt. Der er imidlertid langt mellem de enkelte stjerner, i forhold til stjernernes størrelse. I vores egen galakse er gennemsnitsafstanden mellem to stjerner 3,26 lysår.



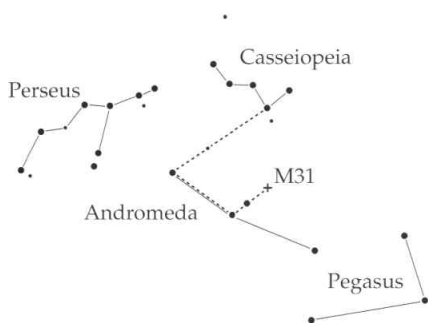
Fig 6. M83 – en spiralgalakse set ovenfra.
Foto ESO.



Figur 7. Negativbillede af en spiralgalakse
(ESO-60IG23) set fra siden. Foto ESO.



Figur 8. Foto af Andromeda galaksen – M31. En spiralgalakse ca. 2 mio. lysår fra Jorden. Foto K. Augustesen.



Figur 9. Skematisk billede af de klareste stjerner omkring Andromeda. De stiplede linier antyder hvordan man kommer fra det let genkendelige stjernebillede Casseiopeia til Andromedagalaksen.

I almindelighed er det i astronomi u-praktisk at regne afstande i SI enheden meter. I stedet anvendes ofte enheden lysår, som er den vejlængde lyset med hastigheden 300.000 km/s tilbagelægger på et år. 1 lysår er $9,46 \cdot 10^{15}$ m. Solens afstand til centret af Mælkevejen er ca. 25.000 lysår, og det synlige område af Mælkevejen strækker sig over 80.000 lysår.

Det tager altså lyset 80.000 år at nå fra den ene side af Mælkevejen til den anden. Afstanden til den nærmeste stjerne α Centauri er 4,34 lysår. Tykkelsen af Mælkevejens skive er omkring 2.000 lysår her ved Solens afstand fra centret.

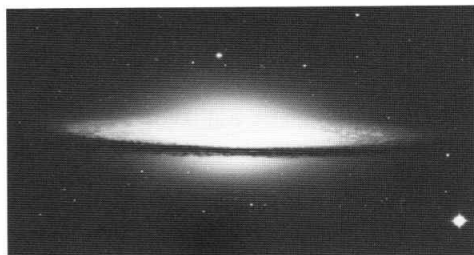
Skulle to galakser støde sammen, er sandsynligheden for, at to enkelte stjerner skulle støde sammen, forsvindende lille. Galakserne bliver dog påvirket af sammenstødet, for tyngdefeltet i begge galakser ændres voldsomt, så stjernernes baner ændres kraftigt.

Øvelse 2: Antag, at en stjernes diameter er som Solens, det vil sige ca. 1.000.000 km. Beregn forholdet mellem den typiske afstand mellem stjernerne og deres diameter. Vurder, hvor langt 2 mennesker skulle fjerne sig fra hinanden for at have tilsvarende forhold mellem diameter og afstand.

Astronomerne har indført et system til at klassificere spiralgalakser efter, hvor tæt spiralarmene ligger, om galakserne har en ringform, og om der er en bjælke af stjerner tværs gennem galaksen. Figur 11 viser et eksempel på en bjælkegalakse, og Tabel I viser de klassifikationstyper, man anvender. Ca. 61% af alle kendte galakser er spiralgalakser. Man behøver ikke at se en spiralgalakse ovenfra for at vurdere, om den har tæt eller løst vundne arme. Det viser sig nemlig, at der er en sammenhæng med tykkelsen af den centrale del af galaksen: Jo tykkere, jo tættere vundne arme. Dermed kan man bestemme, at galaksen på figur 10 er en type Sa.

Galakser og galaksehobe

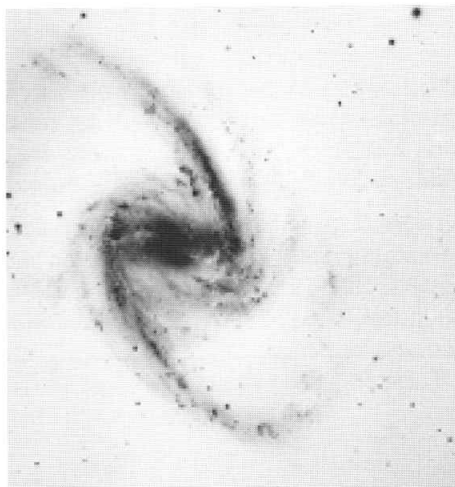
TABEL I KLASSEFIKATIONSSYSTEMET FOR SPIRALGALAKSER. ET PAR EKSEMPLER.	
Sa	Tæt vundne spiraler
Sb	.
Sc	.
Sd	Løst vundne spiraler
SBa	Tæt vundne med bjælke
Srb	Knap så tæt, med ring
SBrab	Mellem type a og b, med både bjælke og ringstruktur



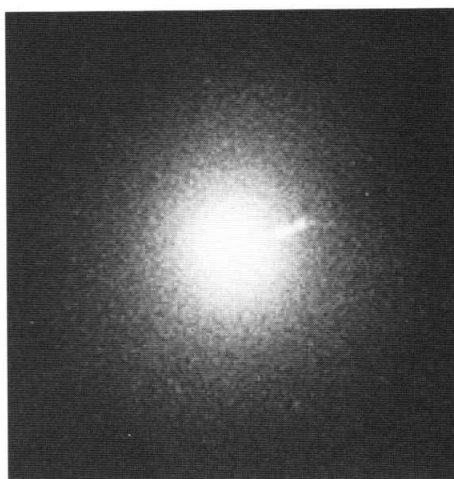
Figur 10. Sombrero galaksen – en Sa galakse. Foto ESO.

Der findes andre typer af galakser end spiralgalakser. Figur 12 viser en såkaldt ellipsegalakse, der vil blive diskuteret mere senere. Den kaldes M87. Ellipsegalakser har et mere "simpelt" udseende, idet de synes at have en jævn fordeling af stjerner i en ellipsoidisk form. Nærmere undersøgelser har vist, at ellipsegalakser nærmest har form som en rugbybold, der er trykket lidt sammen. Ellipsegalakser indgår også i klassifikationssystemet, med betegnelsen "En"-galakser, hvor "n" er et tal mellem 0 og 7, som angiver fladtryktheden. Tallet 0 bruges for de, der er cirkelformede, tallet 7 for de mest fladtrykte. Ca. 13% af alle kendte galakser er ellipsegalakser.

Der findes en type galakser, der minder om en mellemtung mellem ellipsegalakser og spiralgalakser. De har nærmest linseform, hvis man ser dem fra siden, og kaldes derfor linsegalakser (S0-galakser). Ca. 22% af de kendte galakser er S0-galakser. Herudover findes ca. 4% uregelmæssige galakser af andre typer, som vi ikke vil behandle yderligere her.



Figur 11. Et eksempel på en bjælkegalakse. Foto ESO.



Figur 12. M87 – en ellipsegalakse. Bemærk jetten, der sender stof ud fra centrum. Foto ESO

Hvad er en galaksebob?

Ligesom stjernerne har tendens til at gruppere sig i galakser, har galakser tendens til at gruppere sig i hobe. Galaksehobe kan indeholde fra ganske få galakser til flere tusinde. Galaksehobene holdes sammen af det gensidige tyngdefelt.

Galakserne i hobene bevæger sig imellem hinanden med hastigheder på typisk 1000 km/s.

TABEL II FOREKOMSTEN AF DE ENKELTE TYPER GALAKSER.	
S	61%
E	13%
S0	22%
Andre	4%

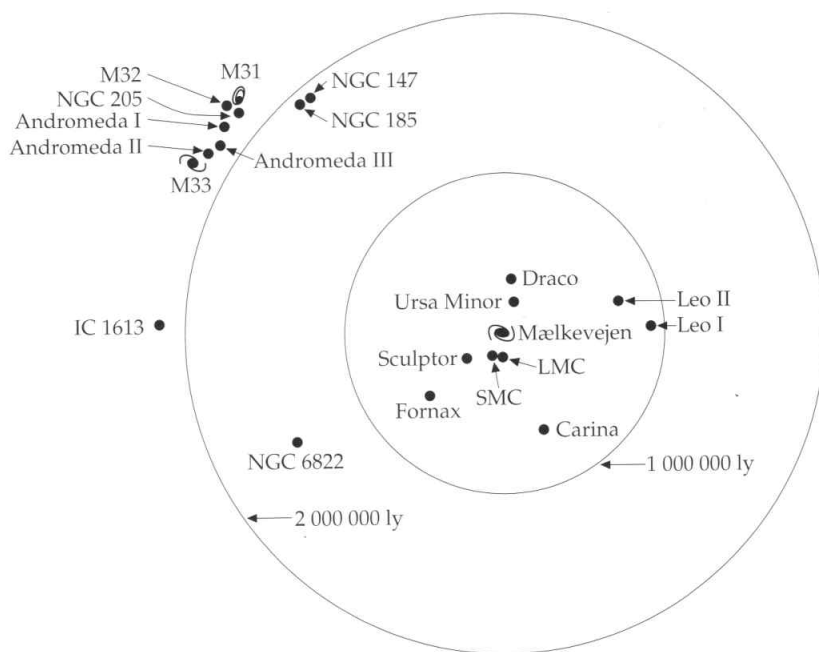
Galaksehobe med kun få medlemmer kaldes fattige, mens de, der har mange medlemmer, kaldes rige. Mælkevejen udgør sammen med M31 (Andromedagalaksen) og 20 mindre galakser en fattig hob, der kaldes "den lokale gruppe".

Diameteren af den lokale gruppe er ca. 3 mio. lysår. Figur 13 viser fordelingen af galakser i den lokale gruppe, og Tabel III viser hvilke slags galakser, der er tale om, afstanden til dem med mere. De fleste af galakserne er små ellipsegalakser (kaldes dværg ellipsegalakser – type dE).

Øvelse 3: Vi skal se lidt på afstandsskalaerne. Lav en model, hvor Mælkevejens udstrækning sættes til 1 m. Find, hvor langt der er til de øvrige galakser i den lokale gruppe med dette målestoksforhold. Find, hvor stort solsystemets udstrækning (ud til Plutos bane) bliver. (Her benyttes resultatet fra øvelse 5 i Box-1).

TABEL III GALAKSERNE I DEN LOKALE GRUPPE. BEMÆRK, AT FLERE AF ELLIPSEGALAKSERNE HAR ET "d" FORAN – FOR "DVÆRG". "IRR" BETYDER IRREGULÆR GALAKSE.

Galakse	Type	Afstand (1000 ly)	Diameter (1000 ly)	Masse (1 mio. $M_{\odot}$)
Mælkevejen	Sb	–	80	200.000
LMC	Irr	170	30	25.000
SMC	Irr	190	25	6.000
Draco	dE2	220	3	0,1
Ursa Minor	dE4	220	3	0,1
Sculptor	dE3	270	8	3
Carina	dE3	500	4	?
Fornax	dE3	650	20	20
Leo I	dE4	700	6	4
Leo II	dE0	700	4	1
NGC6822	Irr	1630	10	1.000
NGC147	E6	2000	10	350
NGC185	E2	2000	8	450
IC1613	Irr	2100	15	250
NGC205	E5	2250	16	3.000
NGC221	E3	2250	8	2.000
M31	Sb	2250	130	300.000
Andromeda I	dE0	2250	2	2
Andromeda II	dE0	2250	2	2
Andromeda III	dE0	2250	2	2
NGC598	Sc	2350	60	40.000
Maffei I	S0	3300	100	200.000

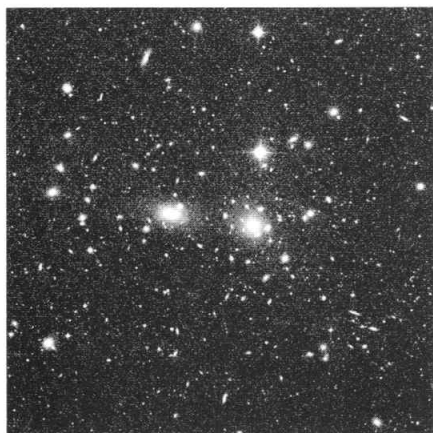


Figur 13. Den lokale gruppe af galakser.

I 50 mio. lysårs afstand findes den nærmeste rige hob. Den hedder Virgohoben efter det stjernebillede, den findes i (Virgo=Jomfruen). Den elliptiske galakse M87 (en E0 galakse – se figur 12) er en af de centrale galakser i Virgohoben sammen med 2 andre kæmpe ellipsegalakser, M84 og M86 (se figur 14). Hoben indeholder mere end 1000 medlemmer og har en diameter på ca. 10 mio. lysår, dvs. et volumen, der er ca. 30 gange større end den lokale gruppes.



Figur 14. Virgo-hoben med M84, M86 og M87. Foto K. Augustesen.



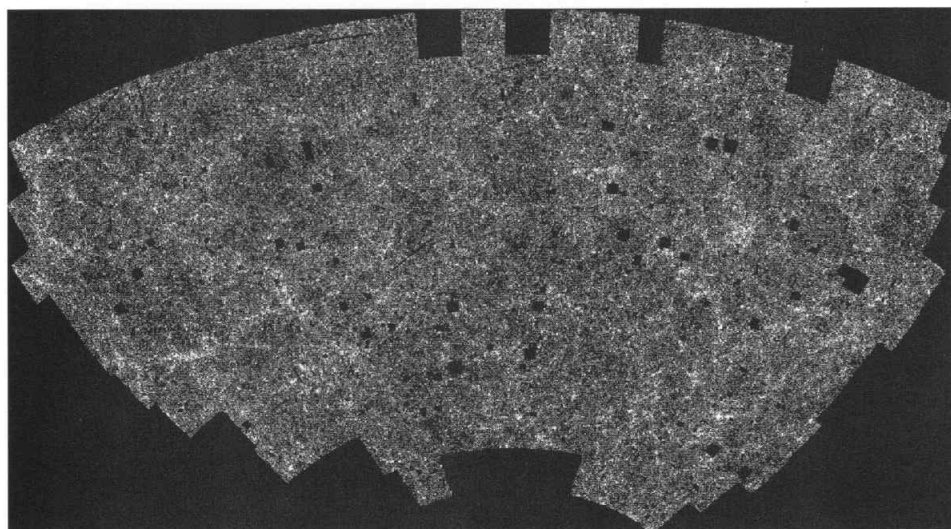
Figur 15. Coma-hoben

Hobene deles efter deres udseende i regulære og irregulære hobe. Den lokale gruppe er et eksempel på en irregulær hob. Virgohoben er også irregulær. Et eksempel på en rig, regulær hob er Coma hoben i stjernebilledet Coma Berenices = "Berenices lokker" – se figur 15. Den befinder sig i afstanden 300 mio. lysår fra vores galakse og indeholder måske op til 10.000 galakser. En regulær hob er typisk kugleformet med en stærk koncentration af galakser mod centret. Forskellene kan måske forklares med, at der er forskel mellem hobene på, hvor ofte galakserne i den enkelte hob støder sammen.

Der findes også galakser, der ikke er i hobe. Galaksetyperne (se tabel 1) er ikke jævnt fordelt. For eksempel finder man ikke ellipsegalakser udenfor hobe. Spiralgalakser findes både i hobe og "alene".

Hobene af galakser er selv grupperede i såkaldte superhobe. Superhobene indeholder typisk 10-20 galaksehobe, og har en udstrækning på måske 100 mio. lysår.

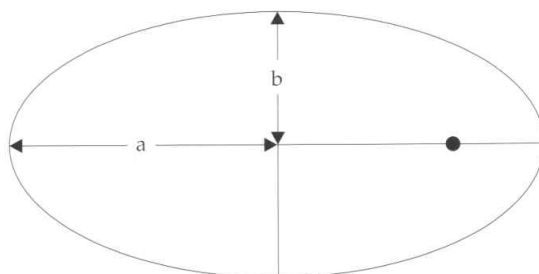
Figur 16 viser fordelingen af to millioner galakser over et stort område af himlen. Bemærk den markante sammenklumpning, der finder sted. Der viser sig store "huller" i fordelingen, ligesom man bemærker langstrakte områder med galakser, der nærmest danner en væg i kæmpebobler af galaksetomme områder. Astronomerne har vist, at galakserne klumper sig i hobe/superhobe over afstande op til 150 mio. lysår. Over endnu større afstande ser Universet homogent ud, dvs. fordelingen af superhobe er jævn.



Figur 16. Fordelingen af 2 million galakser over ca. 10% af himlen.

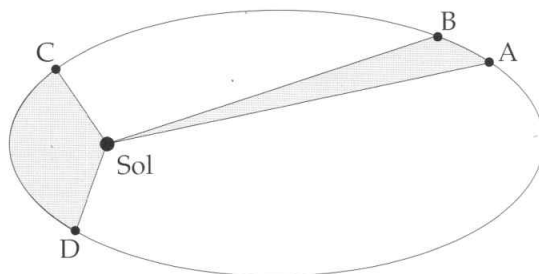
Johannes Kepler fremsatte i begyndelsen af 1600-tallet de fysiske love, der beskriver bevægelserne i Solsystemet. Kepler levede fra 1571 til 1630 og var elev af den danske astronom Tycho Brahe (1547-1601). Før Keplers tid troede astronomerne, at alle himmellegemer bevægede sig i cirkler om Jorden. Nicolaus Copernicus (1473-1543) havde forsøgt at overbevise sine kolleger om, at det var Solen og ikke Jorden, der var centrum for bevægelserne i solsystemet. Tycho Brahe forsøgte at teste Copernicus' ideer ved at måle den tilsyneladende bevægelse af stjernerne, som vil opstå som følge af Jordens bevægelse omkring Solen. Men selvom Tycho lavede de indtil da mest nøjagtige bestemmelser af stjernepositioner, var hans målinger ikke gode nok til at eftervise Copernicus' teori. Tycho Brahe forkastede derfor denne teori. Efter Tycho's død anvendte Johannes Kepler hans stjerne- og planetobservationer til at vise, at det faktisk var Jorden og de andre planeter, der bevægede sig om Solen og ikke omvendt. Kepler kunne i 1609 opstille følgende love:

Kepler I: Planetbanerne er ellipser med Solen i det ene brændpunkt.



Figur 17. Illustration af Keplers 1. lov. Solen er i det ene brændpunkt af en ellipse – de halve storakser hedder hhv. a og b .

Kepler II: Forbindelseslinien Sol – planet overstryger lige store arealer i lige store tidsrum.



Figur 18. Illustration af Keplers 2. lov. Arealerne af områderne afgrænset af A-B-Sol og C-D-Sol er lige store, når $t_{AB} = t_{CD}$.

De skraverede arealer er lige store. Planeten er lige så lang tid om at bevæge sig fra A til B som fra C til D. Keplers 2. lov betyder i praksis, at jo tættere planeten er på Solen, des hurtigere bevæger den sig i sin bane.

I 1619 kom så Keplers 3. lov:

Kepler III: *Kvadratet på omløbstiden i banen er proportional med den halve storakse i tredje potens.*

Man kan vise, at

$$T^2 = \frac{4\pi^2}{G \cdot (M + m)} \cdot a^3 \quad (1)$$

hvor T er omløbstiden, a den halve storakse, M og m de to masser (f.eks. Solens og planetens). G er gravitationskonstanten, $G = 6,670 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$.

Den 3. lov betyder altså, at jo mindre banen er, jo mindre er omløbstiden. Eksempelvis har planeten Merkur, der er tættest på Solen, en omløbstid på ca. 88 dage, mens Jorden har en omløbstid på et år. Pluto, den fjerneste planet, bruger 248,6 år.

Keplers love gælder for alle tolegemesystemer og er derfor anvendelige i andre sammenhænge end blot for planetbaner om Solen. De Keplerlove, der er gengivet her, er ikke helt, som Kepler lavede dem, men er tilpasset moderne beskrivelse. De gælder, når der er tale om netop to legemer, der vekselvirker via tyngdekraften.

Hvis den ene masse er meget mindre end den anden, $m \ll M$, som det er tilfældet i solsystemet, bliver Keplers 3. lov til:

$$T^2 = \frac{4\pi^2}{G \cdot M} \cdot a^3 \quad (2)$$

Antager vi cirkelbevægelse, sætter vi $a = r$, hvor r er radius i cirkelbevægelsen. For en cirkel har vi omløbshastigheden:

$$v = \frac{2\pi r}{T} \quad (3)$$

T isoleres, og resultatet indsættes i formel (2). Dermed fås:

$$M = \frac{rv^2}{G} \quad (4)$$

dvs. massen M (indenfor radius r) kan bestemmes ud fra målinger af en stjernes fart i afstanden r fra centret.

Øvelse 4: i) Månens middelf afstand til Jordens centrum er 384.000 km. Antag, at Månens masse er meget mindre end Jordens, og at dens bane er en cirkel. Beregn ved hjælp af Keplers love, hvor hurtigt Hubble Rumteleskopet (HST) kommer en gang rundt om Jorden, når Månen er 27,32 døgn om at komme rundt om Jorden, og HST har en cirkelbane 500 km over Jorden. ii) Bestem HST's banehastighed.

Øvelse 5: Hvor langt er Pluto fra Solen? Udnyt oplysningen om Plutos omløbstid om Solen og kendskabet til Jordens omløbstid om Solen.

Øvelse 6: Jordens middelf afstand fra Solen er 149,6 mio. km. i) Beregn omløbshastigheden for Jorden. ii) Beregn Solens masse.

Newton (engelsk fysiker og matematiker, der levede fra 1642 til 1727) opstillede flere love indenfor kinematikken. De tre velkendte love er:

Newton's første lov:

Et legeme, der er i hvile eller har en jævn retliniet bevægelse, vil fortsætte med at være i hvile eller bevæge sig jævnt, hvis der ikke kommer påvirkninger udefra.

Newton's anden lov:

Den resulterende kraft på et legeme er produktet af dets masse og den acceleration, det har:

$$F_{\text{res}} = ma$$

Newton's tredje lov:

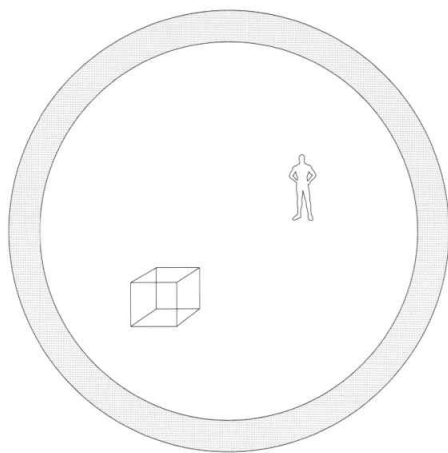
Når et legeme påvirker et andet med en kraft, vil det andet påvirke det første med en lige så stor og modsat rettet kraft.

Newton opstillede flere teoremer. Vi har her brug for de to første. De skal ikke udledes her, men er illustreret på figur 19 og figur 20.

Newton's første teorem:

Et legeme, der befinder sig inden for en kugleformet skal af materiale påvirkes ikke af gravitationelle kræfter (tyngdekræfter) fra denne skal.

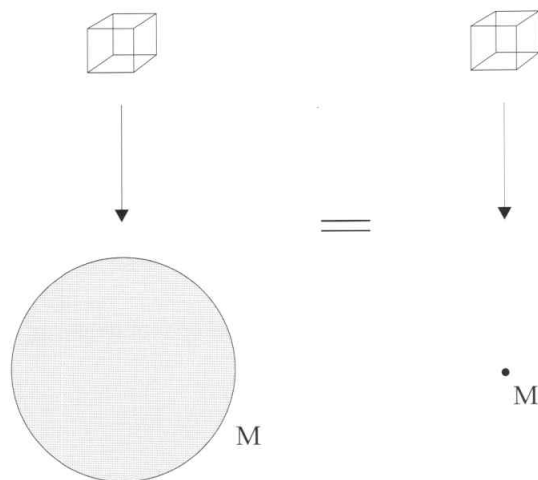
Dvs., at alle legemer, der befinder sig inden for det skraverede areal på figur 19, ikke påvirkes af dette.



Figur 19 Illustration af Newtons 1. teorem.

Newton's andet teorem:

Den gravitationelle kraft (tyngdekraften) på et legeme, der ligger uden for en lukket skal af materiale, er den samme, som hvis hele skallens masse var samlet i et punkt midt i skallen.



Figur 20. Illustration af Newtons 2. teorem.

Af disse teoremer kan man udlede formelen for gravitationskraft (tyngdekraft):

$$F_g = \frac{GMm}{r^2} \quad (5)$$

hvor vi med m betegner massen af legemet udenfor den lukkede skal. M er al massen inden for kuglen med radius r , som er afstanden fra centret af kuglen til massen m .

Sammenholdes Newtons 2. lov med denne formel ses, at accelerationen bliver

$$a = \frac{GM}{r^2} \quad (6)$$

som kaldes tyngdeaccelerationen, og normalt skrives som lille g . Formel 6 viser, at g varierer på Jorden som følge af Jordens fladtrykthed. I Danmark har g værdien

$$g = 9,82 \text{ m/s}^2$$

Øvelse 7: Vis formel (6).

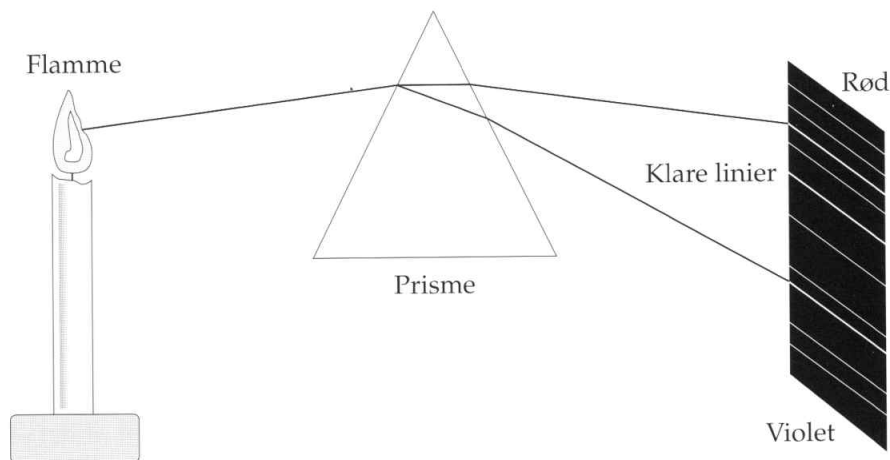
Øvelse 8: Find tyngdeaccelerationen på nordpolen og ækvator, når Jordens polradius er 6.357 km og Jordens ækvatorradius er 6.378 km.

Øvelse 9: Find tyngdeaccelerationen på Månen, der har en masse på $7,35 \cdot 10^{22}$ kg og radius 1.738 km. Hvor højt kan man hoppe på Månen?

Øvelse 10: Find Mars' masse, når tyngdeaccelerationen på Mars er $3,73 \text{ m/s}^2$. Mars' radius er 3.394 km.

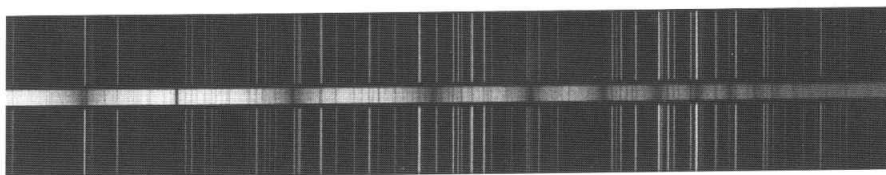
3. Mørkt stof – observationer i synligt lys

Synligt lys



Figur 21. Prismeeksperiment til at se spektrum af hvidt lys.

Det synlige lys udgør en meget lille del af det elektromagnetiske spektrum. Figur 21 angiver et eksperiment, som kan vise et spektrum af synligt lys. Elektromagnetisk stråling findes med alle bølgelængder. På figur 22 ses et billede af et stjernespektrum. Over og under stjernespektret er vist Fe-spektre, som er produceret på Jorden med en Fe-lampe. De bruges til kalibrering af bølgelængdeskalaen.



Figur 22. Et stjernespektrum. Over og under stjernespektret er Fe-spektre fra Fe-kilde på Jorden. Stjernen er HD29173A=HR1460 i stjernebilledet Eridanus. Radialhastigheden er 26,3 km/s. Foto: J. Andersen, Københavns Universitets Astronomiske Observatorium.

I det synlige område er bølgelængderne mellem 400 og 700 nm. De andre områder har også fået tildelt navne, som ses i tabel IV. Der findes ikke en endelig definition af, hvor det ene område slutter, og det næste starter, men tabellen giver nogle typiske værdier. Astronomerne har altid benyttet det synlige område til observationer, fordi det var det, man kunne se med øjet. Man benyttede også de såkaldte optiske instrumenter, som er betegnelsen for instrumenter, der virker ved synligt lys.

Først indenfor de sidste godt 100 år er andre bølgelængdeområder taget i brug, efterhånden som teknologien til registrering af andre typer elektromagnetisk stråling blev udviklet. Der er vidt forskellige teknikker til observationer i de forskellige bølgelængdeområder, men fælles for dem alle er, at strålingen skal samles, fokuseres og måles.

TABEL IV: BØLGELÆNGDEOMRÅDERNE I DET ELEKTROMAGNETISKE SPEKTRUM, SOM ASTRONOMERNE BRUGER DEM.

<i>Bølgelængdeområde</i>	<i>Navn</i>
$>10^{-1}$ m	Radiobølge
$10^{-1} - 10^{-4}$ m	Mikrobølge
$10^{-4} - 7 \cdot 10^{-7}$ m	Infrarød stråling
$7 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-7}$ m	Synligt lys
$4 \cdot 10^{-7} - 10^{-9}$ m	Ultraviolet stråling
$10^{-9} - 10^{-11}$ m	Røntgenstråling
$<10^{-11}$ m	Gammastråling

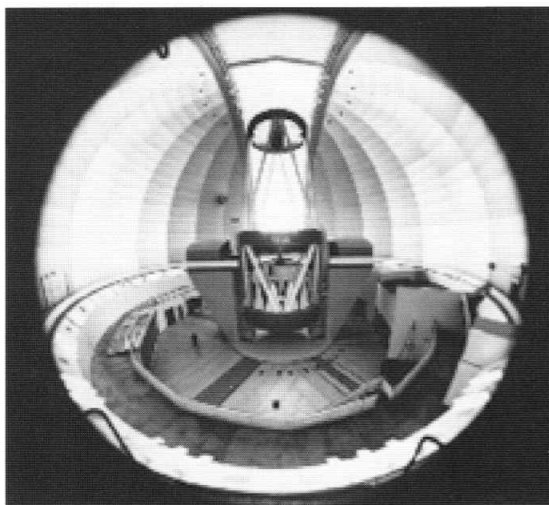
Observationsmetoder i synligt lys

I denne bog vil vi koncentrere os om nogle få bølgelængdeområder af det elektromagnetiske spektrum.

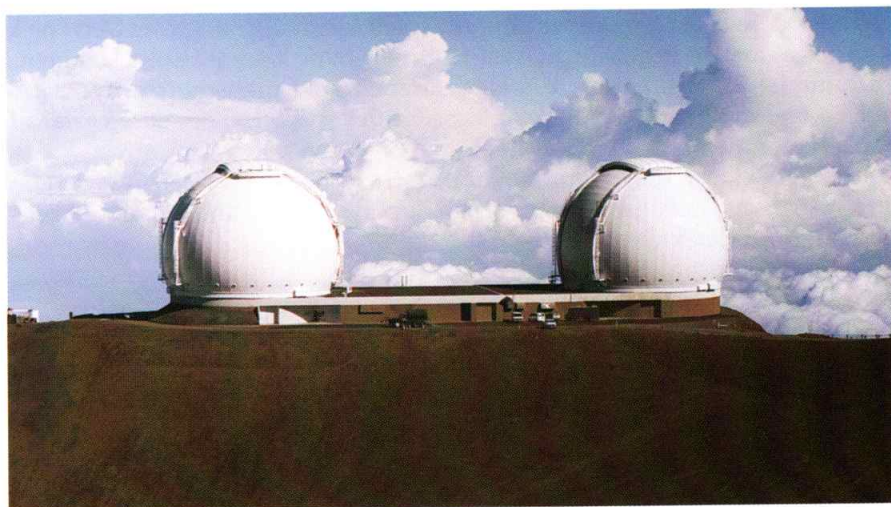
Det synlige lys er som nævnt det mest anvendte område til astronomiske observationer. Indtil begyndelsen af 1600-tallet var øjet eneste hjælpemiddel, men med den hollandske brillemager Lippersheys opfindelse af kikkerten i 1608 var mulighederne for observationer forbedret betydeligt. Galileo Galilei fra Italien benyttede Lippersheys opfindelse til astronomisk brug, og det er hans opdagelser og observationer af bl.a. solpletter, månekratere, Jupiters måner og Saturns ringe, der er mest berømte i astronomien fra den tid.

Kikkerten

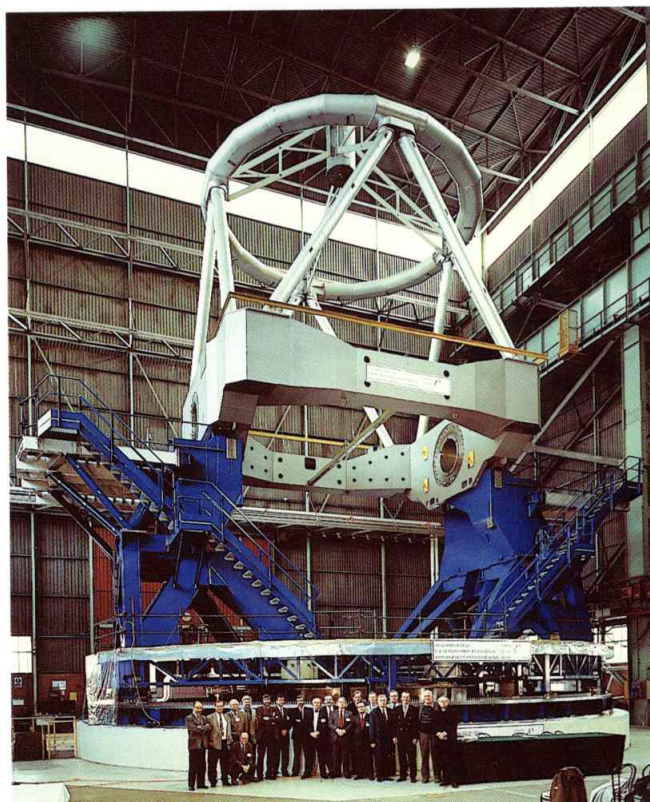
Til at samle og fokusere lyset anvendes kikkerter eller teleskoper. Når lyset indsamles over et areal, der er større end åbningen i øjets pupil, kan man se objekter, der er for svage at se med det blotte øje. Et teleskops åbning er således afgørende for, hvor svage objekter man kan observere.



Figur 23. Det russiske 6 m teleskop. Foto Yu. Sukharev.

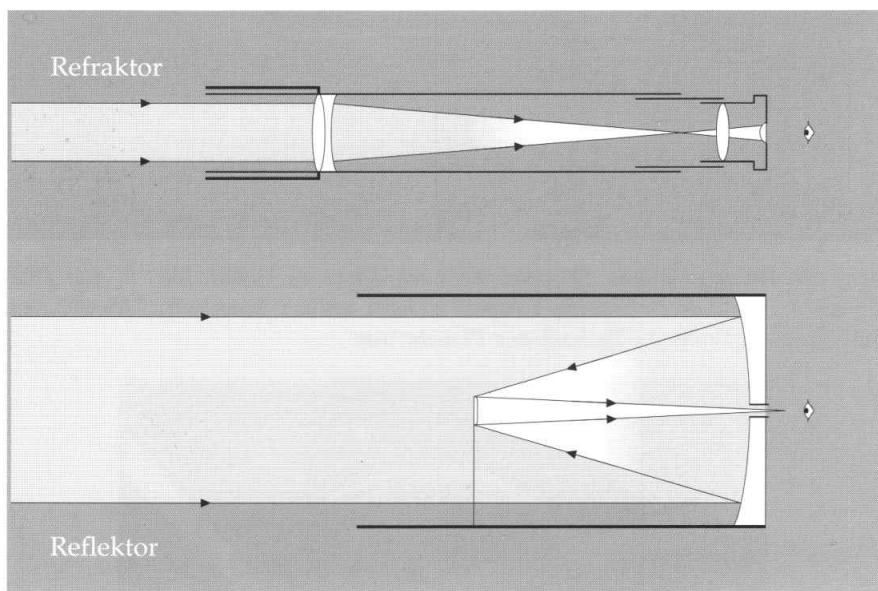


Figur 24. De amerikanske 10-meter Keck teleskoper på Hawii. Den 8. maj 1996 blev det andet 10-meter teleskop i kuplen til højre indviet på toppen af Mount Kea. Foto: Stuart J. Goldman/Tycho Brahe Planetarium.



Figur 25. Det europæiske VLT, Very Large Telescope, vil bestå af 4 ens teleskoper, hvor hvert teleskop er et 8 m teleskop. Billedet viser strukturen, som det første af teleskoperne skal sættes ind i. Foto ESO.

Der findes flere typer teleskoper i to principielt forskellige udgaver. Den ene kaldes en refraktor, og består af mindst to linser, hvor lyset passerer gennem, så brændpunktet for den ene linse falder sammen med fokuspunktet for den anden. Den anden type er en reflektor, også kaldet spejlteleskop, som består af to spejle slebet hhv. konkavt og konvekst. I moderne astronomi anvendes udelukkende reflektorer. Reflektorerne har bl.a. de fordele, at de dels fylder mindre end refraktorerne, dels har mindre lystab, idet lyset ikke skal gennem glasmaterialet, inden det detekteres (registreres).



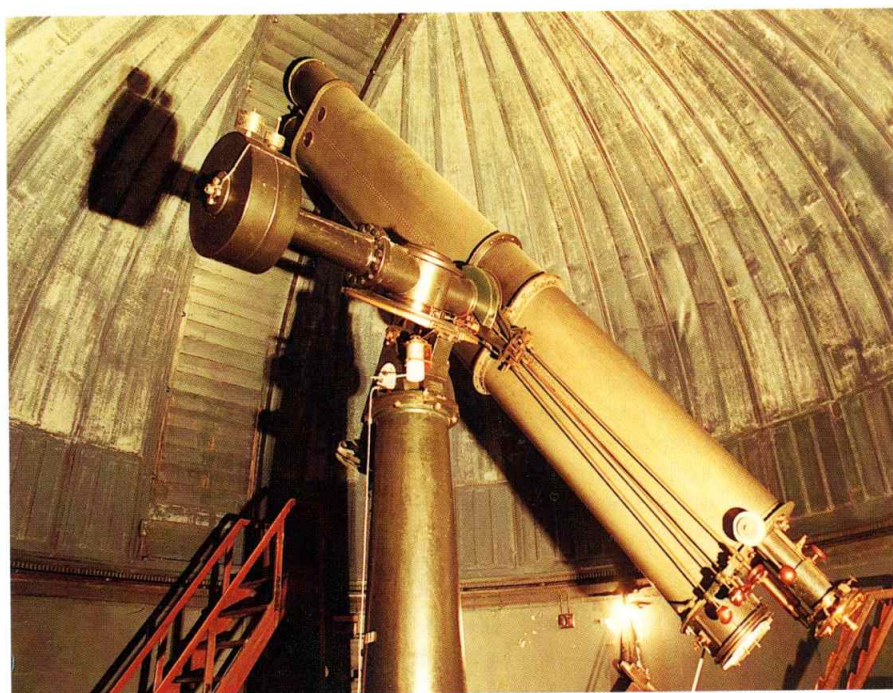
Figur 26. Lysgangen i en refraktor og i en reflektor.

Det største teleskop på Jorden (hvor primærspejlet er ét stykke glas) er russisk, og det har en spejldiameter på over 6 m. Figur 23 viser et billede af dette teleskop. Der er problemer med anvendelsen af så store spejle, fordi glasset deformeres af sin egen vægt, når teleskopet køres i stilling til at observere himmellegemer. Nyere teleskoper har meget tynde spejle, som kan justeres ved hjælp af hundreder af små motorer, der er computerstyrede. Endvidere kan man øge et teleskops åbning "kunstigt" ved at bruge flere spejle til at se i samme retning samtidig, og så samle lyset fra de enkelte spejle i et fælles brændpunkt. Dette princip er anvendt i det amerikanske 9,8 m Keck teleskop (se figur 24), der består af 36 stk. enkelt teleskoper, hver formet som en sekskant og sat sammen til et stort. Samme idé – og dog på en helt anden måde – planlægger man at anvende i ESOs VLT. ESO står for det Europæiske Syd Observatorium, en organisation af europæiske lande, som Danmark er medlem af. Denne organisation driver bl.a. et stort observatorium i Chile på bjerget La Silla. VLT står for Very Large Telescope, og det vil bestå af 4 enkelte teleskoper, hver med en diameter på 8 m og i hver sin bygning. De skal også placeres i Chile på et andet bjerg, der hedder Paranal. Udover, at hvert af de 4 teleskoper vil blive bedre end de, der findes på La Silla nu, vil der blive mulighed for at sammensætte lyset fra alle 4 teleskoper, så man effektivt får, hvad der ville svare til et 16 m teleskop. Man forventer det første af de 4 VLT-teleskoper kan være klar omkring år 2000.

Se iøvrigt BOX-2 om teleskopet.

Fotografisk registrering og CCD

Billederne, der dannes af teleskoperne, skal registreres. Indtil for ca. 100 år siden var den eneste anvendte detektor øjet. Øjet er et glimrende og meget følsomt instrument, men desværre med den ulempe, at registreringen af billedet er svært tilgængelig. Det er derfor umuligt for andre astronomer at kontrollere observationerne uden at skulle gøre dem om.



Figur 27. Dobbeltrefraktoren på Observatoriet på Øster Vold. Foto Per B. Darnell.

I slutningen af 1800-tallet gik astronomerne over til at anvende fotografisk registrering. På dette tidspunkt var det vanskeligt at overbevise alle astronomer om, at dette var en bedre og mindre subjektiv metode, end at anvende øjet. Derfor har den refraktor fra 1895, som står på Københavns Universitets Astronomiske Observatorium på Øster Vold i København to linsesystemer, et til fotografisk registrering og et til visuel registrering – se figur 27. Kikkerten blev bygget som et kompromis mellem de på daværende tidspunkt to førende danske astronomer (C.F. Pechüle og T.N. Thiele), der stod i hver sin lejr i diskussionen om anvendelse af øjet contra fotografering.

Fordelen ved fotografisk registrering er, at man kan følge det samme objekt i lang tid og dermed opsamle lyset, så svagere objekter kan observeres. Desuden er det en fordel, at man kan gemme observationerne til sammenligning med senere observationer.

Fotografiske optagelser på film med emulsion, som vi kender den fra almindelige film, har været brugt helt frem til i dag. Moderne teleskoper er dog nu udstyret med detektorer, der registrerer med meget større følsomhed end fotografiske plader, og hvor målingerne kan gemmes digitalt. Den mest udbredte detektor er den såkaldte CCD – det står for Charged Coupled Device.

CCDen – den moderne lysdetektor

En CCD er et tyndt stykke silicium (Si), der er inddelt i rækker af små lysfølsomme kvadrater, der kaldes pixler. En rimelig størrelse CCD har f.eks. 800×800 pixler, eller 640.000 lysfølsomme elementer. Sidelængden på en pixel er af størrelsesordenen $10 \mu\text{m}$ – se figur 28. En foton, der rammer en CCD-pixel absorberes og afgiver sin energi til en elektron, der frigøres. Dermed opbygges en ladning. Denne ladning holdes fast i CCDen af et sæt elektroder, der sidder hen over Si-krystallen. Efter eksponeringen aflæser man ladningen i hver pixel og får dermed et tal for hvor mange fotoner, der har ramt CCDen.



Fig 28. En CCD. Foto ESO.

Processen kan beskrives ved en sammenligning – se figur 29. Hver pixel er illustreret med en spand, der kan opsamle regndråber. Der laves nu et areal med 800×800 spande. Efter passende eksponeringstid (det regner en vis tid i spandene) er disse fyldt mere eller mindre, afhængig af hvor intens regnen var over den pågældende spand. For at aflæse denne værdi køres nu alle spandene ud til siden, og der måles, hvor meget vand der var i hver af dem. Når en række er "læst", skubbes den væk, og næste række køres frem. Det er princippet i en CCDs virkemåde.

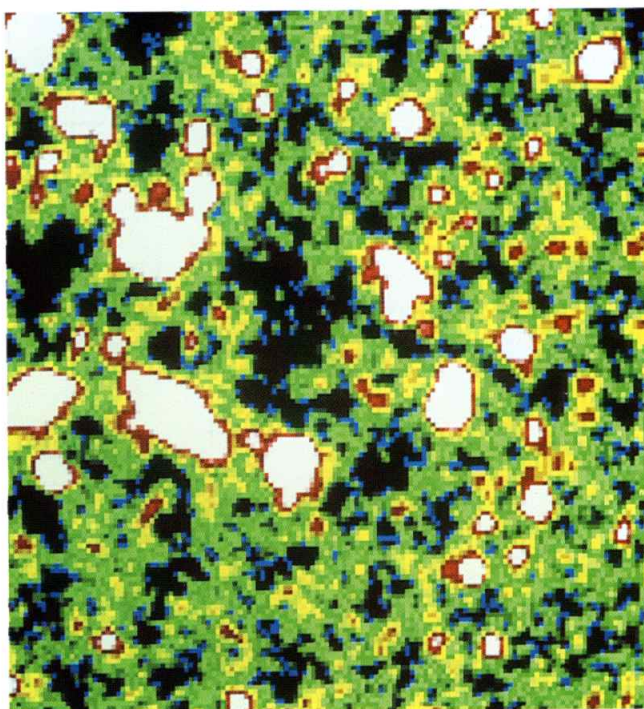
I en fotografisk emulsion er det også en elektron, der frigøres, når fotonen rammer. I dette tilfælde "huskes" elektronen ved, at den indfanges af en sølvion, der dermed bliver til frit sølv – emulsionen bliver mørkere.

CCDen er, ligesom den fotografiske plade, ikke 100% effektiv (dvs. der er fotoner, der ikke bliver registreret), men hvor den fotografiske plade kun kan registrere ca. 5% af de indkomne fotoner, kan en standard CCD registrere op til 75% (nogle af de nyeste er dog tæt på 100%). En computer oversætter den opsamlede ladning til tællinger i hver pixel, og kan derefter vise et digitalt billede af det område, der blev observeret.

En CCD kan også bruges til registrering af f.eks. et spektrum. Se BOX-3 om spektroskopi.



Figur 29. CCD'ens virkemåde illustreret med spande.



Figur 30. Et CCD-billede. Bemærk de små firkanter – det er CCDens pixler. Billedet forestiller meget svage galakser, taget med ESOs NTT teleskop på La Silla. ESO billede.

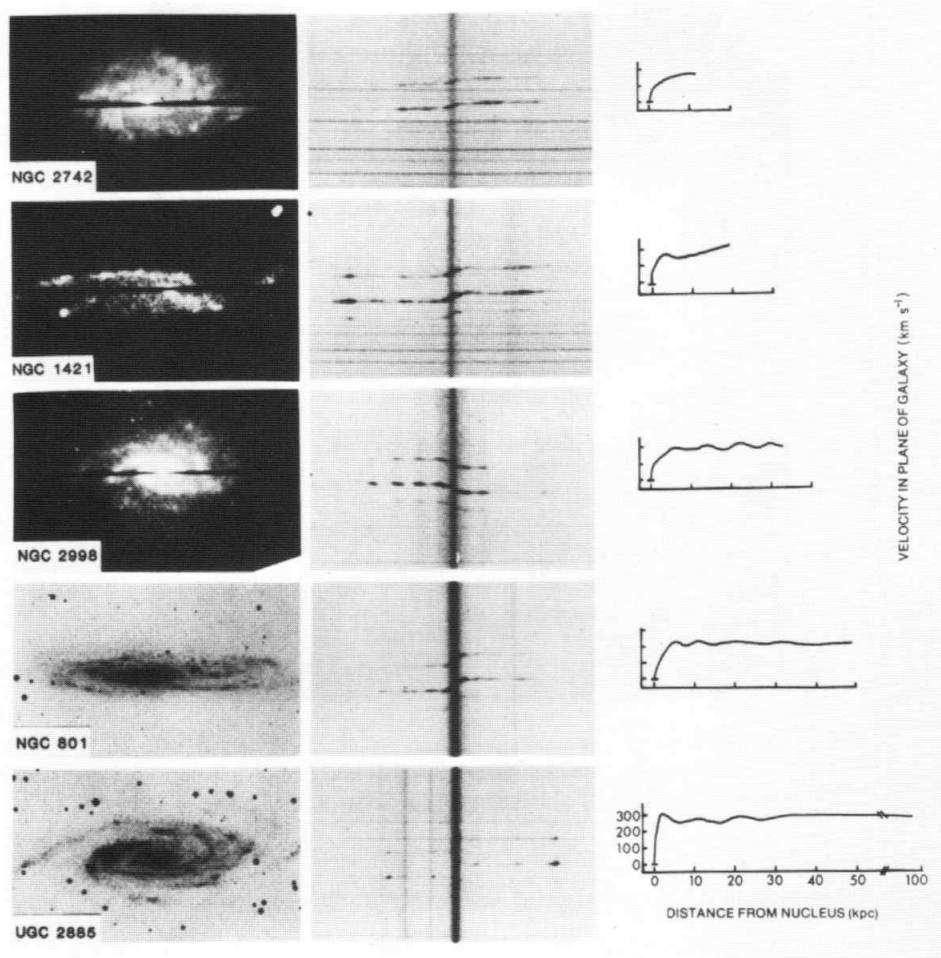
Massebestemmelse af spiralgalakser ved rotationskurver

Som nævnt i indledningen var målinger af rotationskurver for galakser en af de vigtigste observationelle antydninger af, at der findes mørkt stof.

Rotationskurver bestemmes både ud fra observationer med synligt lys og med radioobservationer. Princippet er det samme:

Astronomerne bestemmer ved Dopplereffekten hastigheden af stjernerne (eller gasskyerne) i deres baner om centret af den pågældende galakse. (Se BOX-4 om Dopplereffekten). Lad os først antage, at vi ser galaksen lige fra siden. På grund af rotationen vil stjernerne i galaksen på den ene side af centret bevæge sig væk fra os, og på den anden side imod os i forhold til centrets bevægelse. Man vil gerne bestemme hastigheden af stjernerne i hvert enkelt punkt langs galaksen. I princippet skal der derfor tages spektre i meget små områder af galaksen for at man kan antage, at hastigheden ikke ændrer sig markant indenfor det område, man måler.

I praksis kan man gøre det med én lang spalte, der lægges ind over galaksen. Vinkelret på spaltens retning udbredes et spektrum. I dette spektrum kan man se, at rødforskydningen ændrer sig langs spaltens retning. Rødforskydningen af centret af galaksen er et mål for hastigheden af hele galaksen i synsliniens retning. Forskellene i rødforskydning i forhold til centret, målt på hver side af centret, er derfor et mål for, hvor hurtigt det pågældende område bevæger sig. Denne rødforskydning omsættes til en hastighed i forhold til centret af galaksen.



Figur 31. Fem galakser og deres rotationskurver, samt de oprindelige spektre. Afstandene er angivet i kpc (1 kpc = 3262 lysår). Science, 1983, **220**, p.1339.

Rotationskurven er en graf, der viser hastigheden som funktion af afstanden fra centret for det udvalgte punkt på galaksen. Figur 31 viser sådanne målinger. Til højre ses 5 rotationskurver for nogle spiralgalakser. Spalten er her lagt vandret, med spektret udbredt lodret. Man kan ane spalten på de tre øverste billeder af galakserne til venstre. I midten ses spektrene. Det "klare" felt (her mørkt, fordi det er et negativbillede) i midten af spektret er fra centret af galaksen. Det er overbelyst (af kontinuumemission), og er derfor mørkt. Betragt det øverste af de fem spektre. Man bemærker en del helt vandrette tynde, linier. Det er emission fra Jordens atmosfære. Desuden ses nogle tykkere, kun næsten vandrette linier, der til venstre for den lodrette kraftige streg (der betegner centret) ligger lidt lavere, end de tilsvarende linier til højre for centret. Det er emissionslinier fra galaksen, der er hhv. en anelse rød- og blåforskudte i forhold til centrets. Det betyder, at galaksen roterer, og størrelsen af rød- og blåforskydningen fortæller hvor hurtigt. I forhold til centerhastigheden får man naturligvis hhv. positive og negative hastigheder. Disse er for en given afstand fra centret numerisk lige

store, og derfor er det den numeriske værdi, der afsættes i rotationskurverne som funktion af denne afstand. Dette er plottet i figur 31 til højre. Det er især i store afstande fra centret, der sker noget interessant.

Men lad os først undersøge, hvad vi ville forvente.

Når man betragter figurerne af spiralgalakserne (figur 6 og figur 7) bemærker man, at der er stadig færre stjerner at se, jo længere man kommer fra centret. Lad os se på en galakse som Mælkevejen. Mælkevejens radius (fra centret ud til de fjerneste stjerner) er 40.000 lysår. Solen er ca. 25.000 lysår fra centret og har en hastighed på ca. 230 km/s i banebevægelsen om centret.

Øvelse 11: Beregn omløbstiden for Solen. Antag cirkelbevægelse om centret.

Lad os betragte stjerner, der roterer om galaksens centrum. Vi vil bestemme de forventede hastigheder i afstande fra 25.000 lysår og udefter. Vi skal benytte Keplers 3. lov (se BOX-1A), hvor vi antager, at Solen bevæger sig i en cirkel om Mælkevejens center. Newtons teorem (BOX-1B) siger, at det kun er den gravitationelle påvirkning fra massen inden for den pågældende stjernes bane, der har betydning for stjernens rotationsbevægelse. Det er vigtigt at gøre sig klart, at der her er tale om al massen, uanset om man kan se den eller ej.

Antager vi nu som i BOX-1A, at den pågældende stjernes masse er meget mindre end den masse, som findes inden for afstanden r i galaksen (svarende til flere milliarder stjerner) har vi fra BOX-1A:

$$M = \frac{rv^2}{G} \quad (7)$$

Øvelse 12: Indsæt værdierne for Solen og beregn massen inden for Solens radius i enheder af solmassen, $M_{\odot}$.

Ovenfor fremhævede vi, at der er få stjerner, jo længere man kommer væk fra centret, som tilsyneladende ikke bidrager væsentligt til den samlede masse. Vi vil derfor regne med, at M ikke ændres væsentligt, når r bliver over 25.000 lysår. Lad os derfor for $r > 25.000$ lysår sætte $M = 1,0 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ – uafhængig af r . Antages igen cirkelbevægelse, kan (7) uden videre benyttes og omskrives. Hastigheden som funktion af afstanden r fra centret, for $r > 25.000$ lysår, er dermed:

$$v = \sqrt{\frac{MG}{r}} \quad (8)$$

Øvelse 13: Tegn v som funktion af r for $r > 25.000$ lysår.

Det ses af den tegnede kurve, at vi under de givne antagelser må forvente, at stjernernes omløbshastighed falder med afstanden fra centret for $r > 25.000$ lysår.

Dette observeres imidlertid ikke. Som det fremgår af figur 31 (og af figur 2(b)) fås en næsten konstant rotationskurve ved målinger både på Mælkevejen og på andre spiralgalakser.

Øvelse 14: Benyt Keplers 3. lov (fra (7)) til at vise hvilken afhængighed $M(r)$ får, hvis $v = \text{konstant}$, som de observerede kurver antyder.

Der bliver altså ved med at være mere og mere masse, jo længere vi kommer ud. Og det er ikke umiddelbart synlig masse, som f.eks. stjerner, for dem bliver der færre og færre af, som det ses af billederne (figur 6 og figur 7). Der er altså mørkt stof!

Massebestemmelse af ellipsegalakser

Massen af ellipsegalakser bestemmes på en anden måde, idet mange ellipsegalakser ikke roterer eller kun roterer ganske lidt. Det betyder ikke, at stjernerne ikke bevæger sig. Der er blot ingen organiseret, samlet rotation af galaksen.

For at bestemme massefunktionen $M(r)$ benytter man et princip om, at galaksen er i ligevægt. Det vil sige, der forsvinder ikke stjerner ud af galaksen pga. for store hastigheder. Galaksen falder heller ikke sammen pga. tyngdekraften. Denne tyngdekraft er stadig tyngdekraften fra al massen indenfor r , ikke kun stjernernes masse (se BOX-1B).

Ved dette princip – og nogle andre antagelser – kan man bestemme $M(r)$, dvs. massen som funktion af afstanden fra centret.

Resultatet fra målinger på ellipsegalaksen M87 er anført i Tabel V.

TABEL V MASSEN SOM FUNKTION AF AFSTANDEN FRA CENTRET I ELLIPSEGALEKSEN M87. (SARGENT ET. AL. 1978).	
<i>Radius</i> (buesek.)	<i>Masse</i> ($10^{10} M_{\odot}$)
1,6	0,66
2,2	0,94
3,2	0,86
3,8	1,04
9,2	2,45
9,7	2,72
9,7	2,45
11,3	2,92
22,1	6,20
22,7	7,40
24,3	8,37
41,6	13,5
62,6	20,3
69,7	12,4
71,8	19,5

Man kan se af tabellen, at der er store variationer i resultaterne, især langt fra centret. Det skyldes vanskeligheder ved observationerne i de områder, fordi der kun kommer lidt lys derfra. Men der er antydning af, at massen ikke stiger i de yderste dele. Da resultaterne kom frem i 1978 konkluderede forskerne, at disse data *ikke* peger på tilstedeværelsen af store mængder mørkt stof i de yderste dele af galaksen.

Dette vil imidlertid blive diskuteret igen i næste kapitel, hvor målinger i røntgenområdet afslører en masse stof uden for det synlige område (galaksens "halo").

Øvelse 15: Man har målt afstanden til M87 til 50 mio. lysår. i) Omregn $M(r)$ fra tabellen, så r er afstanden fra centret i lysår. Tegn funktionen. ii) Vurdér på baggrund af figuren massen inden for 30.000 lysår fra centret, dvs. $M(30.000)$. Dette gøres for begge antagelser: a) Massen er konstant fra ca. 15.000 lysår og udefter. b) Massen er lineært stigende fra 15.000 lysår og udefter.

BOX-2:

Teleskopet til synligt lys

Vi vil se på principperne i en refraktor. De anførte formler gælder iøvrigt også for reflektorer.

Men først kort om

VINKLER

Astronomer bruger ofte vinkelmål. Det er almindeligst at benytte buesekunder, men alle vinkelmål forekommer. Følgende giver en sammenhæng mellem de mest brugte enheder. Cirklen er delt i 360° (grader):

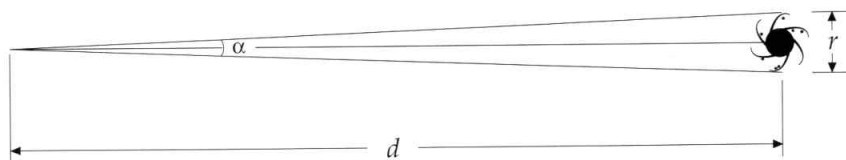
$$1^\circ = 60 \text{ bueminutter } (60')$$

$$1' = 60 \text{ buesekunder } (60'')$$

$$1 \text{ radian} = 206265'' \text{ (omtrent).}$$

Øvelse 16: Vis, at 1 radian er ca. 206265''.

Som angivelse af udstrækning vinkelret på synslinien bruges tit vinkelmål, fordi det er vinklen, man egentlig måler – se figur 32. Man kender først den rigtige udstrækning r , hvis man også kender afstanden d fra Jorden til objektet. Denne afstand er det oftest ret vanskeligt at bestemme. Den er derfor behæftet med en vis usikkerhed, så hvis man vil sammenligne målinger indbyrdes, er det enklest at bruge vinkelmål.



$$r = 2d \cdot \tan \frac{\alpha}{2}$$

Figur 32. Udstrækning vinkelret på synsliniens retning er ofte angivet som vinkelmål. Her ses sammenhængen mellem denne vinkel og den egentlige udstrækning og afhængigheden af afstanden d til objektet.

FORSTØRRELSE

En refraktor består af to linser, der sædvanligvis er to samlelinser – se figur 26. Faktisk var det første teleskop lavet af en samle- og en spredelinse. Objektivet var samlelinsen, der fokuserede det parallelt indkomne lys, mens spredelinsen spredte lyset igen til et parallelt lysbunt, med mindre diameter end det indkomne.

En linses brændpunkt er defineret som det punkt, hvor parallelt indfaldende lysstråler vil blive samlet. Brændvidden for en linse er afstanden fra linsens midtpunkt til brændpunktet. Den forreste linse, imod objektet, kaldes objektivet. Den bageste linse, mod øjet eller hvad man nu anvender

som detektor, kaldes okulalet. Objektivet har en lang brændvidde og okulalet en kort. Okulalet fungerer som en lup. Forstørrelsen M fås af formlen (som er en tilnærmelse, der gælder, hvis objektet er tæt ved den optiske akse):

$$M = \frac{f_{\text{objektiv}}}{f_{\text{okular}}} \quad (9)$$

hvor f -erne står for brændvidderne. Det ses, at jo kortere brændvidden er for okulalet, des større forstørrelse kan opnås. Bemærk også, at to ens linser giver en forstørrelse på 1.

OPLØSNING

Forstørrelse er ikke altid en interessant størrelse i astronomi. Ofte observeres stjerner. De er så langt væk, at de vil ses som punktkilder, uanset hvilken forstørrelse man anvender. En mere interessant størrelse er derfor den opløsning, man kan opnå med et givet teleskop. Opløsningen opgives som vinkelafstanden θ mellem to objekter, som lige netop kan adskilles af et teleskop. Jo mindre θ er, jo bedre opløsning. Den fås af formlen

$$\theta = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (10)$$

hvor θ er opløsningen i radianer, λ er bølgelængden af det indkommende lys i samme enhed som D , der er åbningen af objektivet. Bemærk, at jo større objektiv man vælger, jo bedre opløsning kan man opnå.

EKSEMPEL: Øjets opløsning (pupillen er ca. 3 mm) ved gult lys (bølgelængde 560 nm) er $\theta = 1,86 \cdot 10^{-4}$ rad, svarende til ca. 47". I praksis har man dog ikke en opløsning i øjet, der er bedre end $1' = 60''$, så det er andre fejl i øjet, der begrænser opløsningen.

Øvelse 17: Vurdér, om man i princippet med øjet kunne skelne, at der er to fodboldmål på Wembley stadion i London, når man står i København. Der er 958 km fra København til London i fugleflugtslinie, og en fodboldbane er ca. 100 m lang. Vi antager, at banen ligger vinkelret på synslinien mellem København og London, og at der iøvrigt ikke er noget, der generer lysets vej mellem København og London.

LYSFØLSOMHED

Man har også en værdi for lysfølsomheden af teleskopet. Denne kaldes f -værdien, og er den samme som anvendes ved f.eks. fotografiapparater. Der hedder det blændertallet. f -værdien er defineret ved:

$$f_{\text{værdi}} = \frac{f_{\text{objektiv}}}{D} \quad (11)$$

Igen ses, at objektivets åbning, D , har stor betydning. Jo større åbning, jo mindre f -værdi og dermed større lysfølsomhed. Denne f -værdi må ikke forveksles med en brændvidde (som f.eks. f_{objektiv}).

Spektroskopi er en af de vigtigste og mest benyttede metoder i moderne astronomi. Newton var (i 1666) den første, der viste, at lys indeholder farver. Han opdagede, at når sollyset passerede gennem en prisme blev det opsplittet i alle regnbuens farver – et spektrum. I 1802 viste Wollaston, at der var mørke linier i spektret fra Solen, og i 1814 lykkedes det Fraunhofer at observere flere hundrede linier i spektret fra Solen. Flere af disse linier kaldes i dag Fraunhofer linier. Linierne ses lettest, hvis man foran prismet sætter en smal spalte. I 1859 viste Kirchhoff, at de mørke linier i Solens spektrum svarede til de klare emissionslinier, der kunne frembringes i et laboratorium fra en tynd gas med høj temperatur. Og dermed var man ved at være klar til at forstå oprindelsen af linierne.

LINIESPEKTRE

I 1885 viste Balmer, at bølgelængderne i spektret fra grundstoffet brint (H) kunne skrives på en simpel formel:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (12)$$

hvor $n_1=1, 2, 3, \dots$ og $n_2=n_1+1, n_1+2, n_1+3, \dots$ og R er en konstant (Rydbergs konstant, $R=1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$).

Denne formel var empirisk, dvs. baseret udelukkende på observationer af linierne.

Bohr fremkom i 1913 med en model af atomet, hvori dette består af en atomkerne omkring hvilken, elektronerne bevæger sig i skaller (baner) med diskrete baneradier og diskrete bindingsenergier. En elektron, der opholder sig i en bestemt bane, udsender ikke energi, men hvis elektronen skifter bane fra en ydre til en indre afgives energi i form af elektromagnetisk stråling. Hvis de to baner har bindingsenergier E_1 og E_2 får den udsendte stråling da en frekvens f og en bølgelængde λ givet ved:

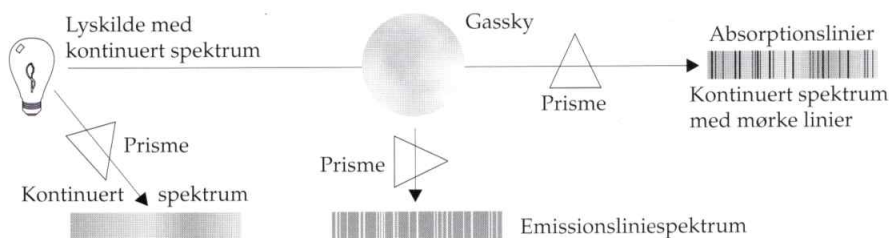
$$E_1 - E_2 = hf = \frac{hc}{\lambda} \quad (13)$$

c er lyshastigheden (299.792 km/s) og h er Plancks konstant ($6,6262 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$).

Emissionslinier i et spektrum, dvs. klare fremtrædende linier, skyldes udsendelse af energi ved overgange mellem to elektronbaner.

Absorptionslinier derimod, er den modsatte effekt. Den skyldes, at en given bølgelængde i lyset netop har den energi, der passer til overgange mellem to baner, og energien i den elektromagnetiske stråling fra netop denne bølgelængde bruges til at skubbe en elektron fra en indre bane til en ydre – atomet exciteres. Denne exciterede tilstand er ofte ustabil. Den falder derfor hurtigt tilbage, så strålingen udsendes igen, ofte med samme bølgelængde (elektronen falder tilbage til den skal, den kom fra). Det vil nu være tilfældigt, i hvilken retning strålingen udsendes. Det vil derfor kun være en

brøkdeler, der udsendes i samme retning, som den oprindelige stråling havde. Derfor ses mørke linier i spektret. Som eksempel herpå kan ses figur 22. Her ses i stjernespektret tydelige mørke striber – det er absorptionslinier. I sammenligningsspektret fra Fe ses kun lyse striber – emissionslinier. Man kender de præcise bølgelængder af Fe-spektrrets linier og kan dermed finde hvilke bølgelængder, der absorberes i stjernens spektrum. Heraf kan man finde hvilke grundstoffer, der forårsager absorptionen.



Figur 33. Figuren viser principperne for dannelse af et kontinuert spektrum og emissions- og absorptionsliniespektrum

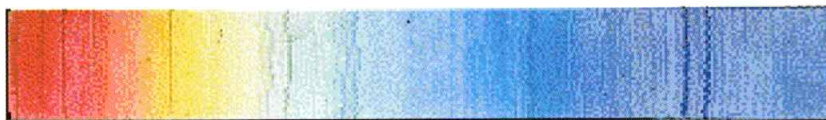
KONTINUERT SPEKTRUM

Et legeme med en bestemt temperatur udsender elektromagnetisk stråling i alle bølgelængder. Dette gælder også for stjerner. Der udsendes mest stråling omkring en bestemt bølgelængde. Denne bølgelængde er mindre, jo højere temperaturen af legemet er. Sammenhængen er simpel:

$$\lambda = C/T \quad (14)$$

hvor C er en konstant ($2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$) og T er den absolutte temperatur (målt i Kelvin). I figur 33 ses principperne for observation af kontinuert spektrum og dannelse af emissions- og absorptionsliniespektre.

SOLENS SPEKTRUM



Figur 34. Solens spektrum i lav dispersion. Fraunhoferlinierne ses.

Solens spektrum er vist i figur 34. Det er her i lav dispersion, dvs. der er ikke så mange detaljer med – opløsningen af spektret er ikke god. Man har foretaget analyse af lyset fra Solen på bedre spektre, end det her viste. Denne analyse har afsløret både hvilke grundstoffer, der findes på Solen, og at Solen udsender mest lys i det gule område omkring bølgelængden 500 nm.

Øvelse 18: i) Bestem heraf temperaturen på overfladen af Solen. ii) Bestem ved hvilken bølgelængde, du selv udsender stråling.

I BOX-6 er beskrevet de processer, der forårsager udsendelse af røntgenstråling.

Bølgelængden af den elektromagnetiske stråling, der observeres, afhænger af den relative bevægelse af strålingskilden og modtageren. Bevæger de sig mod hinanden, bliver bølgelængden kortere, og bevæger de sig fra hinanden, bliver bølgelængden længere.

Denne effekt gælder for alle bølgefænomener, ikke kun elektromagnetiske bølger. Fra hverdagen kendes fænomenet fra lydbølger, når en ambulance med udrykningshorn passerer. Når ambulancen er på vej mod observatøren, høres en højere tone, end når den er lige ud for observatøren, og en lavere, når den er på vej væk.

Det var Christian Doppler, der i 1842 først beskrev denne sammenhæng, og effekten kaldes derfor Dopplereffekten.

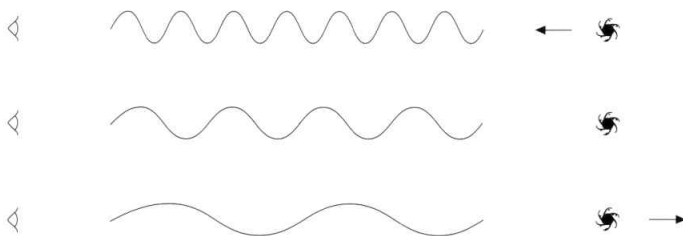
Man kan udlede simple formler til beregning af Dopplereffekten:

Vi vil gerne bestemme den bølgelængde λ , der observeres fra en kilde, når denne udsender elektromagnetiske bølger (f.eks. lys) med bølgelængden λ_0 , og når kilde og observatør har den relative hastighed v .

De elektromagnetiske bølger bevæger sig med lyshastigheden c . Det tager tiden $t = \lambda_0/c$ for kilden at udsende netop en bølgelængde (fra bølgetop til bølgetop). På samme tid har kilden i forhold til observatøren imidlertid bevæget sig afstanden $vt = v\lambda_0/c$. Når bølgen kommer frem til observatøren er afstanden mellem bølgetoppene og dermed bølgelængden derfor ændret med størrelsen vt , som vi vil kalde $\Delta\lambda$ ($= vt$), $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$. Vi har så:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v}{c} \quad (15)$$

$\Delta\lambda$ kaldes Dopplerforskydningen. Figur 35 viser princippet om Dopplereffekten.



Figur 35. Illustration af Dopplereffekten. Øverst blåforskydning, i midten ingen ændring og nederst rødforskydning.

Dopplereffekten anvendes til bestemmelse af hastigheder af himmellegemer i synsliniens retning. Det kræver, at man kender "hvile"-bølgelængden λ_0 . I praksis anvendes spektrallinier fra grundstoffer, som man kender λ_0 for. I spektre fra himmellegemer ses mange linier fra forskellige grundstoffer (mest fra H og He, men også fra de øvrige grundstoffer).

Dopplereffekten giver altså kun oplysning om den komponent af himmellegemets hastighed, der er direkte imod os eller bort fra os i synsliniens retning. Det vil naturligvis være sjældent, at et himmellegeme kun har en sådan bevægelsesretning, men man må benytte andre metoder for at finde den hastighedskomponent, som er vinkelret på synslinien.

Ofte anvendes betegnelserne "rød-" eller "blåforskydning". Rødforskydning svarer til bevægelse væk fra os, bølgelængden bliver længere, forskudt mod det røde område. Tilsvarende svarer blåforskydning til bevægelse mod os. Derfor benyttes undertiden betegnelsen Dopplarforskydning for Dopplereffekten.

Øvelse 19: En galakse (NGC6868) fjerner sig fra Jorden med en hastighed på 2.725 km/s. Beregn, ved hvilken bølgelængde man vil observere en absorptionslinie fra H, der på Jorden (i hvile) vides at være 486,1 nm.

Supplerende opgaver til kapitel 3:

Opgave 1: I øvelse 11 fandt vi $v(r)$ for $r > 25.000$ lysår. i) Antag, at massen i centret (indenfor 5.000 lysår fra centret) er jævnt fordelt, altså at massedensiteten ρ er konstant. Hvordan afhænger rotationshastigheden af r i dette område? Sammenlign med fig. 2b. ii) Antag for det mellemliggende område, det vil sige for $5.000 \text{ lysår} < r < 25.000 \text{ lysår}$, at ρ aftager med kvadratet på afstanden. Bestem rotationshastighedens afhængighed af r i dette område. Tegn en samlet figur af v som funktion af r ved at anvende resultatet fra øvelse 13.

Opgave 2: Dopplereffekten: Astronomerne har optaget spektre af bl.a. den klare stjerne Vega i stjernebilledet Lyren. En H α linie, der i hvile vides at have bølgelængden 656,285 nm, er for Vega målt til 656,255 nm. Bestem om Vega er på vej mod os eller væk fra os, samt hvor hurtigt.

Opgave 3: Dopplereffekten igen: Antag at en spiralgalakses spektrum er observeret med en lang spalte gennem centret i galaksen, der ses direkte fra kanten. For en H α -linie er målt følgende to værdier i hhv. +30.000 lysårs og -30.000 lysårs afstand fra centret:

+30.000 lysår	663,449 nm
-30.000 lysår	662,246 nm

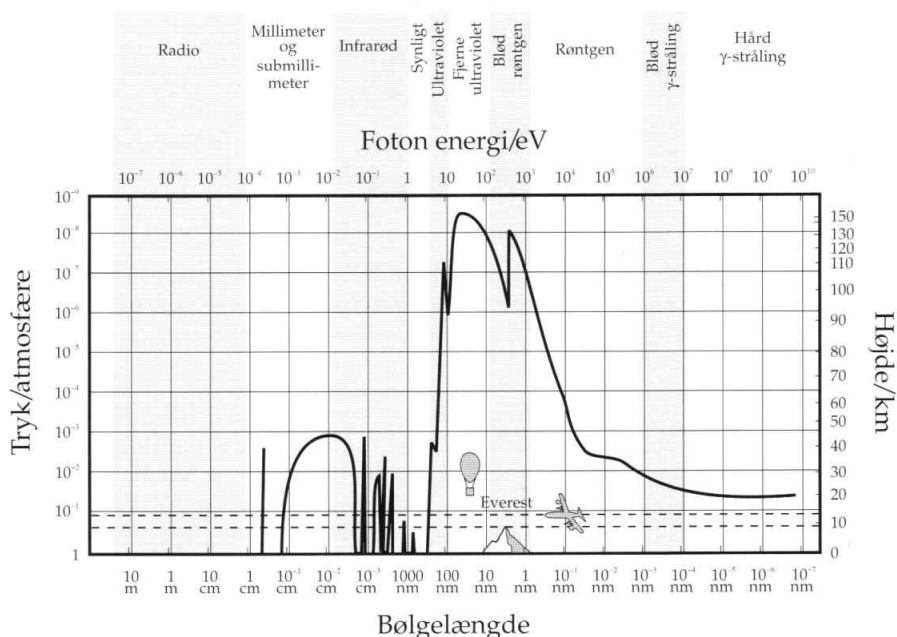
i) Bestem galaksens hastighed væk fra jorden. ii) Bestem galaksens rotationshastighed i 30.000 lysårs afstand fra centret.

4. Mørkt stof – målinger i røntgenområdet

I dette kapitel vil vi beskrive, hvordan man kan afsløre tilstedeværelsen af mørkt stof ved at måle i røntgenområdet.

Røntgenastronomi

I tabel IV kan man se, hvilket bølgelængdeområde røntgenstrålingen dækker. I Figur 36 ses hele det elektromagnetiske spektrum tegnet op. Figuren viser, hvor højt oppe i atmosfæren den stråling, der kommer fra Universet, er absorberet. Det ses umiddelbart af figuren, at synligt lys trænger næsten uhindret ned til jordoverfladen. Det samme gør lidt af det ultraviolette, lidt af det infrarøde og det meste af radiostrålingen. I disse områder kan man altså sagtens observere fra Jorden, selvom det som regel vil være en fordel at lave observationerne udenfor atmosfæren.

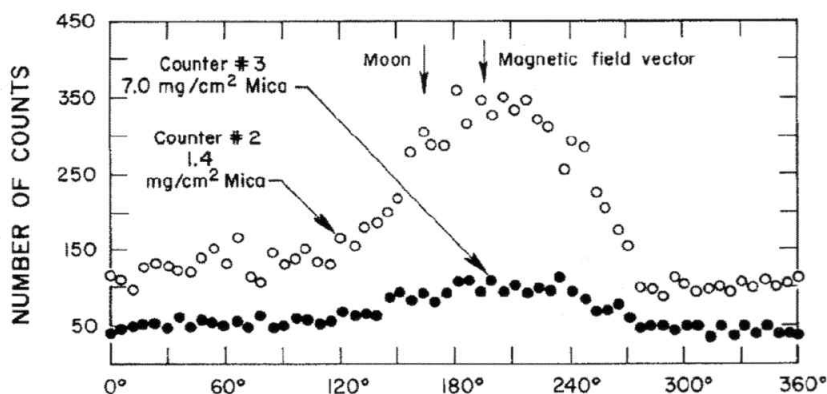


Figur 36. Tegning af det elektromagnetiske spektrum, der viser, hvor højt oppe i atmosfæren strålingen reduceres til halvdelen af, hvad den er uden for atmosfæren.

Hvis man vil observere i andre bølgelængdeområder – som f.eks. røntgenområdet – er man tvunget til at gøre det uden for atmosfæren. I visse tilfælde kan en ballon med måleinstrumenterne placeret i gondolen under ballonen klare opgaven. I andre tilfælde benytter man en raket, der udfører kortvarige (få minutters) observationer fra yderkanten af atmosfæren. Men er man interesseret i lange observationer af samme objekt eller evt. af flere forskellige objekter, må man sende en satellit op i kredsløb om Jorden. Det er naturligvis en dyr løsning.

Røntgenastronomien – dvs. udforskningen af astronomiske objekter i røntgenområdet – startede allerede i 1940'erne. Man vidste dengang, at Solen måtte udsende en vis mængde røntgenstråling. Man har senere målt, at Solen udsender ca. 10^{17} J/s i røntgenområdet, mens den udsender 10^{26} J/s som almindeligt lys. Det lykkedes at observere røntgenstråling fra Solen i 1948. Det foregik dengang med en slags Geigertællere ombord på raketter og ballonmissioner. Da intensiteten af røntgenstrålingen aftager med kvadratet på afstanden fra kilden forudså man, at observationer af andre stjerner ville være umulige med den daværende teknologi.

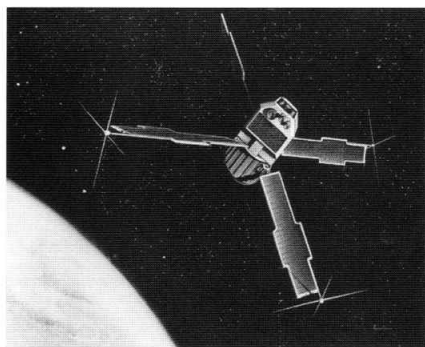
I slutningen af 1950'erne ville en gruppe fra MIT (Massachusetts Institute of Technology) prøve, om de kunne bygge en røntgentæller, der var 10 gange større end den hidtil brugte type, med det formål at observere Månen. Det lykkedes at



Figur 37. Den første registrering af røntgenstråling udenfor solsystemet. De to kurver er fra to forskellige detektorer. Strålingen fra Månen er markeret. R. Giacconi i Giacconi & Gursky (ed.) "X-ray astronomy", 1974, p 1-23.

bygge nye tællere, og de sendte tre af disse op med en raket i 1962. Resultatet var overraskende. De observerede den forventede smule røntgenstråling fra Månen, som skyldes fluorescens fra den stråling, der kommer fra Solen. Men de observerede også en kraftig stråling fra et område, der lå uden for solsystemet, se figur 37. Figuren viser både den forventede stråling fra Månen, og at der kom stærk stråling fra et område "ved siden af" Månen. Man havde således opdaget en helt ny type kilde, der udsendte store mængder røntgenstråling. Denne kilde blev døbt Sco X-1, "X-1" for den kraftigste (1) røntgenkilde (X-ray) i stjernebilledet Skorpionen (Sco).

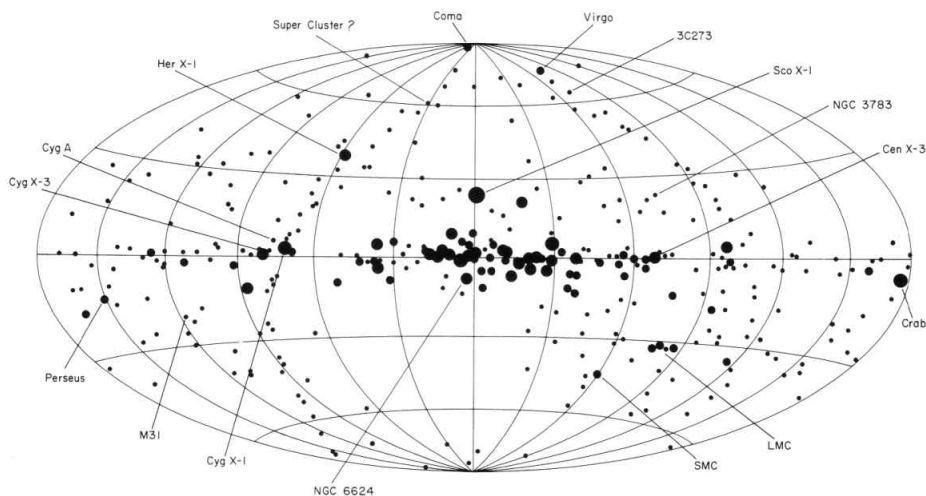
Denne kilde har senere vist sig at være et dobbeltstjernesystem, hvor den ene stjerne er et kompakt objekt – en såkaldt neutronstjerne – og den anden stjerne er en normal stjerne. Afstanden mellem de to stjerner er så lille, at den kompakte stjerne kan trække stof fra den almindelige stjerne ned mod sig. På grund af, at de to stjerner er i bevægelse om hinanden, falder stoffet ikke direkte ned på den kompakte stjerne. Det samles i en skive om neutronstjernen, hvorfra det falder ned mod selve neutronstjernen. Under stoffets fald ned mod neutronstjernen tabes potentiel energi. Dette tab er så stort, at det giver anledning til udsendelse af røntgenstråling.



Figur 38. UHURU satelliten – den første satellit, der blev opsendt udelukkende med det formål at observere i røntgenområdet. Fra W. Forman, CfA, USA.

Med opdagelsen af denne kilde tog røntgenastronomien for alvor fart. Det blev besluttet at bygge en satellit, der kun var beregnet til røntgenobservationer. Den skulle lave en gennemmønstring af hele himlen ved langsomt at rotere og så registrere strålingen i et lille udsnit hele tiden.

Satellitten hed UHURU (figur 38), der betyder "frihed" på Swahili. Resultatet af denne satellits gennemmønstring af himlen ses i figur 39. Figuren er lavet, så man har vores galakses plan i midten; Mælkevejens nordpol er opad og således,



Figur 39. Stjernehimlen i røntgen, som UHURU satellitten så den. Styrken af kilderne er anført med størrelsen af cirklerne. Fra W. Forman, CfA, USA.

at hele den galaktiske ækvator er med. Punktet yderst til højre falder altså sammen med punktet yderst til venstre. På denne måde afbilder astronomerne sædvanligvis hele himlen i et bestemt bølgelængdeområde.

Astronomerne fandt ved disse målinger flere objekter, der viste sig at udsende røntgenstråling. Mange af disse objekter var dobbeltstjernesystemer som Sco X-1. I visse tilfælde er det kompakte objekt endda så tungt, at man er sikre på, det må være et sort hul. Bemærk, at man naturligvis ikke kan se strålingen fra selve det sorte hul, men kun fra det stof, der accelereres ned mod hullet.

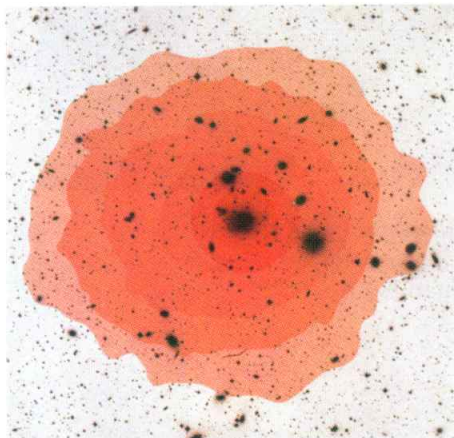
Røntgenstråling fra galaksehobe

Gennemmønstringen af himlen i røntgen afslørede imidlertid også, at der var mange kilder udenfor vores Mælkevej (ekstragalaktiske kilder). Især viste det sig, at galaksehobe udsender meget røntgenstråling. Man måler, at en galakse-

hob typisk udsender mellem 10^{36} J/s og 10^{38} J/s. Det er et stort tal sammenlignet med udsendelsen fra en stjerne som Solen. Og selvom der er omkring 100 milliarder stjerner i en galakse, vil den samlede røntgenstråling fra disse stjerner kun udgøre en milliontedel af den stråling, vi observerer fra galaksehobene (der indeholder 100 – 10.000 galakser).

Endvidere fandt man med observationer fra bl.a. UHURU satellitten, at røntgenstrålingen fra galaksehobene kom fra større områder end galakserne synes at fylde, dvs. også fra områder mellem galakserne.

Figur 40 viser røntgenstrålingen fra en galaksehob, der kaldes Perseushoben. Figuren viser et (negativt) fotografi i det synlige område overlejret med konturer af røntgenstrålingen. Bemærk, at denne stråling ser ud til at være koncentreret om en af galakserne. Denne er en kæmpe ellipsegalakse i centret af hoben. Røntgenstrålingen kommer imidlertid fra et område, der er meget mere udstrakt end denne galakse.



Figur 40. Perseushoben vist som fotografisk negativ med konturplot af røntgenstrålingen lagt indover. Foto ESA.

Hvor kommer røntgenstrålingen fra?

Det var det store spørgsmål i den første tid efter opdagelsen af strålingen fra galaksehobene.

Man har nu ved forbedrede målemetoder (andre satellitter, nogle med fokuserende optik – se BOX-5) fundet ud af, at røntgenstrålingen må stamme fra en meget varm og meget tynd gas, der ligger fordelt i hoben, uden at være bundet til en enkelt galakse. Målingerne viser, at temperaturen er fra 10 – 100 millioner K og densiteten ca. 1000 atomer pr. m^3 . Denne meget varme, tynde gas kaldes for "røntgengassen". Hvordan kan den have så høj temperatur?

De enkelte gaspartikler i en gas mellem galakserne i galaksehobene har (gennemsnits)hastigheder af samme størrelse som galakserne selv, dvs. omkring 1000 km/s.

Gassen består mest af brint, og man kan derfor nøjes med at regne på protoner med denne hastighed. Vi finder den kinetiske energi:

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m_p v^2 \quad (16)$$

Ved en given temperatur T er den gennemsnitlige kinetiske energi for en partikel i en ideal gas:

$$E_{\text{kin}} = \frac{3}{2} kT \quad (17)$$

og denne formel benyttes til at finde, at $T = 40 \cdot 10^6$ K for den omtalte gas. k er Boltzmanns konstant, $k = 1,380 \cdot 10^{-23}$ J/K.

Øvelse 20: Ofte angives temperaturen i enheden eV. Dvs. gassens energi er et mål for dens temperatur. i) Vis, at "temperaturen" 1 keV svarer til ca. 7,7 mio. K. Udnyt, at $1\text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19}\text{ J}$. ii) Vis ud fra ovenstående formler og oplysninger, at $T = 40 \cdot 10^6\text{ K}$.

Øvelse 21: Fotonerne, der udsendes, har samme energi som partiklerne i gassen. Find bølgelængden λ af det lys, som en gas med temperaturen $T = 40 \cdot 10^6\text{ K}$ udsender. Find ved brug af tabel IV hvilket bølgelængdeområde, dette svarer til. (Se eventuelt BOX-3).

Gassen er af omtrent samme sammensætning som Solens. Den består derfor mest af grundstoffet brint (H). Ved de nævnte temperaturer har brintkernen og de andre grundstofkerner svært ved at holde fast på elektronerne, så gassen er næsten fuldstændig ioniseret. Ioniseret betyder, at en eller flere elektroner er "revet" løs fra atomet. Når et grundstof er næsten fuldstændig ioniseret, mangler det således næsten alle elektroner. Dermed består gassen af mange frie elektroner og af atomkerner af brint, helium og en lille smule tungere grundstofkerner.

Nogle af grundstofferne formår dog at holde på nogle få af deres elektroner. Et eksempel er jern (Fe), der selv ved 40 millioner K ikke er fuldstændig ioniseret. Jern har atomnummer 26, og har derfor i neutral tilstand 26 elektroner i baner om kernen. Ved 40 mio. K vil noget af jernet være 24 gange og noget 25 gange ioniseret – en lille del endda 26 gange. Der vil i dette jern kunne forekomme spring mellem elektronbanerne for de få elektroner, der stadig er bundet til kernen. Disse overgange vil ske ved energier, der svarer til emission af røntgenstråling. Dermed får man karakteristiske emissionslinier i spektret for en galaksehobe. Disse linier kan fortælle om indholdet af jern i gassen. Jo mere jern, der er i gassen, jo mere emission kommer i disse linier.

Røntgenstrålingen fra gassen består således dels af en kontinuert stråling (kaldet "termisk bremsestråling"), dels af emissionslinier fra grundstofferne ("termisk emission"). Se BOX-6 for en kort gennemgang af de forskellige strålingsmekanismer.

Ved lavere temperaturer vil andre, lettere grundstoffer som f.eks. S, Si, O, Mg, Ne og C, kunne give tilsvarende emissionslinier, svarende til overgangene mellem elektronbanerne om deres kerner. Ved omhyggelige målinger af linierne har man bestemt mængden af grundstoffer (udover H og He) i gassen i galaksehobe.

Massebestemmelse fra observationer af røntgenstrålingen

Vi har i kapitel 3 set på massebestemmelse af ellipsegalakser ved brug af observationer i synligt lys. I øvelse 15 i kapitel 3 tog vi udgangspunkt i observationer af M87 og vi så, hvordan disse observationer bliver meget usikre i de ydre dele af den synlige galakse. Vi så også på to muligheder for, hvordan massen kunne tænkes at variere for større afstande fra centret. I det ene tilfælde antog vi, at massen var konstant fra en afstand på ca. 15.000 lysår og udefter, og i det andet, at massen var lineært voksende.

Vi vil her kort fortælle, hvorledes astronomerne med røntgenobservationer bestemmer, hvordan den totale masse varierer for store afstande fra centret. En mere detaljeret gennemgang kan findes i UDDYBNING til sidst i kapitlet.

Astronomerne bruger simple antagelser om, hvordan gassen er fordelt. Antagelserne er bl.a., at gassen ikke falder sammen, eller fordamper, og at der er sfærisk symmetri. Det, der forhindrer gassen i at fordampe er den totale masse –

ikke kun røntgengassen. Disse antagelser og røntgenmålingerne gælder ud til afstande på over 1,7 mio. lysår fra centret af M87 – dvs. meget længere ud, end den synlige del af galaksen rækker. Astronomerne finder, at den totale masse vokser proportionalt med afstanden fra centret. Der gælder således

$$M(r) = 3,2 \cdot 10^7 \frac{M_{\odot}}{\text{lysår}} \cdot r \quad (18)$$

Øvelse 22: Tegn $M(r)$. Bestem $M(30.000 \text{ lysår})$. Sammenlign med resultatet fra de optiske målinger i kapitel 3 (øvelse 15).

Man ser, at røntgenmålingerne er langt mere følsomme til bestemmelse af massefunktionen end de optiske målinger, idet målingerne går ud til meget større afstande fra centret.

Resultatet efterlader ingen tvivl om, at der er mørkt stof i de ydre dele af M87. Det er endda muligt at bestemme hvor meget – se øvelsen. Man ser desuden fra denne øvelse, at det er antagelsen om lineært voksende masse med radius i øvelse 15 fra kapitel 3, som bedst beskriver observationerne.

Det er vigtigt at bemærke, at det ikke er røntgengassen selv, der udgør det mørke stof – man kan jo sagtens “se” røntgengassen. Man kan vise, at summen af røntgengassen og af de stjerner man kan se, ikke er nok til at forklare den fundne masse. Røntgengassen bliver kun brugt til at afsløre fordelingen af *al massen*, inklusive den lysende masse (dvs. stjerner, gas, røntgengas etc.) og det mørke stof.

Det er imidlertid ikke ud fra disse resultater muligt at sige ret meget om *hvad*, det mørke stof er. Det vil vi så se lidt på i næste kapitel.

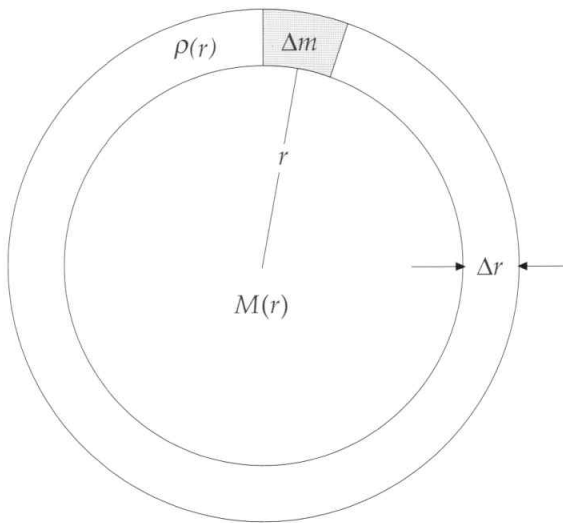
UDDYBNING

I dette appendix vises i detaljer, hvordan man for Virgohoben (hvor M87 ligger i centret) bestemmer massefordelingen ved at benytte røntgenobservationer.

FORDELINGEN AF GASSEN I HOBEN

Vi ønsker at bestemme, hvordan gassen er fordelt i hoben. Det gøres ved at bestemme massen af gassen som funktion af radius r fra midten af gasskyen, $M(r)$. Denne fordeling kan så fortælle, hvad der styrer gassens fordeling, dvs. om det hovedsageligt er summen af galakserne og røntgengassen, der bestemmer stoffordelingen eller om der er andre massekilder, som f.eks. mørkt stof.

Man kan bestemme $M(r)$ på følgende måde:



Figur 41. Kugleskal med ligevægtssituationen.

Vi sætter først nogle simple antagelser, som viser sig at være rimelige, i hvert fald for mange af de observerede hobe:

1) Gassen er i stabil ligevægt i hoben – det svarer til den antagelse, vi lavede i kapitel 3 om ellipsegalakser. Gassen falder ikke ind i centret, og gassen fordamper ikke fra hoben. Det betyder, at temperatur og densitet er uafhængige af tiden.

2) Desuden antages sfærisk symmetri, dvs. at temperatur og densitet kun afhænger af afstanden fra centret.

Betragt en enhed gas (1 m^3) på en kugleskal i afstanden r fra centret af hoben (se figur 41). Denne gasenhed påvirkes af tyngdefeltet fra resten af hoben, således at den del af hoben, der ligger uden for ikke bidrager til kraften på gasenheden, og den del, der ligger inden for, kan betragtes som om al denne masse er placeret i hobens centrum (se Newtons teoremer, BOX-1B).

Da vi antog en stabil situation (antagelse 1), må trykkraften fra gassen forhindre den i at falde ind i centret som følge af tyngdekraften. Trykket ved r er større end trykket ved $r+\Delta r$. Trykforskellen kaldes ΔP . Trykkraften på kugleskallen er da

$$F_p = \Delta P \cdot 4\pi r^2 \quad (19)$$

mens tyngdekraften på massedelen Δm af kugleskallen fra hele massen $M(r)$ indenfor kugleskallen er:

$$F_g = -G \cdot \frac{M(r) \cdot \Delta m}{r^2} \quad (20)$$

Densiteten i kugleskallen benævnes ρ og vi har:

$$\Delta m = \rho 4\pi r^2 \Delta r \quad (21)$$

Trykkraften skal udligne tyngdekraften ($F_p = F_g$). Ved indsætning fås så:

$$\frac{\Delta P}{\Delta r} = -\frac{GM(r)\rho}{r^2} \quad (22)$$

som omskrives til

$$M(r) = -\frac{r^2}{G\rho} \frac{\Delta P}{\Delta r} \quad (23)$$

Denne massefordeling afhænger ikke af, om massen er fra galakser, gas eller hvad det kan være. Den udtrykker den samlede masse, der bidrager indenfor radius r .

ρ skrives som:

$$\rho = \mu m_u N \quad (24)$$

hvor μ er middelmassen pr. partikel, ($\mu=0,62$ for en næsten fuldstændig ioniseret gas). N er antallet af partikler pr. volumenenhed (partikeldensiteten), og $m_u = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

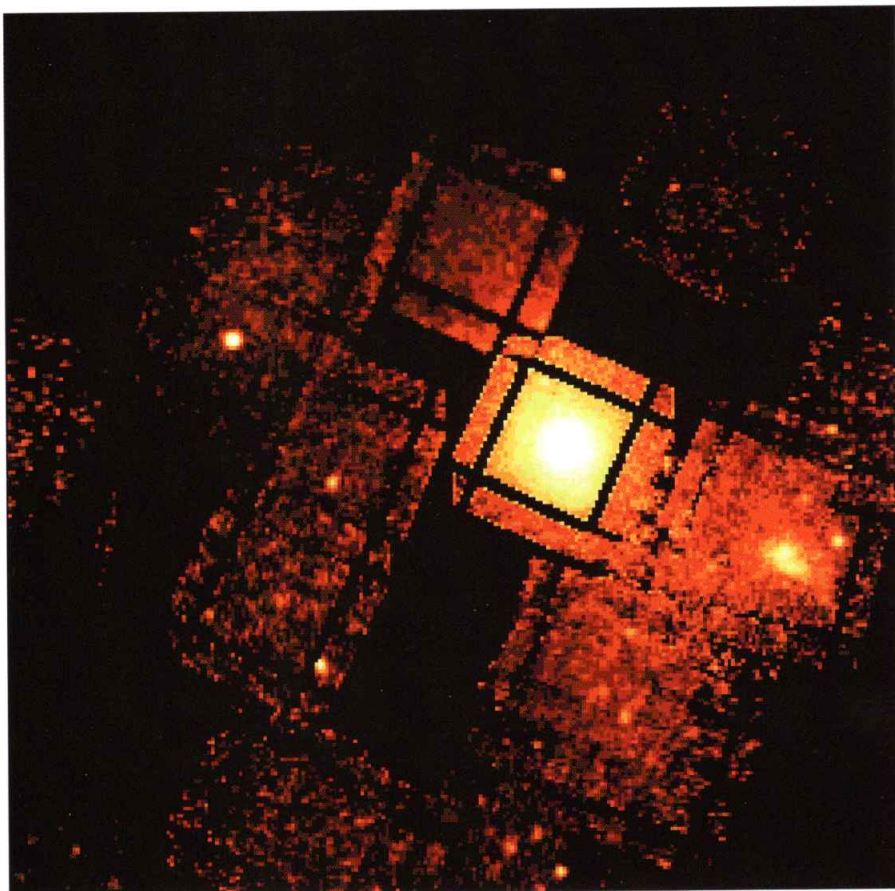
Indsættes (24) i (23) fås:

$$M(r) = -\frac{r^2}{G\mu m_u N} \frac{\Delta P}{\Delta r} \quad (25)$$

Man kan ved målinger i røntgenområdet bestemme $\Delta P/\Delta r$ (det vises i praksis nedenfor), og resten af størrelserne kendes eller findes samtidig. Dermed kan man bestemme fordelingen af masse i en hob.

M87 – I RØNTGEN

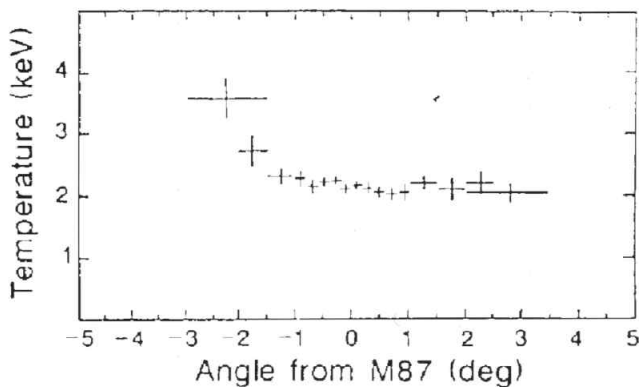
Vi vil her som eksempel anvende røntgenobservationer af M87 til at finde massefordelingen i Virgohoben og sammenligne med de resultater, der blev fundet ved målinger i det synlige område af M87 i kapitel 3.



Figur 42. Røntgenbillede af M87 fra EINSTEIN satellitten. Billedet er sammensat af flere enkeltoptagelser. Fra W. Forman, CfA, USA.

M87 er målt af flere af røntgensatellitterne. Billedfeltet er meget større end det område, som den synlige del af M87 udgør, så man måler snarere på den centrale del af Virgohoben. Et eksempel på en røntgenobservation af den type er vist i figur 42, der viser det billede EINSTEIN satellitten har taget. Denne satellit var i aktion fra 1978 til 1981 (se billede af satellitten i figur 46). Figuren viser faktisk flere deloptagelser i retning mod Virgohoben, hvor M87 ligger i det felt, hvor der kommer mest stråling fra (centret af hoben). Der kommer således mest røntgenstråling fra området omkring M87, og man ser også, at der kommer stråling fra andre områder end fra selve galakserne. Langt fra M87 (flere grader) er der så lidt røntgenstråling fra røntgengassen, at de enkelte galakseres røntgenstråling dominerer over røntgengassen.

En anden satellit (GINGA, en Japansk satellit, der blev opsendt i 1987) har også målt på Virgohoben i retning af M87, men med større nøjagtighed, end det var muligt med Einstein-satellitten. Figur 43 viser GINGAs måling af temperaturfordelingen i røntgengassen. Det ses, at temperaturen er konstant indenfor 2° s afstand fra M87s centrum, $T=2,19$ keV. Denne temperatur kan udtrykkes i Kelvin, jvf. tidligere.



Figur 43. GINGA måling af temperaturfordelingen i M87. Negative vinkler er mod syd. Nature 350, 1991.

Det antages, at vi har at gøre med en idealgas, $P = NkT$.

Hvis vi holder os indenfor de 2° , er T uafhængig af r , så P differentieret mht. r bliver:

$$\frac{\Delta P}{\Delta r} = kT \frac{\Delta N}{\Delta r} \quad (26)$$

– det er kun N , der afhænger af r . Dette udtryk indsættes i formel (25), som bliver:

$$M(r) = -\frac{kTr^2}{\mu m_u G} \frac{1}{N} \frac{\Delta N}{\Delta r} \quad (27)$$

– dvs. man skal bestemme $N(r)$ for at finde $M(r)$.

Man kan vise, at man kan bestemme elektrontætheden n_e som funktion af r fra røntgenmålingerne. For at finde $N(r)$ fra $n_e(r)$ antager man, at stofsammensætningen og ionisationsgraden ikke ændres ud gennem gassen. Det er de samme antagelser, der fører til, at μ kan antages konstant ud gennem gassen. I det tilfælde vil antallet af elektroner pr. m^3 (n_e) være proportional med antallet af partikler pr. m^3 (N), $n_e = aN$. Dermed bliver:

$$\frac{1}{N} \frac{\Delta N}{\Delta r} = \frac{a}{aN} \frac{\Delta N}{\Delta r} = \frac{1}{n_e} \frac{\Delta aN}{\Delta r} = \frac{1}{n_e} \frac{\Delta n_e}{\Delta r} \quad (28)$$

som dermed indsat i (27) giver:

$$M(r) = -\frac{kTr^2}{\mu m_u G} \frac{1}{n_e} \frac{\Delta n_e}{\Delta r} \quad (29)$$

Det er hermed "blot" $n_e(r)$, der skal bestemmes ud fra røntgenobservationer.

Astronomerne har ved observationer af røntgenstrålingen langt fra centret fundet, at n_e er proportional med $r^{-3\beta}$:

$$n_e = \text{konstant} \cdot r^{-3\beta} \quad (30)$$

hvor β er en konstant, der bestemmes af observationerne.

Differentieres (30) mht. r fås:

$$\frac{\Delta n_e}{\Delta r} = -3\beta \cdot \text{konstant} \cdot r^{-3\beta-1} \quad (31)$$

og divideres dette udtryk med n_e fra formel (30) fås:

$$\frac{1}{n_e} \frac{\Delta n_e}{\Delta r} = -3\beta r^{-1} \quad (32)$$

Dette indsættes i (29) til:

$$M(r) = -\frac{kT3\beta}{\mu m_u G} r \quad (33)$$

som viser, at massen er proportional med radius langt fra centret.

Røntgenmålingerne af M87 fra EINSTEIN satellitten giver en værdi for $\beta = 0,654$. Røntgenstrålingen udsendes som termisk bremsestråling (BOX-6). Dermed er fordelingen af energiudsendelse et mål for fordelingen af n_e .

ØVELSE: Vis ved indsætning, at (33) bliver til (18).

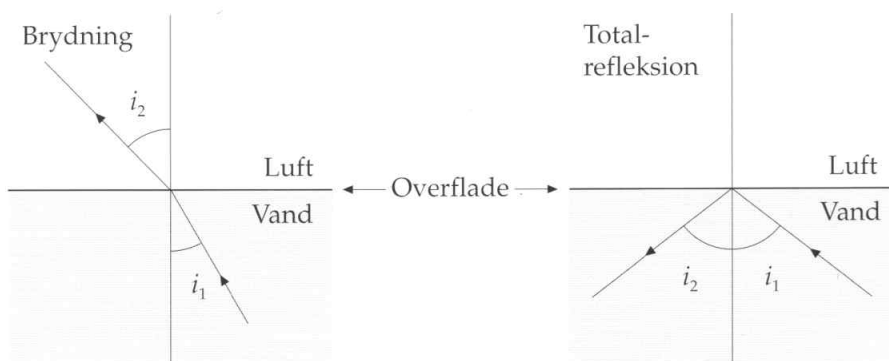
Den type teleskoper, der er beskrevet i BOX-1 og i teksten i kapitel 2, kan ikke benyttes til røntgenstråling. Røntgenstrålingen vil ikke reflekteres fra et spejl på samme måde som det synlige lys. Hvis man lader røntgenstrålingen "skinne" på et spejl i en reflektor, vil man kun opnå, at røntgenstrålingen trænger lidt ind i overfladen for derefter at blive absorberet – energien i strålingen omsættes til varme i spejlet. Der må derfor søges andre metoder til at fokusere røntgenstrålingen.

Det har vist sig, at røntgenstråler kan "totalreflekteres" fra glatte overflader. Det sker ved følgende proces:

Røntgenstråling opfylder ligesom alle andre bølger brydningsloven:

$$\frac{\sin(i_1)}{\sin(i_2)} = \frac{n_2}{n_1} = n \quad (34)$$

hvor i_1 er indfaldsvinklen, i_2 er brydningsvinklen, og n_1 og n_2 er de respektive brydningsindices. Vinklerne regnes mellem normalen til overfladen og strålen. Totalrefleksion optræder i de tilfælde, hvor $n_2/n_1 < 1$. I de tilfælde vil i_2 kunne blive 90° for værdier af $i_1 < 90^\circ$. Hvis $i_2 = 90^\circ$ svarer det til, at den brudte bølge ikke kommer ind i det materiale, som strålen rammer. Hvis derefter i_1 kommer nærmere de 90° , reflekteres strålen fra overfladen. Figur 44 viser princippet.



Figur 44. figuren viser princippet i totalrefleksion.

Indenfor røntgenoptik regner man med vinkler (α) mellem overfladen og strålen i stedet for mellem normalen til overfladen og strålen. Man opnår totalrefleksion, når $\alpha < \alpha_k$ (α_k kaldes den kritiske vinkel), hvor α_k findes ved:

$$\cos(\alpha_k) = n \quad (35)$$

Øvelse 23: Bekræft denne formel.

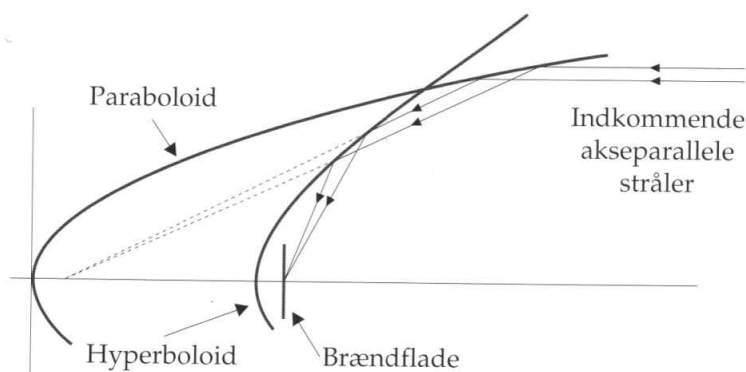
Man kan vise, at for tunge grundstoffer kan α_k skrives som:

$$\alpha_k = 56 \lambda \sqrt{\rho} \quad (36)$$

hvor λ er bølgelængden i nm, og ρ er densiteten i g/cm³. (α_k er i bueminutter).

Øvelse 24: i) Find i tabeller værdier for densiteten af forskellige grundstoffer, og beregn den kritiske vinkel for bølgelængderne: 0,2 nm, og 10 nm. Af grundstoffer bør mindst medtages Ni, Au og Pt. ii) Find sammenhængen mellem energi (i keV) og bølgelængde (i nm). Benyt at $E = hf$ og at $c = f\lambda$. f er røntgenstrålingens frekvens og h er Plancks konstant ($h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ J·s = $4,14 \cdot 10^{-15}$ eV·s, –vis dette), samt at $1\text{eV} = 1,602 \cdot 10^{-19}$ J. iii) Udnyt denne sammenhæng til at omskrive formelen for α_k til at afhænge af energi i stedet for af bølgelængde. iv) Tegn for Au α_k som funktion af energien for energier mellem 0,1 keV og 20 keV (gør sig bedst på enkeltlogaritmisk papir).

Ved at lade røntgenstrålingen reflekteres under den kritiske vinkel kan man altså lave fokuserende optik. Denne idé blev gennemarbejdet af H. Wolter i 1950-erne. Han fandt tre modeller til fokusering af røntgenstråling, og en af hans ideer er senere blevet anvendt som teleskop i lidt forskellige udgaver. Modellen kaldes Wolter I, og er skitseret i Figur 45. Det ses af figuren, at spejlene skal slibes i hhv. hyperbolsk og parabolisk form for at kunne få kor-



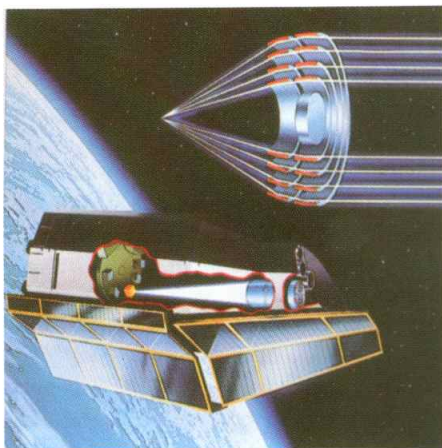
Figur 45. Wolter I-model af røntgenteleskop. Første refleksion sker på en parabelformet overflade, anden refleksion på en hyperbelformet.

rekt fokusering. Figuren viser naturligvis kun et snit gennem spejlene. De rigtige spejle er skaller (se et eksempel i figur 46). I denne figur ses flere skaller (spejle) sat inden i hinanden; de fokuserer alle samme sted. Dette gøres for at øge arealet af teleskopet (se BOX-2 om grunden til det). Det en-

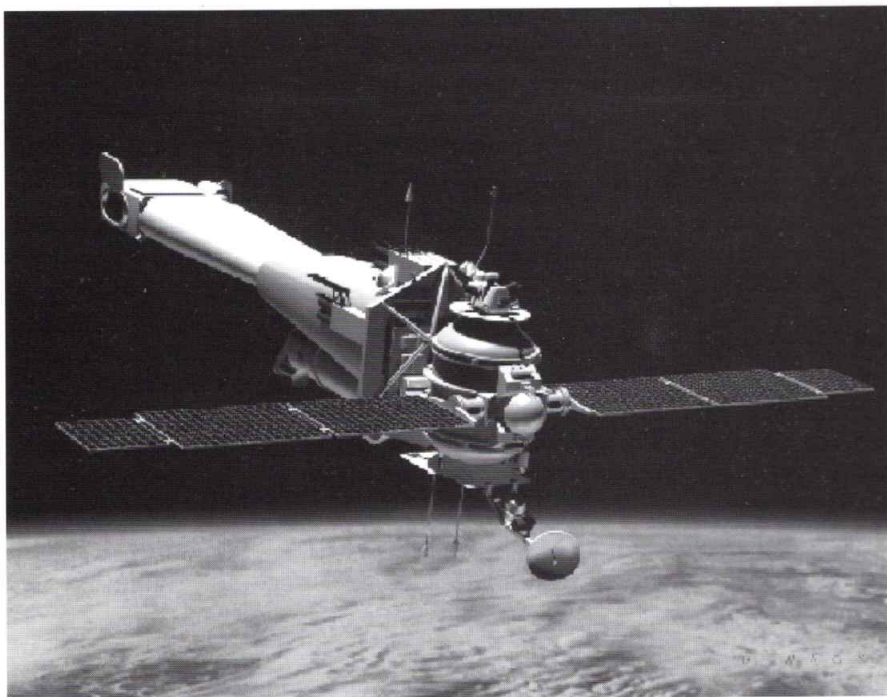
kelte spejls effektive areal er temmelig lille. Arealet findes som det geometriske areal af en skal (set "forfra") gange refleksionsevnen for den pågældende bølgelængde.

Det er dyrt at slibe spejlene til den korrekte form. De skal slibes med nøjagtigheder omkring 1 nm for at blive gode nok til røntgenstråling. Desuden skal de slibes i et materiale (typisk glas), der kan holde formen. Dette materiale bliver relativt tykt, og spejlet selv blokerer derfor for en del af strålerne. Som eksempel kan nævnes et meget præcist slebet prøvespejl, udviklet for NASA til en satellit, der skal sendes op omkring år 2000. Prøvespejlet kostede 100 mio. \$ at udvikle!

På Dansk Rumforskningsinstitut i København har man konstrueret en billigere løsning. Den tager udgangspunkt i samme idé med totalrefleksion, men i stedet for hyperbolske og parabolske skaller



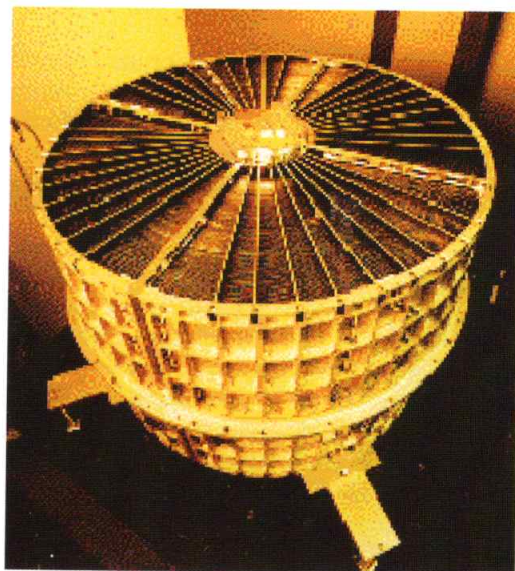
Figur 46. EINSTEIN satellittens teleskop. Et eksempel på udnyttelse af Wolter I modellen. Skallerne, der er inde i hinanden, fokuserer samme sted.



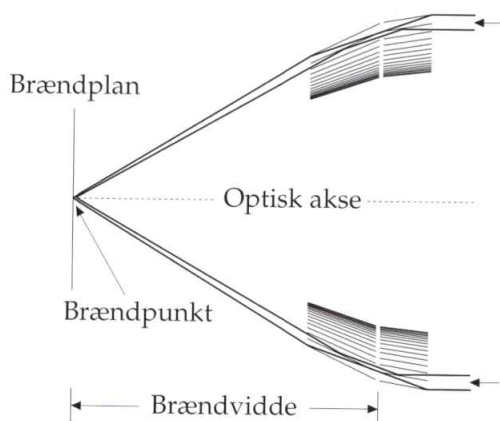
Figur 47. Spectrum-Röntgen-Gamma (SRG) satellitten. En russisk satellit, der forventes opsendt i begyndelsen af 1997. De danske teleskoper er placeret yderst i det lange rør.

bruges rette linier. "Skallerne" bliver dermed keglestumper. Det gør fokuseringen dårligere, men til gengæld teleskopet meget billigere at producere. Desuden tillader denne teknologi, at man bruger langt tyndere spejle, end det ellers er nødvendigt. På denne måde blokerer spejlene mindre, og det brugbare areal bliver meget større. Faktisk bliver teleskoperne (kaldet XSPECT), der er bygget på Rumforskningsinstituttet, blandt verdens største røntgenteleskoper (når man ser på arealet). Teleskoperne skal sendes op med en russisk satellit i 1997 (se figur 47).

Et testteleskop kan ses i figur 48. Selve spejlene er lavet af aluminiumsfolier, der er lakeret for at give en glattere overflade og belagt med Au i et tyndt lag for at øge reflektiviteten. Brændvidden for teleskopet bliver 8 m, regnet fra punktet mellem de to sæt spejle til fokuspunktet – se figur 49.



Figur 48. Et af de danske røntgenteleskoper.



Figur 49. Skematisk tegning af røntgenteleskopet "XSPECT", udviklet på Dansk Rumforskningsinstitut.

I det følgende gennemgås 4 typiske processer til dannelse af røntgenstråling i astronomiske objekter.

TERMISK EMISSION

Denne type stråling opstår, fordi gasatomerne i gassen støder sammen. I et atom bevæger elektronerne sig i baner om kernen. Ved sammenstødene ændrer elektronerne baner: Noget af den kinetiske energi i sammenstødet bruges til at flytte elektronerne til baner længere fra kernen. Når de efter sammenstødet falder tilbage til en bane nærmere kernen, udsendes stråling. Den udsendte stråling har en energi, der afhænger af, hvilken bane de når tilbage til, og hvilken de kom fra.

Resultatet er de såkaldte emissionslinier, der ses i spektret. Dette princip gælder for al elektromagnetisk stråling, ikke kun i røntgenområdet – se f.eks. BOX-3. Kolde gasskyer mellem stjernerne i Mælkevejen udsender f.eks. deres emissionslinier i radioområdet. Fra Solen, der har en overfladetemperatur på ca. 5770 K, ses emissionslinier i det synlige og i det ultraviolette område.

TERMISK BREMSESTRÅLING

Denne type stråling opstår i ioniserede gasser og er interessant i forbindelse med gassen i galaksehobene. I dette tilfælde stammer strålingen fra elektroner, der i den ioniserede gas kommer tæt forbi en atomkerne. Elektronen bliver bremset op af atomkernen, men ikke indfanget, idet den er for hurtig. Den mister dog energi, og den mistede energi giver anledning til udsendelse af stråling. Man kan beregne, hvordan spektret kommer til at se ud, men man er nødt til at anvende komplicerede metoder for at tage hensyn til alle mulige elektronhastigheder, alle mulige atomkerner og til, hvor tæt elektronen kommer på kernen.

Resultatet er, at energiudsendelsen for en given røntgenbølgelængde afhænger af temperaturen T og elektronernes densitet n_e . Det er omvendt disse størrelser, man kan bestemme ved at måle røntgenstråling fra områder, der udsender termisk bremsestråling.

SYNKROTRONSTRÅLING

Denne type stråling opstår i forbindelse med magnetfelter. Man ved, at der mange steder i Universet forekommer magnetfelter. Når en fri elektron bevæger sig i et magnetfelt, tvinges den til at spirallere omkring de magnetiske feltlinier. Dermed udsættes den for en acceleration, der får den til at udsende energi. I svage magnetfelter kan denne energi være lille, dvs. strålingen bliver langbølget, f.eks. radiostråling. For objekter med stærke magnetfelter fås også røntgenstråling.

INVERS COMPTONSPREDNING

Comptonspredning er den proces, hvor en røntgenfoton rammer en elektron (i hvile) og mister energi. Den videreudsendte røntgenfoton har en bølgelængde, der er længere end den oprindelige, og elektronen tilføres således kinetisk energi.

Den inverse Comptonspredning er årsag til røntgenudsendelse fra astronomiske objekter. Den opstår, når en "langsom" foton, fra f.eks. radiostråling, kolliderer med hurtige elektroner (kan f.eks. være i et stærkt magnetfelt). Efter kollisionen har elektronen mistet kinetisk energi, som fotonen har overtaget. Den udsendte strålings bølgelængde afhænger af, hvor meget energi det lykkes at tage fra elektronen (hvor meget elektronen bremses op).

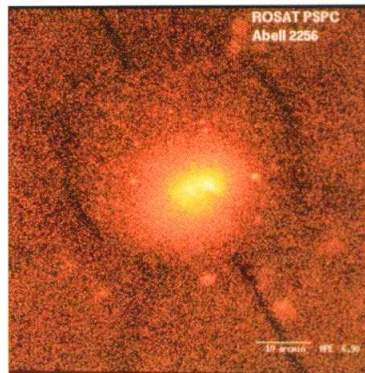
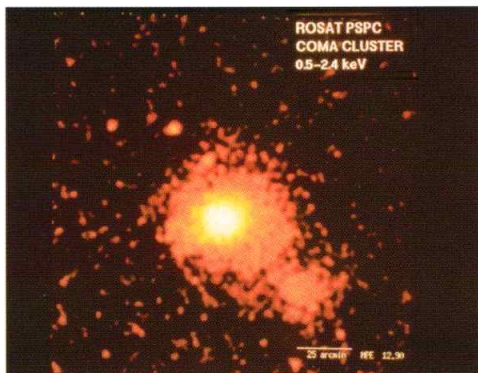
I BOX-3 omtales emissions- og absorptionslinier. Af de 4 processer, der er beskrevet her, er det kun den første, der udsender linier. De andre giver udelukkende kontinuum. Man kan dog skelne synkrotronstrålingen fra de andre ved, at den er polariseret. Det er en proces, hvor de elektriske svingninger i strålingen kun foregår i en retning. Vi skal ikke her komme ind på detaljerne af denne proces.

Supplerende opgaver til kapitel 4:

Opgave 1: En emissionslinie fra Fe udsendes fra røntgengassen med bølgelængden 193,6 pm. i) Beregn energien af den udsendte foton. ii) Strålingen udsendes, når elektronen springer fra næsttinderste skal i Fe-atomet. Fe-atomet er blevet exciteret ved sammenstød med en fri proton. Bestem protonens fart før sammenstødet, idet vi antager, at den mister al sin energi ved stødet. iii) Sammenlign denne fart med lysets hastighed.

Opgave 2: Eksempel på røntgenteleskop: For XSPECT teleskopet, der består af 143 spejle, er indfaldsvinklen for akseparallelle stråler på hhv. det inderste, midterste og yderste spejl: $0,147^\circ$, $0,297^\circ$ og $0,535^\circ$. Bestem grænsen for hvilke energier, der kan reflekteres fra disse tre spejle. Brug resultatet fra øvelse 24.

Opgave 3: Beskriv forskellene mellem observationer i det synlige og i røntgenområdet.



Røntgenstråling med energier fra 0,5 keV til 2,4 keV fra hhv. Coma hoben og Abell 2256 hoben. Optagelserne er fra den tyske satellit ROSAT, der blev opsendt 1. juni 1990, og som i 1996 stadig er i funktion. Farverne repræsenterer intensitet – de lyse farver indeholder mest intensitet. På billederne er afsat en vinkelskala, så udstrækningen af gassen, der forårsager røntgenemissionen, kan bestemmes. De sorte streger og den sorte ring, der kan anes i billedet af Abell 2256, skyldes små stænger, der holder detektorens vindue. I billedet af Coma hoben er denne effekt glattet kunstigt ud. Abell 2256 hoben indeholder over 500 galakser i en afstand af 1 mia. lysår og har en udstrækning på 10 mio. lysår. Coma hoben kan også ses på figur 15 i synligt lys. Begge hobe viser tegn på en ujævn fordeling af røntgenstrålingen, der fortolkes ved at hver af hobene er i gang med et sammenstød med en anden hob.

5. Mørkt stof – hvad er det så?

Det har der været mange gæt på. Kandidater til mørkt stof omfatter alt fra eksotiske partikler med masse meget mindre end elektronens til supertunge sorte huller med masse flere millioner gange Solens.

Mange af disse kandidater vil være svære – for ikke at sige umulige – at finde med de nuværende observationsmetoder. Vi vil ikke her gennemgå alle de foreslåede kandidater, men kun nævne et par stykker.

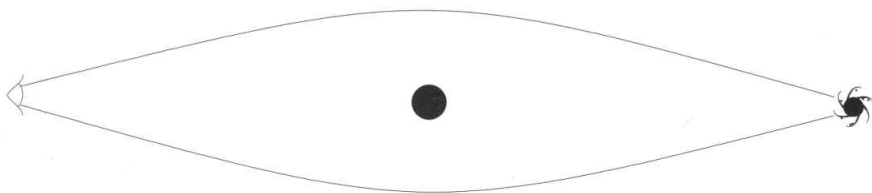
Som beskrevet i kapitel 2 viser rotationskurverne for vores egen Mælkevej, at der må være mørkt stof i Mælkevejens halo. Man ved ikke, hvad dette mørke stof er. En mulighed er "WIMP"s (Weakly Interacting Massive Particles) – som er elementarpartikler af relativt stor masse (større end en proton). Problemet med dem er, at man ikke ved, om de rent faktisk findes. Partiklerne kommer fra forudsigelser fra partikelfysikken. Teorierne forudsiger, at de fleste af disse WIMPs er forsvundet kort efter Universets dannelse. Der skulle dog stadig være nogle få, som f.eks. fotinoen, der imidlertid er meget vanskelig at detektere, fordi den kun meget vanskeligt reagerer med andre partikler.

Det mørke stof i Mælkevejens halo kan også være "MACHO"s (Massive Astrophysical Compact Halo Objects), som dækker alt fra planeter af Jupiter størrelse over små sorte huller til små stjerner.

Astronomerne har nu fundet og afprøvet en metode til at søge efter MACHOer:

MACHOs: Massive Astrophysical Compact Halo Objects

Metoden går ud på at anvende rummet selv som linse. Det er en effekt, som skyldes, at al stråling afbøjes om legemer med masse, jo mere, jo tungere. Det er illustreret i figur 50. Effekten er set ved observationer af stjerner i nærheden af Solen. Ved solformørkelse, når Solens skive er dækket af Månen, kan man se stjerner lige ved Solens kant, selvom de i virkeligheden ligger bag Solen. Effekten minder om en linses virkemåde og kaldes gravitationel linseeffekt.



Figur 50. Illustration af lysets bøjning om legemer med masse.

Ideen i observationsmetoden er at benytte mikro-linser: Man observerer ihærdigt en stjerne uden for vores galakse, for eksempel en i den nærliggende nabo-galakse Den Store Magellanske Sky (LMC). Når mørkt stof i vores egen Mælke-vej bevæger sig ind i synslinien til denne stjerne, vil det mørke stof på grund af linseeffekten fokusere stjernens lys mod Jorden. Man vil derfor observere en stigning i lysstyrken fra stjernen – den bliver klarere. De to legemer – stjernen i LMC og objektet – skal ligge tæt på hinanden i synsliniens retning dvs. indenfor en vinkel på nogle få mikrobuesekunder på himlen.

Der er lavet beregninger af, hvor tit det vil ske. Tabel VI herunder viser resul-taterne af en beregning, hvor den observerede stjerne har samme størrelse som vores sol og ligger i LMCs afstand. Linsen er 30.000 lysår fra Jorden og bevæger sig med 210 km/s. Det er antaget, at den samlede masse af linserne kan forklare rotationskurven for Mælkevejen.

TABEL VI		
Linse masse (Solmasser)	Varighed (dage)	Frekvens (pr 100 000 år)
0,005	4,5	2,3
0,01	6,4	1,6
0,1	20	0,5
1	64	0,16

EKSEMPEL: Hvis det mørke stof kun består af legemer, der alle har en masse på $0,01 M_{\odot}$, vil der kunne observeres en stigning i lysstyrke fra en stjerne i LMC ca. 2 gange hver 100.000 år. Varigheden vil være knap en uge. Legemer med masse på $0,01 M_{\odot}$ er en mellemting mellem en sol og Jupiter og kaldes en brun dværg.

Tabellen og eksemplet illu-strerer vanskeligheden ved projektet. Man skal overvåge stjernen næsten kon-stant (kort varighed) og hændelsen sker sjældent. Naturligvis kan man ikke vente 100.000 år på at se en hændelse; i stedet må man observere mange stjerner.

Da teorien for den type observationer fremkom i 1986 var der ikke mange, der troede den havde en chance. Dertil var den krævede observationsmængde for stor. Men nu har udviklingen af store CCD'er og hurtige computere gjort ekspe-rimenterne mulige.

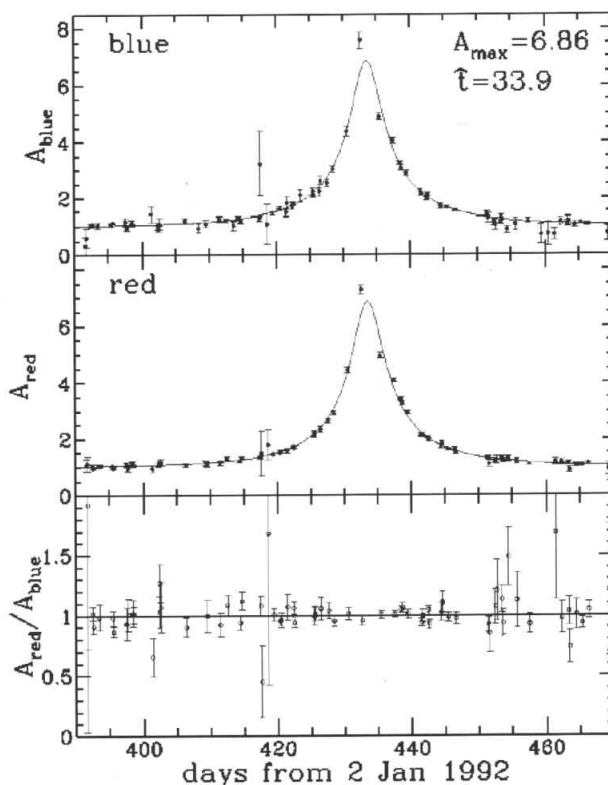
I tre forskellige eksperimenter, der har til formål at udnytte denne effekt, har man kigget efter denne type mørkt stof.

I de tre eksperimenter kigges ikke kun på stjerner i LMC; også SMC (den Lille Magellanske Sky) og den centrale del af vores galakse Mælkevejen samt enkelte kuglehobe er blevet observeret. Det er alle områder med stor tæthed af stjerner inden for det observerede felt og dermed større sandsynlighed for passage af en kandidat til mørkt stof.

Man har fået adgang til teleskoper, som næsten udelukkende skal anvendes til dette formål. Hver klar nat observeres de samme felter i bl.a. LMC's centrale del. I optikken i teleskopet er indsat en såkaldt "beamsplitter", der muliggør samti-dig optagelse i to (optiske) bølgelængdeområder ("rød" og "blå"). For at få ind-tryk af datamængden kan som eksempel nævnes MACHO eksperimentets data: På et år havde de observeret 12000 felter. Efter analyse af 15% af disse data havde de analyseret 1,8 millioner stjerner med ca. 250 observationer pr. stjerne.

Denne analyse kan naturligvis ikke foretages manuelt. Der er udviklet EDB programmel til at tage sig af den første analyse. Denne analyse finder mulige kandidater ved at sammenligne nattens optagelser med de foregående nætters og se efter, om lysstyrken for den enkelte stjerne synes at stige eller falde. Der-efter kigger astronomerne de mulige kandidater efter i detaljer.

Resultatet af de første års arbejde fra eksperimenterne er nu kommet: En 10-20 af den type kandidater til mørkt stof er observeret. Men bemærk, at dette er ud af over mange millioner analyserede stjerner!



Figur 51. Lyskurven for en mikro-gravitationel linse. Øverst for blå farve, i midten for rød farve og nederst for forholdet mellem de to farver. Nature 1993.

Effekten for en af kandidaterne kan ses i figur 51. Figuren viser, hvordan lyset stiger i intensitet samtidigt i både blå og rød. Nederste kurve viser "rød" divideret med "blå", som viser, at der ingen forskel er på de to farver. Dette sidste er vigtigt at undersøge, fordi en stjerne jo kan lyse op af andre grunde end ved at en mørkt-stof kandidat passerer forbi synslinien. Hvis stjernen er variabel, dvs. er en stjerne, der udvider sig og trækker sig sammen, hvorved lysintensiteten også varierer, vil variationen imidlertid være forskellig i de to farver "rød" og "blå". Dette skyldes, at når den variable stjerne vokser, bliver overfladetemperaturen mindre og stjernens farve mere rød. Omvendt når den trækker sig sammen.

Desuden ser man i figuren en helt symmetrisk kurve (i tid), som også er et tegn på en gravitationel linse effekt. En variabel stjerne vil variere mere ujævnt, med hurtig stigning i intensiteten og langsom aftagen.

Den anførte måling antyder, at et objekt med masse omkring 0,12 solmasser har passeret ind foran denne ene stjerne i LMC.

Disse typer observationer har nu stået på i nogle år. Resultaterne tyder indtil nu på, at selvom man altså ser adskillige af den type kandidater, er der ikke helt nok til at forklare alt det mørke stof i Universet. Skulle det mørke stof i de yderste dele af vores Mælkevej vise sig at bestå udelukkende af den slags legemer, mangler der dog stadig en teori for, hvordan de er kommet der.

Andre kandidater

Der er som nævnt også andre mulige mørkt-stof kandidater. En yderligere mulighed er, at teorierne, som vi her har set på, ikke er gyldige. Eksempelvis har det været foreslået, at gravitationskonstanten G ikke er konstant (over store afstande). Det vil kunne føre til effekter, der minder om mørkt stof på stor skala.

De fleste kandidater kommer imidlertid fra partikelfysiske teorier, som beskriver elementarpartiklers natur. Selvom disse partikler er små, kan de med selv en lille masse være kandidater til mørkt stof, hvis der bare er nok af dem. Teorierne forudsiger, at der i visse stadier af Universets udvikling har været betingelser, der muliggjorde dannelse af disse partikler. Det var især i tiden lige efter Big Bang.

Big Bang vil vi beskrive lidt mere detaljeret i næste kapitel.

6. Mørkt stof – og kosmologi

Kosmologien er læren om Universets opbygning, dannelse og udvikling. I denne bog er der ikke plads til en detaljeret beskrivelse af de nuværende teorier, men kun til lidt baggrundsinformation for at forstå, hvilken betydning mørkt stof har i kosmologien.

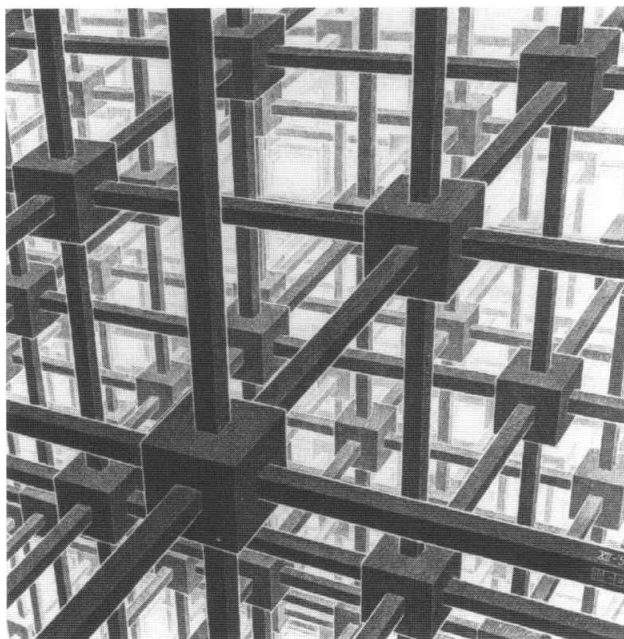
Universet udvider sig

I 1929 viste Edwin Hubble, at de galakser, han observerede, havde rødforskudte spektre. Det betyder, at de har hastigheder væk fra os. Desuden fandt han, at jo længere galaksen var væk, jo hurtigere var den på vej væk. Det gjaldt uafhængig af, i hvilken retning han kiggede. Denne sammenhæng skrives (Hubbles lov):

$$v = H_0 \cdot r$$

hvor v er hastigheden af galaksen og r afstanden til galaksen. H_0 kaldes Hubble konstanten. Det er svært at bestemme denne konstant; observationerne antyder, at H_0 ligger mellem 1,5 og 3,0 cm/s/lysår.

At galakserne bevæger sig hurtigere væk fra os, jo længere de er væk, kunne tyde på, at vi er i Universets centrum, og at alt bevæger sig væk fra os. Der er imidlertid ikke noget centrum i Universet, og dette kan anskueliggøres af følgende analogi: Betragt figur 52. Antag, at hver terning på figuren er en galakse,



Figur 52. Universets opbygning, illustreret ved M.C. Eschers billede "Kubisches Ruimteverdeling".

og at alle stængerne mellem terningerne er en slags teleskoparme, der udvider sig med samme hastighed. Man ser, at det er lige meget hvilken terning (galakse), man sidder på, der observeres det samme: Den nærmeste naboterning vil bevæge sig væk med en hastighed, der svarer til udvidelseshastigheden for teleskoparmen. Den næste terning (naboens nabo) vil, set fra "vores" terning bevæge sig med den dobbelte hastighed. Og så videre. Dermed fås Hubbles opdagelse: Jo længere galaksen er væk, jo hurtigere bevæger den sig væk fra os.

Egentlig burde hele dette billede beskrives med den generelle relativitetsteori, som forudsiger Universets udvidelse og andre effekter, som vi kommer til senere. I stedet anvendes her den klassiske fysik, som alligevel giver mulighed for at forstå problemernes indhold. Det er vigtigt at huske, at vores billede kun gælder over meget store afstande. Lokalt, f.eks. indenfor vores lokale galaksehob, vil gravitation være dominerende, og galakserne vil være i bevægelse om hinanden. På store skalaer (over 100 millioner lysår) er effekten af den lokale gravitation imidlertid forsvindende.

Da Universet således udvider sig, er det nærliggende at se på, hvad der er sket forud. Regner man baglæns – spoler filmen tilbage – må man komme til et tidspunkt, hvor Universet var meget mindre. Faktisk uendeligt lille (et punkt). I den situation forsvinder rum- og tidsbegreberne if. den generelle relativitetsteori. Spoler vi nu lidt frem igen opstår Universet – dette kaldes Big Bang.

Øvelse 25: 1 parsec er 3,262 lysår. Omskriv Hubble konstantens værdi til de to enheder km/s/Mpc og s⁻¹. (Mpc er Megaparsec).

Øvelse 26: Hvor gammelt er Universet? Det kan groft estimeres ved at antage, at udvidelseshastigheden v har været konstant siden Big Bang. Bestem denne alder (kaldet Hubble tiden – som kan vises at være en øvre grænse for Universets alder).

Universets fremtid

Hvad sker der nu, hvis vi lader tiden gå langt ud i fremtiden? Vil Universet blive ved at udvide sig?

Det afhænger af, om der er stof nok i Universet til, at gravitationen fra stoffet kan stoppe udvidelsen. Lad os se på betingelsen for, at dette sker.

Princippet i det følgende er det samme som ved udledning i kapitel 4, hvor vi så på røntgengassen.

Betragt en kugle i Universet. Lad os antage, at den er så stor, at lokale variationer inde i kuglen ikke har betydning. Lad massen indenfor kuglen være M . Så vil densiteten ρ være masse divideret med rumfang, dvs.:

$$\rho = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi r^3} \quad (37)$$

hvor r er kuglens radius. Tyngdekraften på en galakse i afstanden r fra centret af kuglen er (se BOX-1B):

$$F_g = -\frac{GMm}{r^2} \quad (38)$$

Husk, at kun massen inden for kuglen bidrager til kraften på galaksen. Husk også, at det her handler om al massen indenfor kuglen – dvs. også evt. mørkt stof. Det er al massen, der giver anledning til tyngdekraften. Vi har nu fra Newtons 2. lov, da $a = dv/dt$, og vi bruger (38):

$$\begin{aligned} F_g &= ma \\ &= m \frac{dv}{dt} \\ &= -\frac{GMm}{r^2} \end{aligned} \quad (39)$$

Der ganges med v , og udtrykkene samles på den ene side:

$$vm \frac{dv}{dt} + v \frac{GMm}{r^2} = 0 \quad (40)$$

Denne formel kan skrives som:

$$\frac{1}{2}mv^2 - \frac{GMm}{r} = \text{konstant} = E \quad (41)$$

Dette kan indses ved at differentiere ligning (41) og udnytte, at $v = dr/dt$.

Første led i ligning (41) genkendes som den kinetiske energi. Andet led er den potentielle energi. E er den samlede energi af den betragtede galakse.

Universets fremtid afhænger af E . Hvis E er positiv, vil hastigheden af galaksen være for stor til, at den vil blive bremsset op af massen indenfor kuglen. Betragtes hele Universet, betyder denne model, at Universet dermed vil udvide sig for evigt: "Åbent Univers". Hvis E er negativ, vil hastigheden være for lille – galaksen vil på et tidspunkt blive bremsset helt op og falde ind igen. Dermed falder hele Universet igen tilbage i sig selv (Big Crunch): "Lukket Univers".

Overgangstilfældet $E=0$, hvor Universet lige netop ikke falder sammen igen, men hvor udvidelseshastigheden går mod 0, kaldes det kritiske tilfælde. Vi kan beregne densiteten (den kritiske densitet) af Universet i dette tilfælde:

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{GMm}{r} \quad (42)$$

eller

$$v^2 = 2 \frac{GM}{r} = \frac{8}{3} \pi G \rho_{\text{krit}} r^2 \quad (43)$$

hvor ρ_{krit} er denne kritiske densitet af Universet:

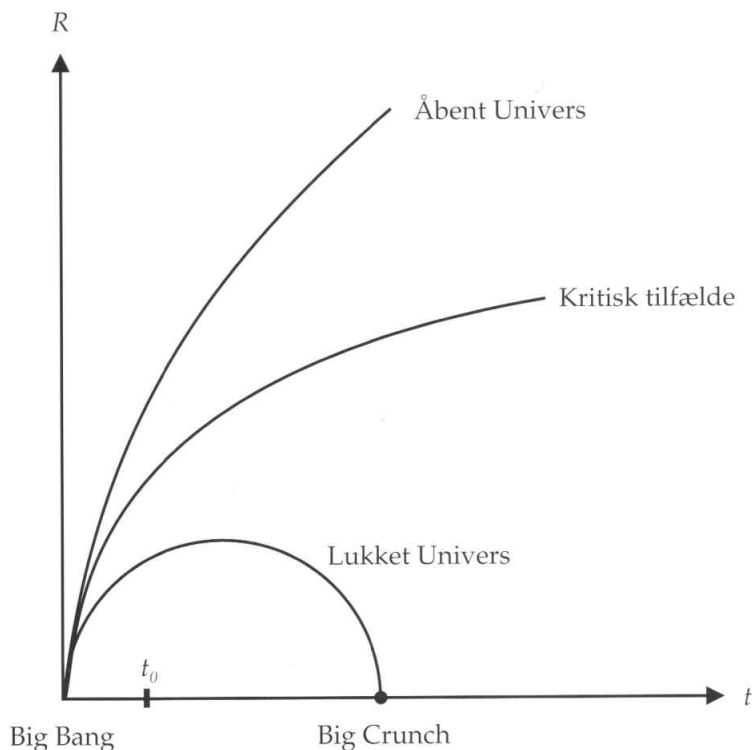
$$\rho_{\text{krit}} = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi r^3} \quad (44)$$

Indsættes Hubbles lov i (43) fås:

$$H^2 = \frac{8}{3} \pi G \rho_{\text{krit}} \quad (45)$$

Øvelse 27: Bestem den kritiske densitet, hvis $H_0 = 75 \text{ km/s/Mpc}$.

Figur 53 viser teorierne for Universets fremtid. R -aksen angiver Universets udstrækning, t -aksen er tiden. Big Bang er, hvor udstrækningen er lig 0, t_0 er nu.



Figur 53. Modeller for Universets for- og fremtid.

Det ses, at hvis densiteten er større end den kritiske, vil Universet trække sig sammen igen. Hvis densiteten er mindre, vil det blive ved med at udvide sig. Det er derfor af stor betydning at vide, hvor meget mørkt stof der er, for at man kan bestemme Universets densitet og dermed Universets skæbne. Dette er imidlertid ikke særlig nemt.

Big Bang modellerne forudsiger sammensætningen af grundstofferne i Universet. Det fører for vidt at komme ind på detaljerne af denne del af teorien, men resultatet er, at der dannes ca. 75% H og ca. 25% He i de første par minutter af Universets levetid. Der dannes desuden ganske lidt af de lette isotoper, f.eks. deuterium og Li. Alle øvrige grundstoffer er dannet ved kerneprocesser i stjernerne. Disse grundstoffer kommer ud i Universet igen f.eks. ved supernovaeksplosioner. Man kan ud fra Big Bang modeller og observationer bestemme densiteten af Universet, hvis man kun medregner grundstofferne. Man får værdien:

$$\rho = 5 \cdot 10^{-28} \text{ kg/m}^3$$

Øvelse 28: Sammenlign denne værdi med den værdi for ρ_{krit} , der blev fundet i øvelsen ovenfor. Hvilken type Univers ville vi have, hvis al masse var fra kendte grundstoffer: ét, der udvider sig, eller ét, der trækker sig sammen igen?

Man har forsøgt at bestemme Universets densitet ved at sammenholde alle de typer observationer, man kunne finde. Man finder følgende (selvom der er store usikkerheder forbundet med denne værdi):

$$\rho \geq 0,2 \rho_{\text{krit}}$$

Hvis Universet i virkeligheden har den kritiske densitet, ja så mangler man at finde ca. 80% af massen.

Men er der da nogen grund til at forvente, at Universet skulle have den kritiske densitet? Observationerne tyder jo ikke på det.

Inflationsteorien

Husk, at det ovenstående kun er en *model* af Universet. Big Bang modellen har mange forudsigelser, hvoraf man har bekræftet en del ved observationer. Big Bang modellen er da også bredt accepteret blandt astronomerne. Men der er dog visse fundamentale spørgsmål, som denne teori ikke kan besvare. Disse er i kort-hed bl.a.:

1) FLADHEDSPROBLEMET

Vi har lige set, at $\rho \geq 0,2 \rho_{\text{krit}}$. Denne værdi er faktisk ret tæt på den kritiske. Hvis Universet havde haft en densitet noget mindre end den kritiske i de tidligste faser, ville det allerede nu være meget åbent og tomt at være i. Hvis densiteten havde været noget større end den kritiske, ville Universet være bremsset op og faldet sammen igen. Man kan beregne, at for at have et Univers som det nuværende, må ρ være lig $\rho_{\text{krit}}(1 \pm 10^{-50})$.

2) ISOTROPIPROBLEMET

Et andet problem er den stråling, der kaldes den kosmiske baggrundsstråling, som man observerer i mikrobølgeområdet. Denne strålings oprindelse kan Big Bang modellerne forklare. Strålingen opstod (blev frigjort) omtrent 10^3 år efter Big Bang. Problemet med strålingen, som man observerer, er imidlertid, at den er så jævn – uanset hvilken vej man observerer, ser man samme stråling. Man kan vise, at det er samme stråling indenfor en faktor 1 ± 10^{-4} . Problemet er, at når man ser i to diametralt modsatte retninger har strålingen i begge tilfælde været undervejs i ca. 15 mia. år – Universets "alder". Da der er ca. 30 mia. lysår mellem to modsatte ender af det synlige Univers har disse to ender ikke haft mulighed for at "kommunikere", dvs. den ene ende har ikke haft tid til at fortælle den anden, hvilken tilstand den er i. Det overraskende er således, at strålingen er helt ens i begge (alle) retninger.

Der er imidlertid i de senere år fremkommet en teori, der kan forklare flere af de uløste spørgsmål, og som ikke er i modstrid med Big Bang teorien. Denne teori kaldes inflationsteorien, og handler om en periode lige efter Big Bang. Faktisk så kort tid som 10^{-35} sekund efter! På det tidspunkt, og frem til 10^{-32} sekunder efter Big Bang, siger teorien, at Universet udvidede sig med en faktor 10^{50} (inflation)! Dette skyldes en egenskab, som Universet havde på dette tidspunkt ifølge en (ubekræftet) teori fra partikelfysikken: GUT, the Grand Unified Theory. Denne teori forudsiger, at de 4 fundamentale naturkræfter kan samles til 1 kraft ved de fysiske tilstande, som findes lige efter Big Bang. De 4 fundamentale naturkræfter er: Gravitation, elektromagnetiske kræfter, stærke og svage kernekræfter.

Inflationsteorien giver mulighed for at få løst de to nævnte problemer, inden Universet gennemgik inflationsperioden. Før inflationsperioden indtraf, var Universet så lille, at der var tid nok til, at to områder, som vi i dag ser i hver sin retning, har kunnet kommunikere. Og fladhedsproblemet er ikke længere et problem: Universet ser fladt ud, fordi vi kun ser en lille del af det. Det svarer til, at det er vanskeligt at bedømme, om Jorden er flad eller krum ved blot at se på baghaven.

Der er dog et lille problem, som inflationsteorien ikke løser. Det er problemet med vores eksistens: Hvis Universet virkelig er *så* isotropt, hvordan kan man så forklare, at der findes galakser, galaksehobe mv., da de må være dannet som følge af densitetsujævnheder i de tidligste stadier efter Big Bang. Det problem synes nu at være nær opklaring. En amerikansk satellit, COBE – der måler på forskelle i baggrundsstrålingen – har opdaget, at der faktisk er små ujævnheder i baggrundsstrålingen fra det tidlige Univers. COBEs målinger antyder derfor en mulighed for, at galakser mv. kan dannes. Disse målinger er i disse år ved at blive forbedret med ballon- og satelliteksp eksperimenter. COBEs målinger sammen med inflationsteorien giver svar på mange spørgsmål om Universets skabelse, så Big Bang teorierne har nu mange tilhængere.

Det vigtige ved inflationsteorien for diskussionen af det mørke stof er, at teorien forudsiger, at $\rho = \rho_{\text{krit}}$. Det vil sige, man mangler faktisk at få fundet 80% af Universets masse, hvis inflationsteorien er rigtig. Og der må være mørkt stof.

GUT teorien forudsiger også eksistensen af partikler, som man ikke kender fra laboratorierne. En klasse af disse partikler er WIMPs, som tidligere er omtalt ganske kort. Det er partikler, der kun vanskeligt vekselvirker med andre partikler, og som derfor er vanskeligt at detektere. Nogle af disse kan udgøre den manglende masse. Man ved endnu ikke, om WIMPs findes.

Man kender dog eksempler på partikler, f.eks. neutrinoer, som har meget svært ved at reagere med andre partikler. Neutrinoer dannes ved bl.a. kerneprocesserne i solens indre og under supernovaeksplosioner, og de vekselvirker så lidt, at de næsten uhindret kan bevæge sig ud gennem Solen – og gennem os selv og Jorden.

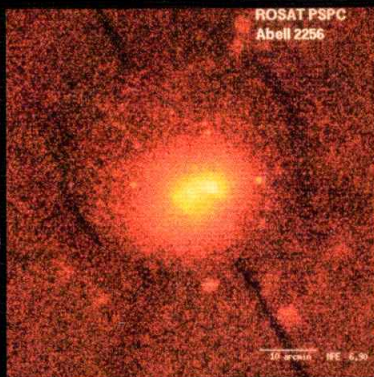
Neutrinoerne har man forsøgt at bestemme massen af – og det kan godt lade sig gøre, selvom de er ret svære at detektere. De nyeste resultater fra eksperimenter med tritiumhenfald i laboratorier har givet en øvre grænse for massen, der er så lille, at neutrinoer alene ikke kan udgøre den manglende mørke masse. Denne øvre masse er fundet til ca. 10 eV (massen angivet i energienhed). Hvis al den mørke masse skulle være neutrinoer med denne lille masse, kan man ikke forklare, hvorfor der er *så* mange neutrinoer. Der er andre dele af partikelfysikens teorier, der giver andre muligheder, og også relativitetsteorien åbner mulighed for kandidater til det mørke stof i form af små sorte huller.

Uanset hvilken type, der udgør den mørke masse står vi tilbage med spørgsmålet:

Har vi et mørkt stof-problem?

Svaret afhænger af, hvor stærkt man er overbevist om de gældende teorier og modeller for Universet og tolkningen af observationerne.

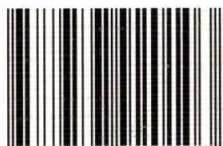
Eksistensen af mørkt stof er dog helt sikkert en af de bedste forklaringer på mange af de astrofysiske problemer, der er beskrevet i det foregående, og arbejdet med at finde ud af, hvad det mørke stof består af, er et af de mest aktive områder inden for astrofysik i dag.



Røntgenstråling fra ABELL 2256 hoben
optaget fra den tyske satellit ROSAT.

Det mørke stof findes både i omegnen af
vores egen galakse og mellem galakserne,
og det er stadig en gåde for astronomerne.

ISBN 87-7792-010-4



9 788777 920103

