

**EUREKA
Digital
16-2008**

FYSIKK I DEN POLARE ATMOSFÆREN OG NORDLYSET

**Professor Asgeir Brekke
Universitetet i Tromsø
Institutt for fysikk og teknologi**



EUREKA DIGITAL 16-2008

ISSN 0809-8360

ISBN: 978-82-7389-139-6

Fysikk i den polare atmosfæren og nordlyset



Foto: Nordlysbånd over Sørpolen. Fra forsiden av boken: Physics of the Upper Polar Atmosphere, Asgeir Brekke. WILEY Publishers, 1997. Bildet er tatt av NASA fra Spacelab III.

Forord

Nordlyset er det mest spektakulære bevis på at den polare atmosfæren er spesiell. For oss som bor på disse breddegrader hvor nordlysene utfolder seg hyppigst, har de ofte gitt inspirasjon til fantasier og undring. Nordlysene er fascinerende i form og opptreden, men kanskje like spennende er de usynlige kreftene og prosessene som koreograferer disse himmelske lysspillene. I dette heftet forsøker vi å gi et lite innsyn bak slørene på disse himmelske danserinnene.

Den polare atmosfæren har fått mer oppmerksomhet i den senere tid enn den vanligvis har vært forunt. Dette henger sammen med tanken om at den er så ren og upåvirket av eventuelle forurensninger som vi pumper ut i atmosfæren i de mer urbane strøk. Dersom atmosfæren tar skade av denne aktiviteten, forventer en å se skadevirkningene først og klarest i den polare atmosfæren. Svekkelsen av ozonlaget over Antarktis kan være et slikt sykdomstegn som har brakt miljøpolitikere verden over til å reagere. Vi ønsker ut fra de fysiske kunnskaper om atmosfæren å kaste lys over denne situasjonen.

Atmosfæren er en absolutt nødvendighet for alt liv på jorda. Til tross for dette er den generelle kunnskapen om den ganske mangelfull hos de fleste. Begreper som skalahøyde og solarkonstanten er ukjente for mange. Om vi kan gi leserne et bedre innblikk i hvordan atmosfæren er og hva som påvirker den, ville dette heftet oppfylle sine mål.

Nagoya/Lindau/Tromsø, 1997

Asgeir Brekke

Innhold:

1 Atmosfæren

- [1.1 Innledning](#)
- [1.2 Atmosfærens sammensetning og fysiske egenskaper](#)
- [1.3 Solflekke](#)
- [1.4 Radiostråling fra sola som mål på solflekkeaktiviteten](#)
- [1.5 Temperaturforløpet med høyden](#)
- [1.6 Ozonlaget](#)
- [1.7 Høydeprofiler av ozon](#)
- [1.8 Ozonkjem](#)
- [1.9 Mulige spor av forurensning i den øvre atmosfæren](#)
- [1.10 Temperaturforholdene i den nedre atmosfæren](#)
- [1.A Solstråling, solarkonstanten og drivhuseffekten](#)
 - [1.A.1 Solspektret](#)
 - [1.A.2 Plancks strålingslov og solarkonstanten](#)
 - [1.A.3 Drivhuseffekten](#)
- [1.B Skalahøyden og ozonlaget](#)
 - [1.B.1 Skalahøyden](#)
 - [1.B.2 Ulike tolkninger av begrepet skalahøyde](#)
 - [1.B.3 Stabiliteten i atmosfæren](#)
 - [1.B.4 Luftmotstand i satellithøyder](#)

2 Jordas magnetfelt

- [2.1 Historisk bakgrunn](#)
- [2.2 De magnetiske elementene](#)
- [2.3 Strømmene i nordlyset forstyrrer magnetfeltet](#)
- [2.4 De globale variasjoner i magnetfeltet](#)
- [2.5 Drift av det magnetiske system - sekulærvariasjoner](#)
- [2.6 Magnetfeltet er en skjerm](#)
- [2.7 Nordlysringen flytter seg](#)
- [2.8 Magnetfeltet utenfor jorda](#)
- [2.9 Det interplanetariske magnetfeltet er nøkkelen til solvindpartiklene](#)
- [2.10 Professor Kristian Birkeland og nordlyset](#)
- [2.11 Magnetosfæren og nordlyset](#)
- [2.12 Nordlyset er ikke et isolert fenomen](#)
- [2.13 Effekten av kosmisk stråling på klimaet](#)
- [2.14 Kosmisk stråling og ozon](#)
- [2.A Matematisk beskrivelse av magnetfeltet](#)
 - [2.A.1 Det magnetiske potensialet](#)
 - [2.A.2 De magnetiske komponentene](#)
 - [2.A.3 Formen på magnetfeltlinjene](#)
 - [2.A.4 Høyden av en nordlysstrøm](#)
- [2.B Kosmisk stråling](#)
 - [2.B.1 Stivhet og kinetisk energi](#)
- [2.C Magnetisk fluks og magnetisk latitude](#)
 - [2.C.1 Den magnetiske fluks i nordlysringen](#)
 - [2.C.2 Magnetisk latitude](#)
 - [2.C.3 Oppgave om nordlysringen](#)
- [2.D Dannelse av magnetopausen](#)
 - [2.D.1 Strømførende plan](#)
 - [2.D.2 Trykket i solvinden og avstand til magnetopausen](#)
 - [2.D.3 Oppgaver om magnetopausen](#)
- [2.E Fluxgate-magnetometer](#)

3 Nordlyset og ionosfæren

- [3.1 Litt nordlyshistorie](#)
- [3.2 Høyden av nordlyset](#)
- [3.3 Hyppigheten av nordlys](#)
- [3.4 Den globale fordelinga av nordlysene](#)
- [3.5 Hvordan nordlyset framstår](#)
- [3.6 Nordlyspartiklene](#)
- [3.7 Dannelsen av ionosfæren](#)
- [3.8 Dannelsen av ionisasjons- \(elektron-\) profilene i den øvre atmosfæren](#)

Noen nyttige konstanter

Bibliografi

(File translated from T_EX with [T_TH](#), version 1.41, by Steinar Thorvaldsen, 7. April 1998.)

Manuskriptet publisert på forlaget Eureka digital, Høgskolen i Tromsø, i 2008.

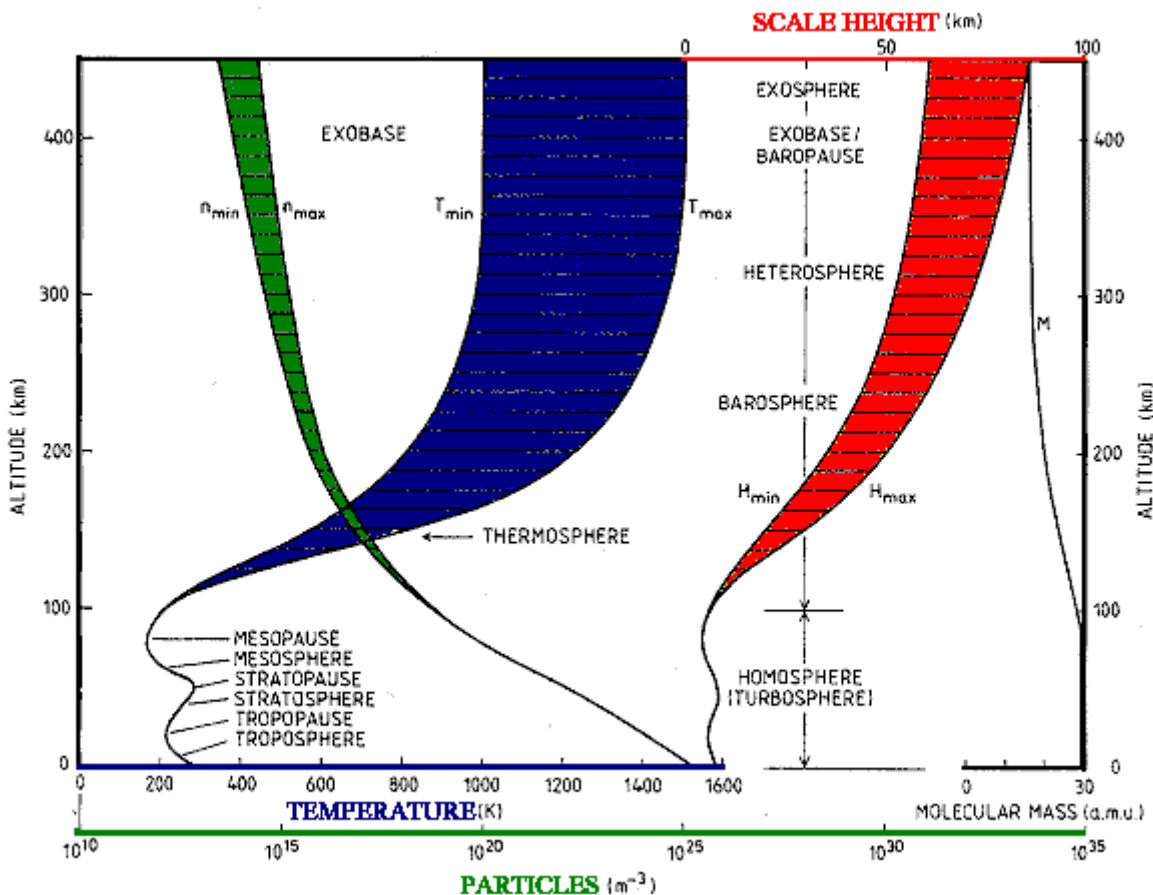
Steinar Thorvaldsen

Kapittel 1: Atmosfæren

1.1 Innledning

Vi lever våre liv omgitt av atmosfæren som strekker seg fra overflaten av jorda og ut til uendeligheten. Vi vet at den er sammensatt av ca. 80% molekylært nitrogen (N_2) og 20% molekylært oksygen (O_2) som vi daglig puster inn og ut, men bortsett fra det, er den allmenne kunnskap om atmosfæren heller begrenset. Nå har nok atmosfæren fått mer oppmerksomhet i folks bevissthet i vår tid enn den knapt noen gang har hatt tidligere, dette på grunn av frykten for svekkelser i ozonlaget og forstyrrelser i drivhuseffekten. I dette kapitlet skal vi presentere et mer fullstendig bilde av atmosfæren og forsøke å gjøre nærmere rede for drivhuseffekten og betydningen av ozonlaget.

1.2 Atmosfærens sammensetning og fysiske egenskaper



Figur 1.1: Modeller for høydeprofilene av temperaturen T , partikeltettheten n , molekylarmassen M og skalahøyden H i atmosfæren mellom bakken og en høyde på 450 km. De ulike områdene er betegnet med sine respektive navn som henspiller på karakteristiske egenskaper ved temperaturprofilen eller gass-sammensetningen. Variasjonsområdene for de ulike parametrene mellom solflekkmaksimum og solflekkminimum er skravert. (Fra Brekke, 1997.)

I fig. 1.1 er høydeforløpene av partikeltettheten n , skalahøyden H , molekylarmassen M og temperaturen T mellom bakken og en høyde på 450 km framstilt grafisk. Ved bakken er partikeltettheten 10^{25} m^{-3} , mens den er redusert til 10^{14} m^{-3} ved 400 km. Under ca. 100 km

avtar partikkeltettheten tilnærmet eksponentielt med høyden med en karakteristisk *skalahøyde* på ca. 8 km. Det vil si at for en økning i høyden på vel 8 km, avtar tettheten med en faktor e ($= 2,72$). Over 100 km finner vi også en eksponentiell reduksjon i tettheten, men den er mye langsommere enn i området nedenfor, og i det høyeste området er den typiske skalahøyden nærmere 50 km. Mens molekylarmassen er 28,8 a.m.e. (atomære masseenheter) ved jordoverflaten, er den bare 16 a.m.e. ved 450 km. Dette henger sammen med at nede ved bakken hvor lufta er sammensatt av 80% N₂, med molekylarmasse 28 a.m.e., og 20% O₂, med molekylarmasse 32 a.m.e., består atmosfæren 450 km over bakken for en stor del av atomært oksygen (O) med molekylarmasse 16 a.m.e. Under 100 km er molekylarmassen nesten konstant og lik 28,8 a.m.e. som den er på bakkenivå. Gasspartiklene i denne nedre delen av atmosfæren, som ofte kalles *homosfæren*, er derfor homogent blandet i hele høydeområdet. Idet partikkelblandingen holdes oppe ved turbulens, kan en også finne betegnelsen *turbosfæren* på dette området.

Temperaturforløpet med høyden er noe mer komplisert. I de nærmeste 20 kilometrene (se tabell 1.1) over bakken avtar temperaturen fra en middeltemperatur ved jordoverflaten på omlag 288 K eller +15 °C med 4-5 K (eller 4-5 °C) pr. km. Dette området av atmosfæren kalles *troposfæren*. Mellom 15 og 20 km finner vi det første minimum i temperaturforløpet i atmosfæren - dette kalles *tropopausen* og har en temperatur på omlag 215 K (-58 °C). Over tropopausen øker temperaturen igjen i *stratosfæren* opp til et maksimum på omlag 280 K som kalles *stratopausen*. Over stratopausen finner vi *mesosfæren*, og her avtar temperaturen opptil et minimum ved *mesopausen* som befinner seg mellom 70 og 90 km over bakken. I mesopausen finner vi den laveste temperaturen noe sted i våre nærmeste omgivelser, idet temperaturen kan krype ned til 160 K eller lavere enn -110 °C. Det spesielle med mesosfæren er at i polare strøk er den faktisk kaldere om sommeren enn om vinteren, i motsetning til forholdene i den nedre delen av atmosfæren.

Over mesopausen øker temperaturen igjen og kan bli godt over 1000 K i høyder over 200 km. Forholdene i denne delen av atmosfæren som kalles *termosfæren*, er sterkt påvirket av situasjonen på sola, derfor er kurvene for skalahøyde, tetthet og temperatur i termosfæren framstilt mellom to ytterverdier i fig. 1.1. Maksimumsverdiene betegner de verdiene en kan forvente når sola er særlig aktiv, dvs. når den er inne i en periode med maksimal solflekkaktivitet. Tilsvarende angir minimumskurvene de forventede parameterverdiene under minimal solflekkaktivitet. Utenfor termosfæren, i høyder over 400-500 km, finner vi *eksofæren* som domineres av lettere gasser som hydrogen (H) og helium (He) samt atomært oksygen (O).

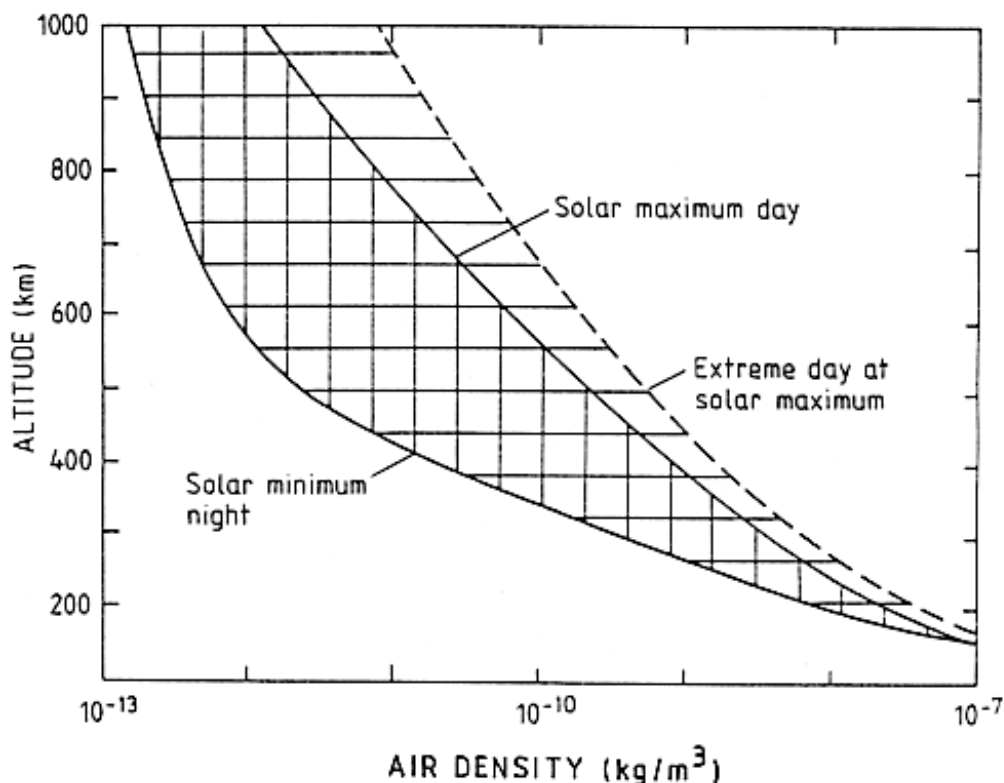
Tabell 1.1: Verdier av temperatur, skalahøyde, partikkeltetthet og produktet av partikkeltetthet og skalahøyde for hver femte kilometer opp til 120 km.

| Høyde | Temperatur | Skalahøyde | Konsentrasjon | Tetthet |
|----------|------------|------------|------------------------|-------------------------|
| h (km) | t (K) | H (m) | n (m ⁻³) | nH (m ⁻²) |
| 0 | 288 | 8,40(03)* | 2,55(25)* | 2,14(29)* |
| 5 | 256 | 7,50(03) | 1,53(25) | 1,15(29) |
| 10 | 223 | 6,50(03) | 8,61(24) | 5,60(28) |
| 15 | 217 | 6,40(03) | 4,04(24) | 2,59(28) |
| 20 | 217 | 6,40(03) | 1,85(24) | 1,18(28) |
| 25 | 222 | 6,50(03) | 8,33(23) | 5,41(27) |

sammensetning, men er heterogen. Området over 100 km kalles derfor gjerne for *heterosfæren*, men en kan også finne betegnelsen *barosfæren* på dette området.

I fig. 1.2 er høydeforløpene for de ulike gassene framstilt ved solarminimums- og solarmaksimumsforhold. Ved solarmaksimum stråler sola ut spesielt mye ultrafiolett lys og er en meget aktiv kilde for partikkel- og radiostråling. Av figuren ser vi at ved solar- maksimum dominerer O høydeområdet over 200 km, mens H er ubetydelig i denne sammenheng. For solarminimum derimot er det H som dominerer over 400 km, mens O bidrar sterkest i høydeområdet mellom 200 og 400 km. Vi legger også merke til at He gjør seg sterkere gjeldende over 500 km under solarminimum.

Under 200 km domineres som nevnt atmosfæren av molekylært N₂ og O₂, men som det går fram av fig. 1.2, bidrar også argon (Ar) med omlag 1% i dette høydeområdet. Forekomsten av Ar øker relativt sterkt mellom 200 og 400 km når solaktiviteten øker. I det hele tatt forandrer de relative forholdene mellom de ulike gassene seg ganske merkbart med situasjonen på sola. Satellittmålinger av disse forholdene har økt vår forståelse av hvordan den øvre atmosfæren oppfører seg under påvirkning av vekslende innstråling av lys og partikler fra sola.



Figur 1.3: Det skraverte området viser innenfor hvilke grenser massetettheten i atmosfæren kan variere i høydeområdet mellom 100 og 1000 km i løpet av en solflekksyklus. (Fra Brekke, 1997.)

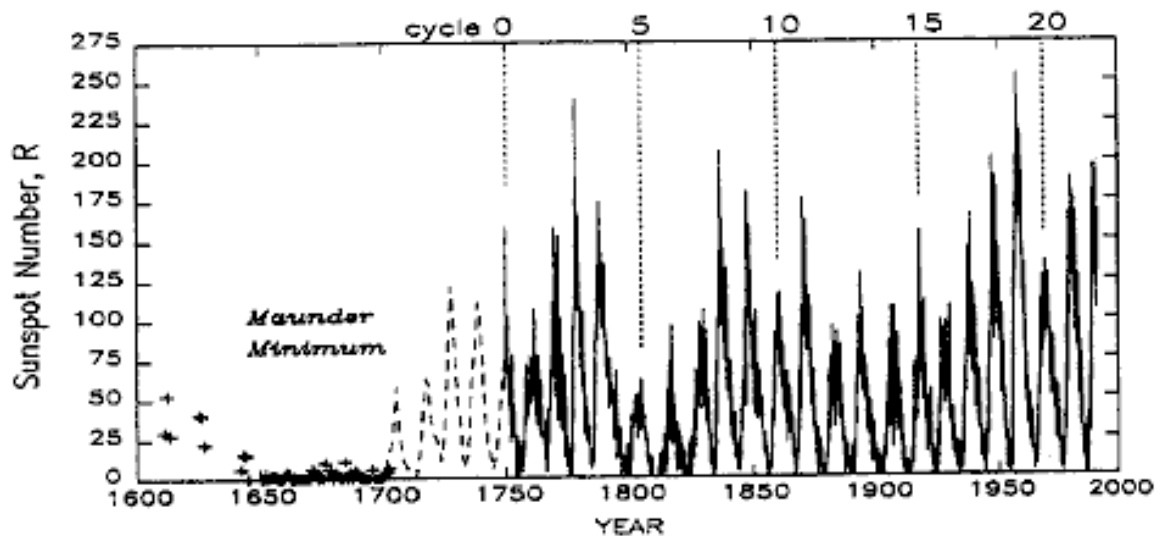
Disse variasjonene i den øvre atmosfæren ved ulike faser av solflekksyklusen har innvirkning på satellittbanene. I typiske satellitthøyder som f.eks. 800 km, kan massetettheten i atmosfæren øke med flere størrelsesordener fra solarminimum til solarmaksimum (fig. 1.3). Dette vil føre til flere kollisjoner mellom satellittene og atmosfæreparklene og dermed sterkere friksjon i satellittenes bevegelser. Friksjonen vil redusere høyden for satellittene og dermed trekke dem ned i et atmosfæreområde med større tetthet og til syvende og sist

reduere levetiden til satellittene. For satellitter i lavere baner er problemet enda alvorligere. Om en vil utføre et satellitteksperiment som skal vare over noen tid, vil det være en fordel å ha visse formeninger om hvordan solaktiviteten vil fortone seg i de nærmeste årene, men dette er ikke alltid like lett å forutsi.

1.3 Solflekkene

Et av de mest fascinerende forhold med sola, er solflekkene som viser seg på solskiva med varierende styrke og antall i et heller kaotisk og uoversiktlig mønster. De har vært observert i tusener av år med det nakne øyet, og har ofte forårsaket frykt og engstelse blant mange. De har ofte vært tatt som varsel på en nært forstående ulykke som sult, brann, oversvømmelser og krig. Ja, både de klerikale og de verdslige makter har ofte sett sitt snitt til å bruke solflekkene som advarende varsler for å bringe folket til lydighet og påtvinge undersåttene høyere tiender og skatter. Men solflekkene har også ofte inspirert folk til å fundere over årsakene til dem.

Først på 1600-tallet var utviklingen av optikken kommet så langt at en kunne betrakte dem i teleskop, og det var det Galilei som var den første til å gjøre. Til tross for at mange skarpe solforskere opp gjennom tidene har viet sitt liv, og kanskje andres med, til å avlure solflekkene noen av hemmelighetene deres, har det ennå ikke lyktes noen å kunne forutsi hvordan de vil komme til å opptre verken i morgen eller neste år.



Figur 1.4: De årlige middelverdier av solflekk tallene mellom 1600 og 1990. Hver syklus er gitt et nummer som starter med null i 1755. For tiden er vi på full fart inn i syklus nummer 23. (Fra Lean, 1991.)

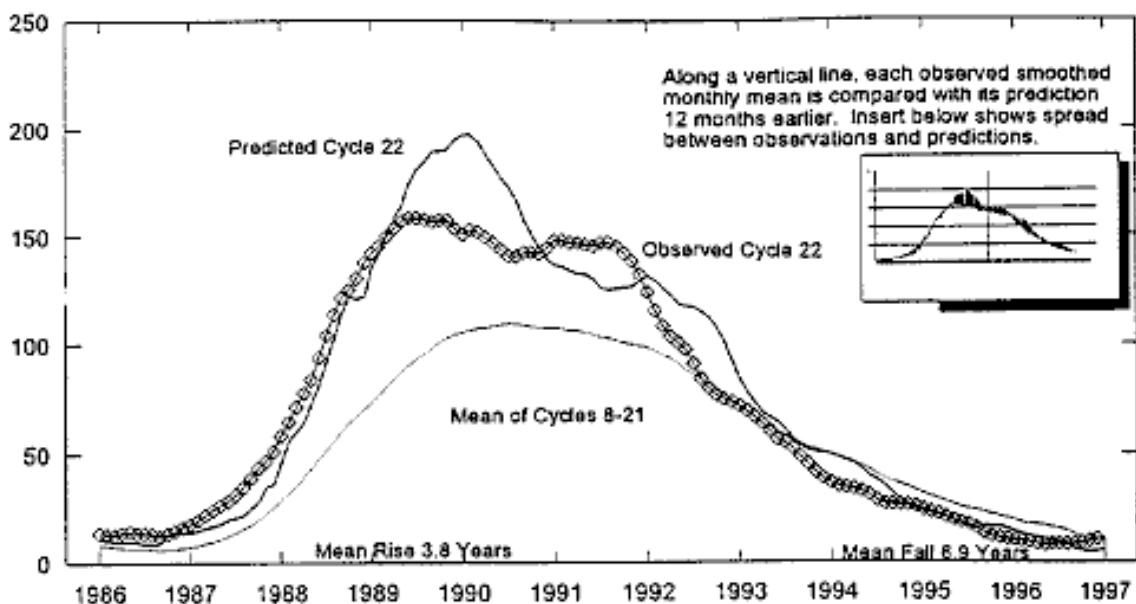
Det var først for vel 150 år siden at det ble oppdaget at solflekkene har en tendens til å komme og gå i perioder på noe i nærheten av 11 år. I våre dager voktes sola fra time til time, og solflekkene registreres og tabuleres etter et sinnrikt system. Det er etter hvert blitt innført et solflekk tall som betegnes med R , og det framkommer på følgende måte:

$$R = k(10g + f) \quad (1)$$

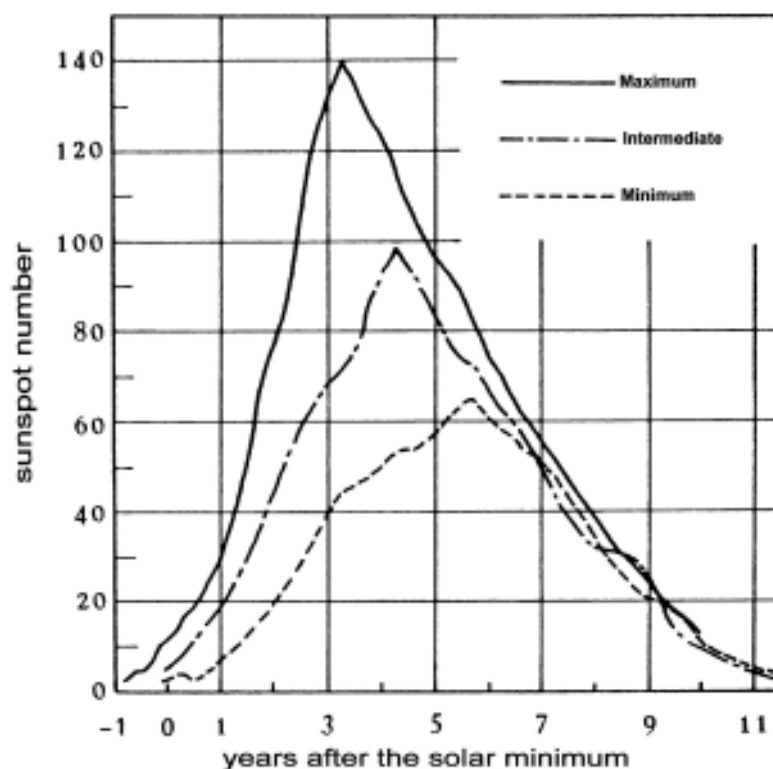
hvor f er det totale antall solflekker uansett størrelse, g er antall solflekkgrupper og k er en normaliseringsfaktor som tar hensyn til de ulike observatorier som bidrar til observasjonene.

En typisk framstilling av årsmiddeltallene for de observerte solflekkene fra 1600 og fram til våre dager er vist i fig. 1.4. Det mest bemerkelsesverdige med fig. 1.4 er den regelmessige avstanden mellom toppene på noe nær 11 år, til tross for at det totale antall solflekker kan variere kraftig fra en solflekksyklus til en annen. Kortere og lengre avstander mellom toppene forekommer også, men avstandene mellom minimums- verdiene er imidlertid ikke alltid de samme som avstandene mellom maksimumsverdiene. Faktisk varierer avstandene mellom toppene fra 7,3 til 17 år, mens avstandene mellom bunnverdiene kan variere mellom 8,5 og 14 år. Solflekksyklusene er nummerert slik at den syklusen som startet i 1755 er tillagt nummer null. Solflekk tallene før 1755 er forbundet med store usikkerheter. For tiden er vi på full fart inn i syklus nummer 23 (fig. 1.5).

Det er også merkbart at det tar kortere tid å gå fra et solflekkminimum til neste maksimum enn det tar å gå fra et maksimum til neste minimum. Dette kommer tydelig fram av fig. 1.6 som viser typiske forløp for solflekksykluser av ulike kategorier. For de mest flekkrike syklusene øker antallet flekker raskest; fra minimum til påfølgende maksimum tar det bare 3 år, men for de mest flekkfattige syklusene tar dette hele 5,5 år. De syklusene hvor antall flekker er minst, er derfor mer symmetrisk omkring maksimum enn de syklusene som er rikere på flekker.



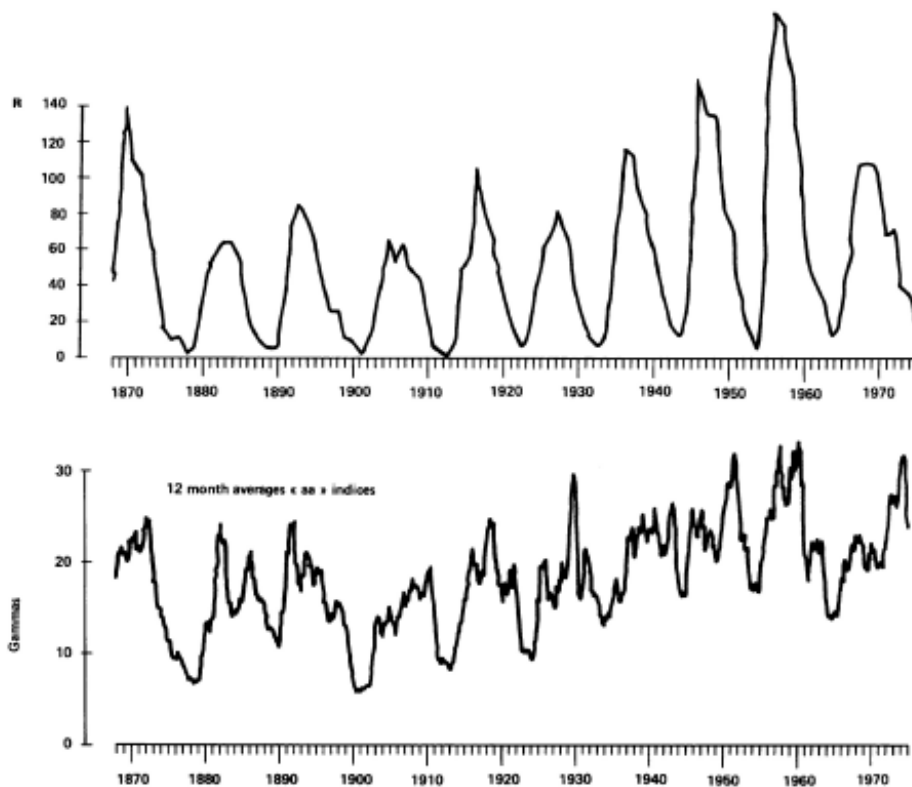
Figur 1.5: Observerte solflekk tall i syklus nr. 22 sammenlignet med forventede verdier beregnet på grunnlag av tidligere sykluser. (Fra Joint NOAA-USAF Space Weather Operations, 1997.)



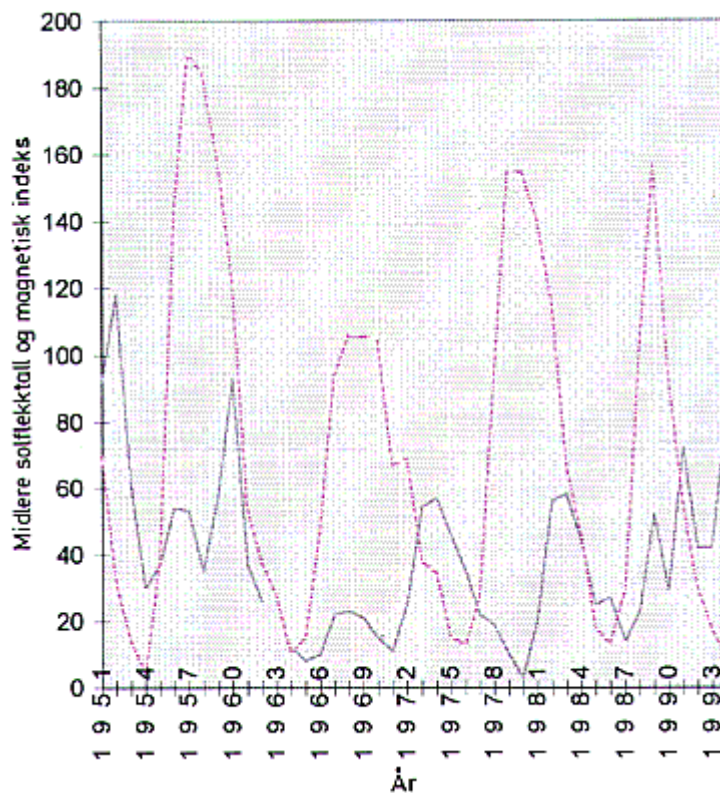
Figur 1.6: En sammenligning av amplitude og fase for tre typiske solflekkesykluser; sykluser med høye, lave og middels maksimumstall. Syklusene med de høyeste solflekketallene når raskest opp til maksimum, mens de sykluser som har de laveste solflekketallene, er mest symmetrisk om maksimum. (Fra Waldmeier, 1955.)

En grunn til at det er så stor interesse forbundet med solflekkene, er at en del forhold på jorda synes å ha visse tilknytninger til solflekkene. Det er gjort utallige forsøk på å sammenligne variasjoner i ulike fenomener som forekommer på jorda med variasjonene i solflekkene, spesielt gjelder dette været. Til nå er det ikke kommet noe endelig resultat ut av disse anstrengelsene, og debatten vil nok fortsette i flere generasjoner omkring dette fundamentale problemet med hensyn til livet på jorda og forholdene på sola.

Om det altså synes å være problemer med å finne en ``årsak-og-virkningssammenheng'' mellom en del forhold i de nedre deler av jordas atmosfære og solflekkene, er det klart for de som arbeider med den øvre atmosfæren og spesielt nordlysene, at aktiviteten på sola spiller en helt avgjørende rolle. Som allerede nevnt er strålinga i UV-delen av solspektret avgjørende for ionisasjonen av molekylene og atomene i termosfæren. Når molekylene og atomene blir ioniserte, oppstår det frie elektriske ladninger, og bevegelser av disse vil forårsake strømmer i de øvre deler av atmosfæren som kan registreres på bakken ved hjelp av målinger av variasjoner i jordas magnetfelt (kap. 2). I fig. 1.7(a) er resultatene av slike magnetfeltmålinger som er registrert over en periode på 100 år fra 1870, sammenlignet med variasjonene i solflekketallet over den samme hundreårsperioden. Det er en tydelig sammenheng mellom disse kurvene som spesielt viser at når solflekketallet er ved et minimum, er også den magnetiske aktiviteten lav. Vi legger også merke til at i løpet av dette århundre har den magnetiske uroen vokst, noe som trolig henger sammen med at antall flekker i syklusene har økt. Vi skal komme tilbake til forholdet omkring strømmene i den øvre atmosfæren i kap. 2.



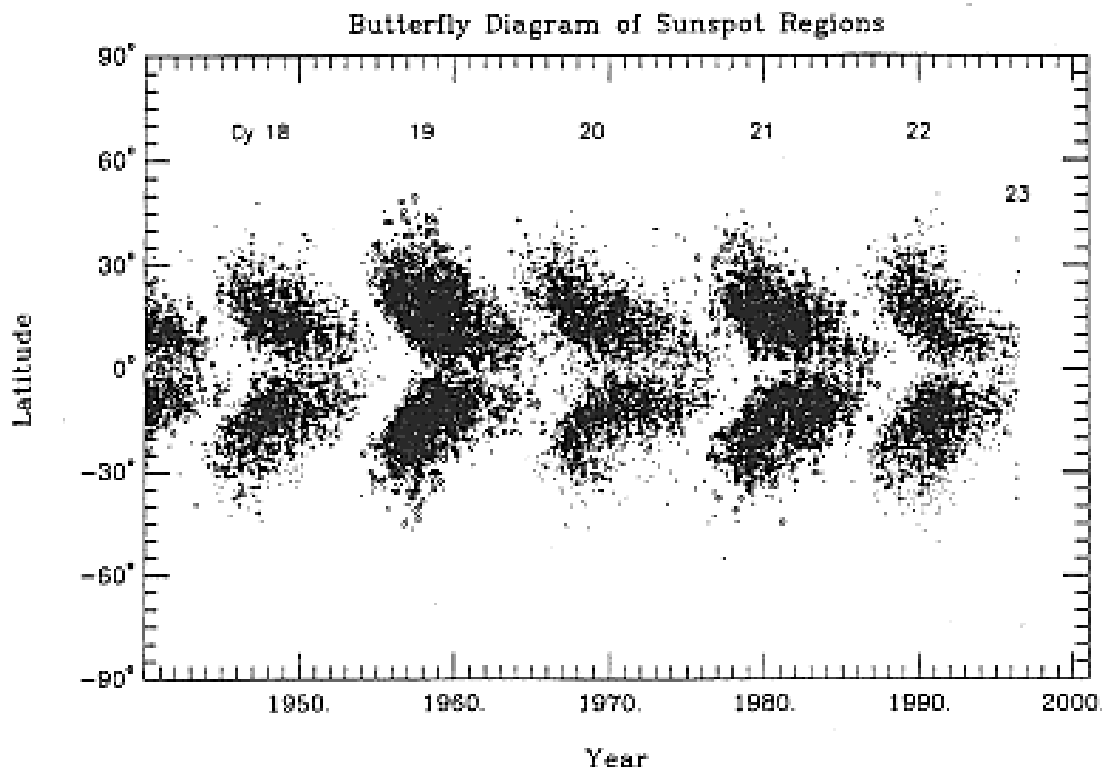
Figur 1.7: (a) En sammenligning mellom de årsmidlede solflektallene og den globale magnetiske forstyrrelsen i tidsrommet mellom 1850 og 1975. (Fra Giraud og Petit, 1978.)



Figur 1.7: (b) Midlere solflektall sammenlignet med indeks for ekstrem magnetisk uro i Tromsø mellom 1951 og 1994. (Fra Hansen, 1997.)

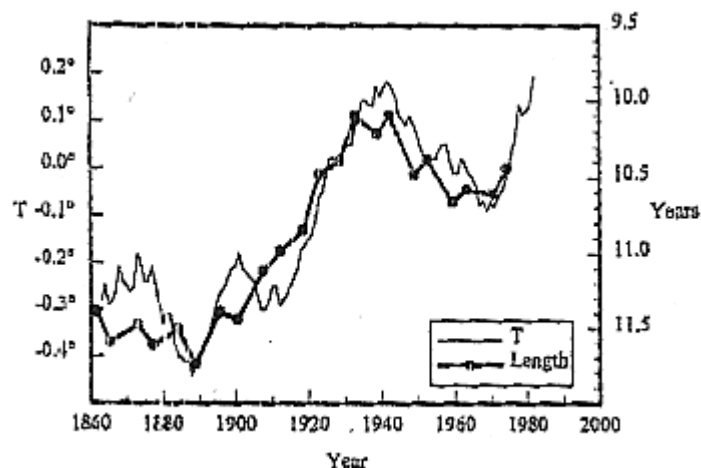
Ved en nærmere inspeksjon av fig. 1.7(a) vil en imidlertid se at den sterkeste magnetiske uroen har en tendens til å falle sammen med den nedadstigende flanke på solflekk-kurven. Dette kommer enda klarere fram om en tar de sterkeste magnetiske forstyrrelsene, omlag 10 i året, i Tromsø og sammenligner summen av K -tallene (en magnetisk indeks) for disse med solflekk-tallet slik som vist i fig. 1.7(b). Den sterkeste magnetiske uroen i Tromsø forekommer etter dette 3-4 år før minimum i solflekkaktiviteten.

Dette henger sammen med hvordan flekkene oppstår på sola, og at det trolig er forhold ved de flekkene som oppstår på høye breddegrader på sola som forårsaker de største geomagnetiske forstyrrelsene.



Figur 1.8: Sommerfugldiagrammer av solflekkene mellom 1940 og 1996. Solflekkene er inntegnet ved den breddegrad på sola (heliosentrisk latitude) hvor de først kommer til syne. Migrasjonen av solflekkene mot lavere breddegrader utover i solflekksyklusen kommer klart til syne. Syklusnumrene mellom 18 og 23 er indikert. (Fra Joint NOAA-USAF Space Weather Operations, 1996.)

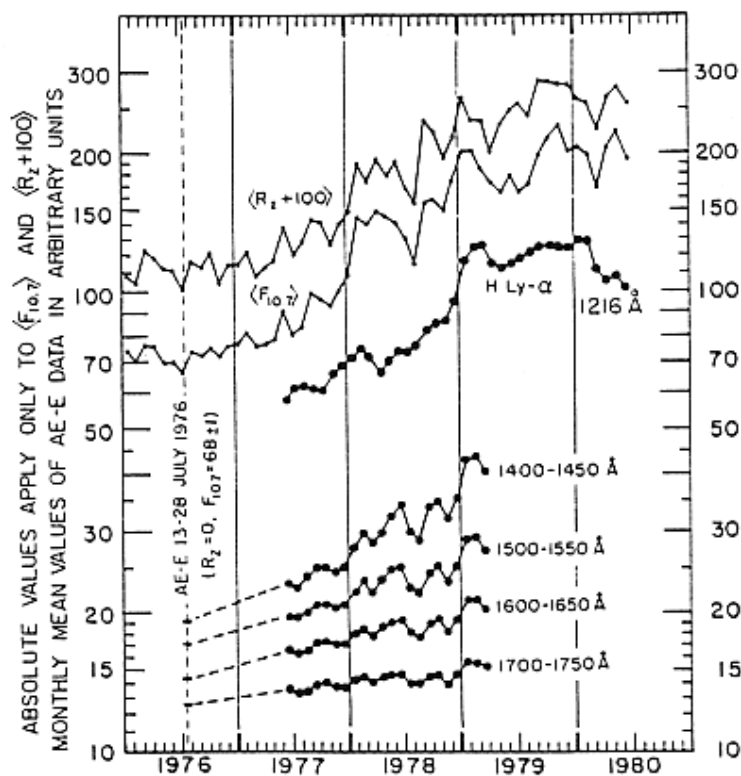
De første solflekkene i en ny syklus oppstår ved høye breddegrader på sola, og etter hvert som syklusen utvikler seg, kommer nye flekker til syne på lavere bredder. Om en framstiller forløpet av nye flekker som funksjon av breddegradene på sola og tiden, får en de typiske sommerfugldiagrammene som vist i fig. 1.8. Det en imidlertid legger merke til ved denne figuren, er at før flekkene i den ene syklusen har nådd solas ekvator, har nye flekker som tilhører neste syklus oppstått ved høyere breddegrader, og det er disse flekkene som gir de sterke magnetiske forstyrrelsene i forkant av solflekkminimum. Disse magnetiske forstyrrelsene bærer derfor bud om neste solflekksyklus og kan til en viss grad brukes som forvarsel om denne.



Figur 1.9: En sammenligning av en løpende middelverdi av lengden på solflekksyklusene og avviket i den globale middeltemperaturen på den nordlige halvkule mellom 1861 og 1989. (Fra Lassen og Friis-Christensen, 1996.)

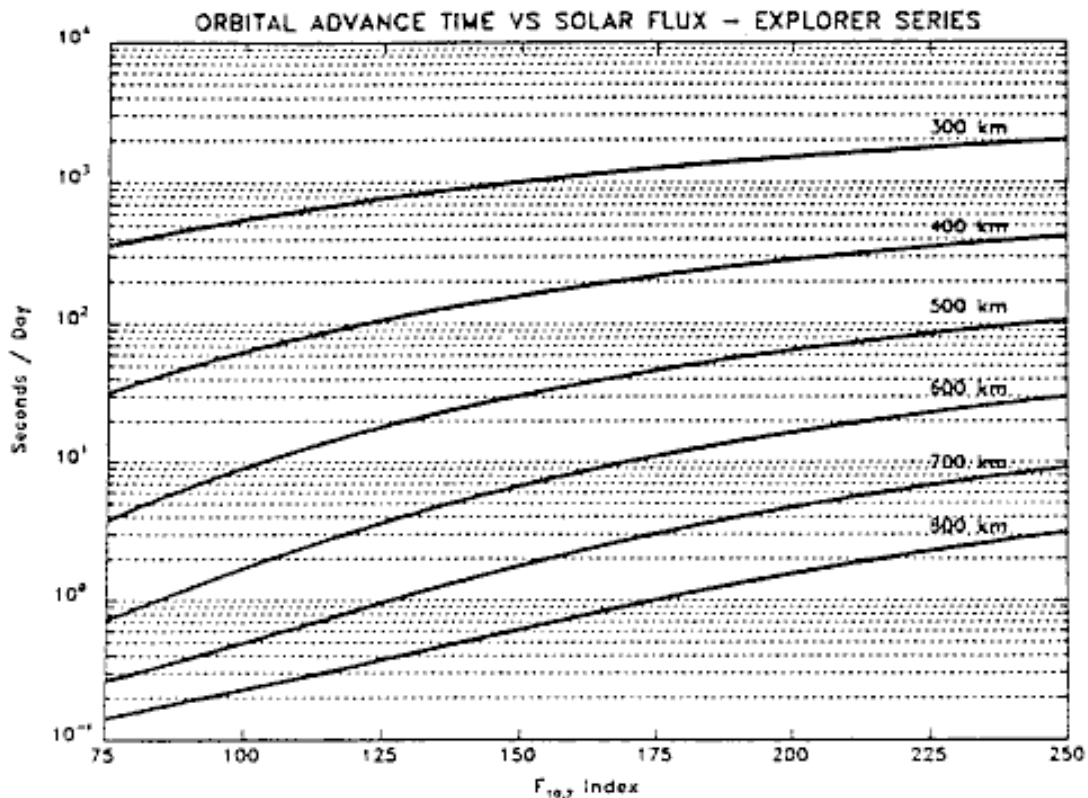
Med hensyn til forholdene nede på jorda og solflekkenes er det ganske nylig blitt påvist at variasjoner i den globale årsmiddele temperaturen på den nordlige halvkule har en påfallende sammenheng med lengden av solflekksyklusene. Dette er illustrert i fig. 1.9 hvor det midlere avvik i temperaturen pr. år er vist sammen med et løpende middel av lengden av solflekksyklusen for tilsvarende år. Resultatene gjelder for en periode på 120 år. Sammenhengen synes åpenbar, og vi skal komme tilbake til dette i kap. 2.

1.4 Radiostrålinga fra sola som mål på solflekaktiviteten



Figur 1.10: Variasjonene i de månedlige middelverdiene av solflekketallet (R) og energifluksen ($F_{10.7}$) i radiostrålinga ved 10,7 cm fra sola sammenlignet med variasjonene i intensiteten i strålinga fra sola i en rekke UV-områder mellom 121,6 og 175,0 nm (1216 Å - 1750 Å) for en del av solflekksyklus 21. (Fra Hinteregger, 1980.)

I tillegg til varmeutstrålinga fra sola i den synlige og ultrafiolette delen av spektret, emitterer sola også elektromagnetisk stråling i form av radiobølger. Radiobølger har den evnen at de trenger gjennom atmosfæren uavhengig av vær og skydekke, derfor brukes energifluksen av radiostrålinga fra sola ved en bølgelengde på 10,7 cm som et mål på tilstanden på sola. Denne størrelsen betegnes gjerne med $F_{10,7}$. Fig. 1.10 viser en sammenligning av månedsmidlet av energifluksen $F_{10,7}$ målt på jorda og det tilsvarende månedsmiddel av solflekktalet i perioden 1976-1980. I fig. 1.10 vises også en sammenligning av forløpene av de månedlige middelverdiene av solflekktalet, energifluksen $F_{10,7}$ og intensitetene for en rekke bølgelengder i det ultrafiolette området av solspektret. Det er en høy grad av korrelasjon mellom kurvene. Av denne grunn brukes ofte de observerte verdiene av intensiteten av energifluksen ved 10,7 cm som en monitor av den ultrafiolette strålinga, eller som en referanse for aktiviteten på sola.

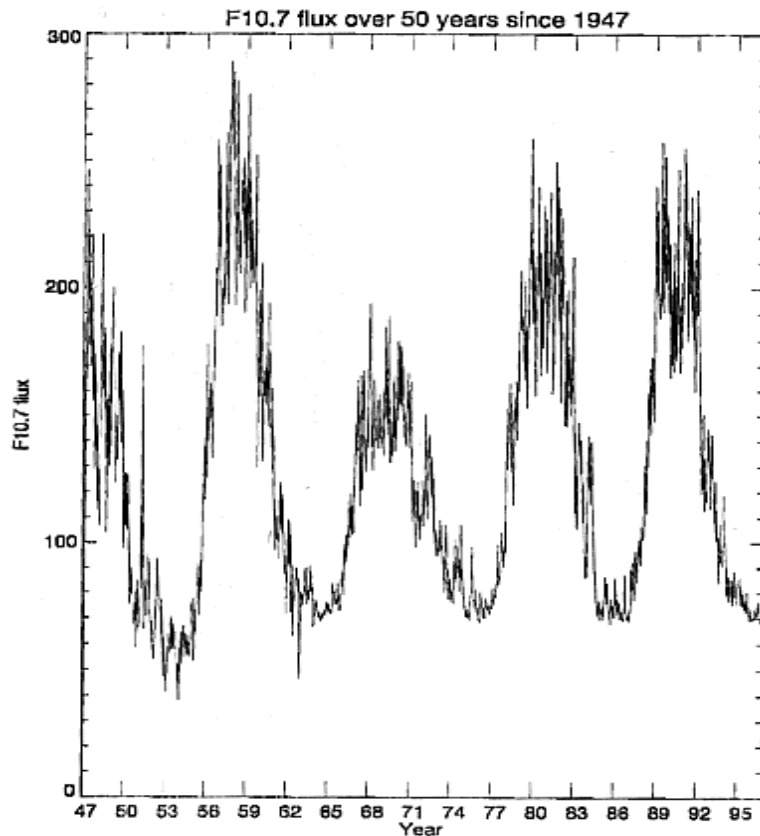


Figur 1.11: Forandringen i omløpstiden pr. dag på grunn av variasjoner i energifluksen fra sola, indikert med $F_{10,7}$ -indeksen, for satellitter i ulike høyder over bakken. (Fra Walterscheid, 1989.)

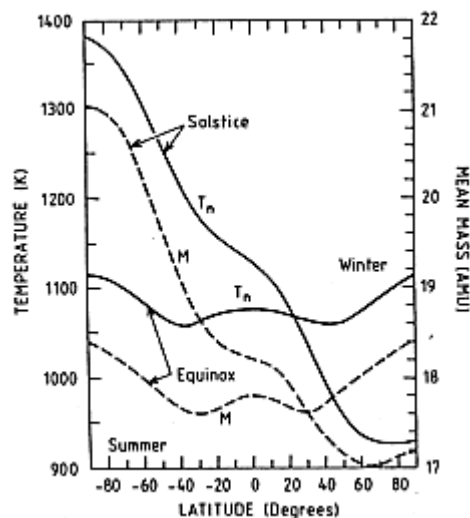
Høye verdier på $F_{10,7}$ vil være forbundet med større innstrømming av ultrafiolett stråling og dermed mer oppvarming i de øvre lag av atmosfæren. Fig. 1.11 viser resultatene fra noen beregninger av hvordan omløpstidene til satellitter i ulike høyder vil forandre seg for ulike verdier av energifluksindeksen $F_{10,7}$. Vi legger merke til at for en satellitt i en avstand rundt 800 km over jordoverflaten, vil rotasjonstiden avta med omlag 1 s om dagen når $F_{10,7}$ -indeksen er i nærheten av 175. Dette kan høres lite ut, men når rotasjonstiden er typisk 6000 s, og $F_{10,7}$ -indeksen kan holde seg godt over 175 i flere år under maksimumsfasen av en solflekksyklus slik det framgår av fig. 1.12, er det ikke ubetydelig.

I og med at solstrålinga er så viktig for situasjonen i den øvre delen av atmosfæren, vil forholdene variere sterkt med årstidene og breddegradene. I fig. 1.13 er midlere temperatur og molekylarmasse i en høyde av 300 km framstilt for situasjonen ved vintersolverv og jevndøgn henholdsvis. Vi legger her merke til at mens temperaturen over vinterpolen er vel 900 K, er

den ved sommerpolen nesten 1400 K, altså en forskjell på omlag 500 K. Tilsvarende er den midlere molekylarmassen over sommerpolen ved en høyde på 300 km nesten 22 a.m.e., mens den ved vinterpolen er bare vel 17 a.m.e. De tyngre gassene løftes altså opp i større høyder i sommerhalvåret, noe som selvsagt henger sammen med at atmosfæren under 300 km også er varmere om sommeren i termosfæren. Ved jevndøgn er variasjonen fra den ene polen til den andre langt mindre enn ved solverv, og vi legger merke til at da er både midlere temperatur og molekylarmasse lavest ved ca. 30 grader på hver side av ekvator.



Figur 1.12: Variasjoner i den månedlige (27 dager) middelveien av $F_{10,7}$ -indeksen i perioden 1947-1997. (Fra Nozawa, 1997.)

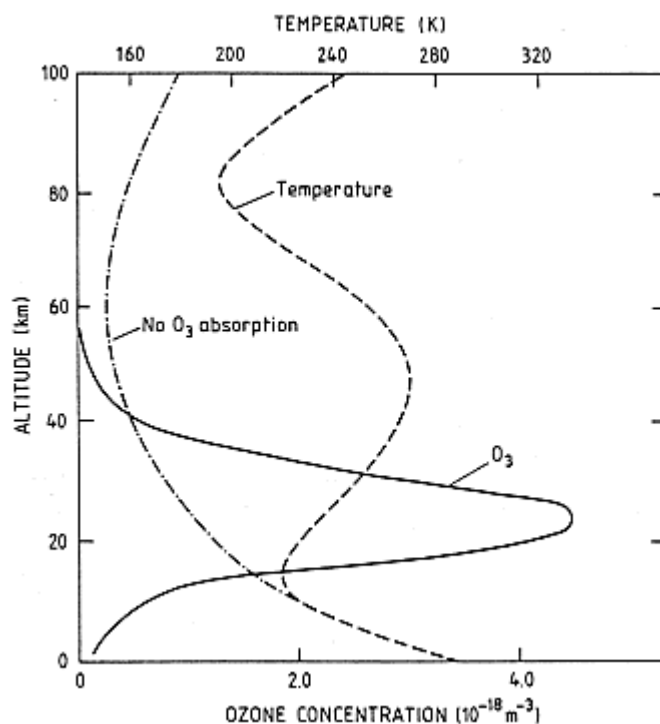


Figur 1.13: Temperaturen T og molekylarmassen M i en høyde av 300 km ved ulike breddegrader for vintersolverv og jevndøgn. (Etter Roble, 1987.)

1.5 Temperaturforløpet med høyden

Temperaturen avtar ganske monotont de første 20 km over bakken med en karakteristisk skalahøyde på 6-8 km. Denne reduksjonen i temperaturen skyldes for det første at de nederste lagene av atmosfæren, under 20 km, absorberer veldig lite av energien i solstrålinga og spesielt av den synlige delen av spektret. Derneft, når jorda varmes opp av solstrålinga, vil den stråle ut varme igjen ved lengre bølgelengder enn synlig lys, altså i den infrarøde delen av spektret siden jordas temperatur er bare 280-290 K (se kap. 1.A.1). Denne infrarøde varmen fra jorda blir imidlertid absorbert i atmosfæren, men den vil fordele seg over et større og større område ettersom den strømmer utover fra jorda i radiell retning. Det blir dermed mindre varme pr. partikkel i større høyder over jorda. Det er først og fremst vanndamp (H_2O) og kuldioksyd (CO_2) i luften som absorberer denne infrarøde strålinga fra bakken.

Idet ozon (O_3) dannes ved at UV-strålinga fra sola med bølgelengder over 242 nm absorberes i stratosfæren (se kap. 1.8), får denne delen av atmosfæren en ekstra varme- kilde. Absorpsjonen finner sted i høydeområdet mellom 15 og 40 km, som tilsvarer det området en vanligvis omtaler som ozonlaget. Dermed vil temperaturen øke igjen over en høyde på 15-20 km, fra det vi kaller tropopausen og opp til et maksimum i stratopausen mellom 40 og 50 km. Over stratopausen vil utstrålinga fra atmosfæren være sterkere enn absorpsjonen av den innfallende solstrålinga, og temperaturen faller igjen i mesosfæren opp mot mesopausen. Over mesopausen er energitilførselen fra den ultrafiolette delen av solstrålinga og særlig EUV-delen dominerende, og temperaturen øker kraftig over mesopausen.



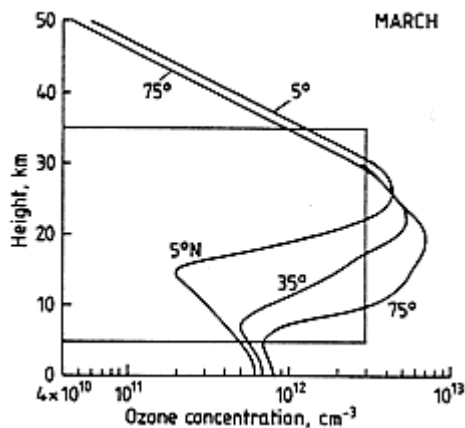
Figur 1.14: En skjematisk illustrasjon av ozonlaget mellom 15 og 40 km med et maksimum ved 25 km. Konsentrasjonen er gitt i molekyler pr. m^3 . En temperaturprofil som er beregnet uten hensyn til varmekilden i stratosfæren er sammenlignet med en mer reell temperaturprofil i det samme høydeområdet. (Fra Brekke, 1997.)

Dersom ikke UV-delen av solstrålinga hadde blitt absorbert i stratosfæren, ville det ikke vært noe ozonlag, og temperaturforløpet i den midlere delen av atmosfæren ville blitt ganske forskjellig fra hva det er. Dette er illustrert i fig. 1.14, hvor temperaturforløpet er framstilt mellom bakken og mesopausen uten at energitilførselen til stratosfæren er tatt med. Under en

slik tenkt situasjon ville altså temperaturen i atmosfæren avta helt opp til 60 km, og her ville den falle ned til 160 K eller lavere enn -110°C . Sammenlignet med en mer reell temperaturprofil i fig. 1.14 utgjør dette en forskjell på mer enn 100 K i stratosfæren. Situasjonen for livet på jorda ville ha vært en helt annen under slike forhold. Den viktigste forskjellen ville trolig vært at uten et ozonlag i stratosfæren, ville mengden av skadelig UV-stråling som nådde bakken øke, med alvorlige konsekvenser for livet på jorda slik vi kjenner det i dag. Stabiliteten i atmosfæren ville også blitt sterkt forstyrret med en stratopause ved 60 km, noe som trolig ville ha ført til nesten ulevelige værforhold over det meste av jorda.

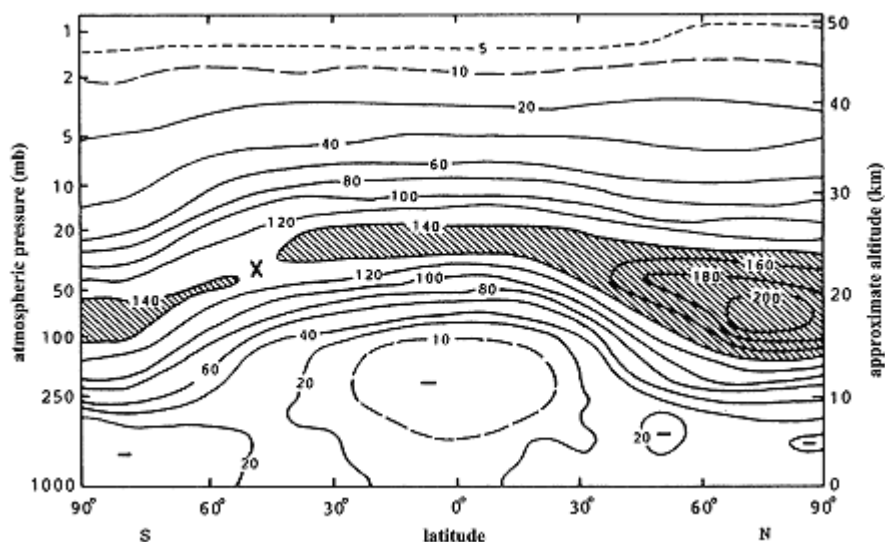
1.6 Ozonlaget

Ozonlaget befinner seg i atmosfæren i høydeområdet mellom 15 og 40 km. Observasjoner av ozonlaget ved ulike breddegrader viser at høyden for maksimum ozoninnhold avtar med økende breddegrader. Det er derfor mer ozon ved lavere høyder i de polare områdene enn ved midlere breddegrader. Dette er vist i fig. 1.15. Mens maksimum i tetthetsprofilen finnes ved en høyde på omlag 27 km ved 5°N , er det sunket til omlag 20 km ved 75°N .



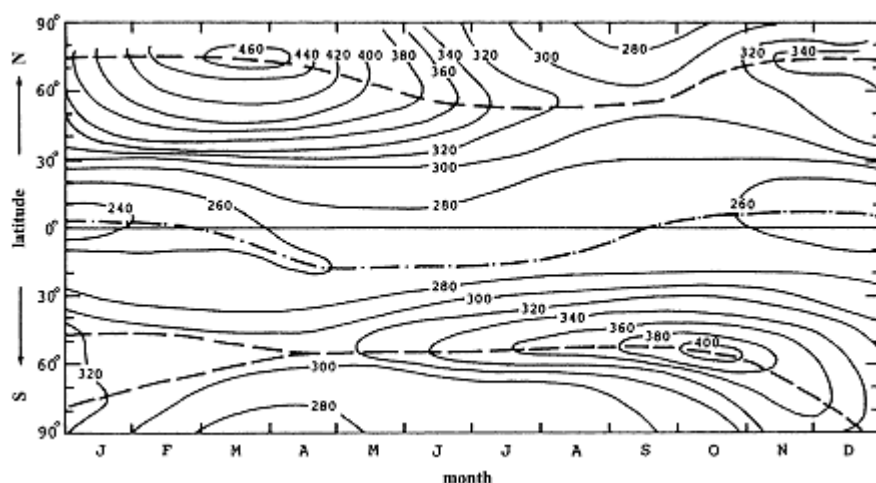
Figur 1.15: Ozontetthetsprofiler i atmosfæren ved tre ulike breddegrader på den nordlige halvkule. Konsentrasjonen er gitt i molekyler pr. cm^3 . (Etter Shimazaki, 1987.)

Dette forholdet er kanskje enda klarere i fig. 1.16 hvor middelverdien for februar av ozon langs breddegradene er framstilt for ulike breddegrader i høydeområdet under 50 km. Ved vinterpolen (Nordpolen) er det en ganske høy konsentrasjon av ozon under 20 km, mens ozontettheten ved ekvator er mye lavere og har sitt maksimum godt over 20 km. Dette forholdet kan en ikke forklare ved å anta fotokjemisk likevekt i atmosfæren, idet en da ville forvente at ozoninnholdet ville bli størst ved lavere høyder i nærheten av ekvator hvor solstrålinga og dermed dissosieringa av O_2 (se kap. 1.8) vil være sterkest. Transportfenomener må derfor være meget viktige for å bringe ozon fra ekvatorområdene, der den hovedsakelig dannes, til de polare områdene hvor den har den største konsentrasjonen i atmosfæren.



Figur 1.16: Ozontettheten i høydeområdet under 50 km ved ulike breddegrader i februar. Tetthetene som er gitt som partialtrykket av ozon i mb (mbar), representerer middelverdier beregnet rundt breddegradene (1 atm. trykk = $1,013 \times 10^3$ mbar). (Fra London, 1985.)

Det lokale ozoninnholdet i atmosfæren skifter med årstidene, noe som er en naturlig følge av at solstrålinga varierer. Det totale ozoninnholdet er framstilt i fig. 1.17 som funksjon av breddegradene for ulike måneder i året. En finner igjen at det er klare maksima i polarområdene, og at disse er sterkest om våren (mars-april på den nordlige halvkula og september-oktober på den sørlige). En legger spesielt merke til at maksimum på den nordlige halvkula (460 dobsonenheter) er omkring 15% høyere enn maksimum (400 dobsonenheter) på den sørlige halvkula. Det er altså langt mer ozon i atmosfæren i de nordlige polarområdene enn i de sørlige. På den nordlige halvkula er dessuten den årlige variasjonen i ozoninnholdet sterkere enn på den sørlige. På den nordlige halvkula varierer maksimum fra 460 dobsonenheter i april til 280 dobsonenheter i november, det vil si nesten 20% rundt middelverdien, mens den tilsvarende variasjon på den sørlige halvkula er 400 og 300 dobsonenheter mellom oktober og april, eller i underkant av 15% rundt middelverdien.



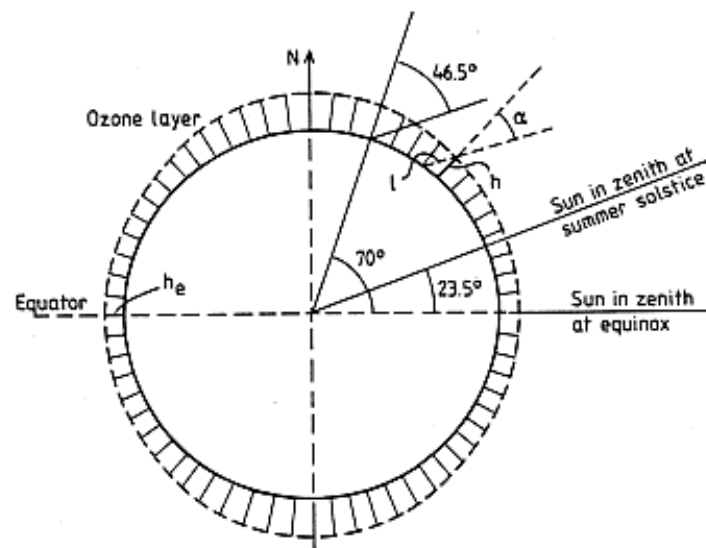
Figur 1.17: Det totale ozoninnholdet ved ulike breddegrader til forskjellige måneder i året. Tetthetene er gitt i dobsonenheter. (Fra Dütsch, 1978.)

En av de tidligste oppdagelsene en gjorde med hensyn til ozonlaget, var at det er mindre verdier i ozoninnholdet om våren over Antarktis enn over Arktis, og at det ofte oppstår ganske

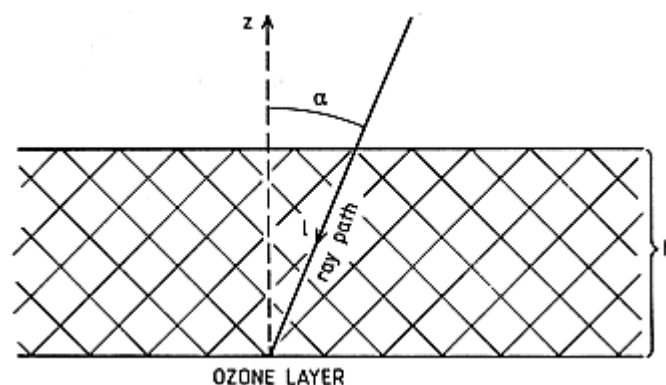
kraftige minima om våren i de polare områdene. I de senere årene har faktisk dette minimumet over Antarktis nådd lavere verdier enn det noensinne har vært målt tidligere. Dette har skapt atskillig bekymring både i de vitenskapelige og i de miljøpolitiske kretser internasjonalt.

Mens ozoninnholdet på et sted tilsvarer en vertikal søyle mellom 240 og 460 dobson- enheter, eller mellom 2,4 og 4,6 mm, svarer hele luft søyla til omlag 8 km ved normalt trykk og temperatur. Altså utgjør ozoninnholdet i atmosfæren mindre enn $0,5 \times 10^{-9}$ av den totale atmosfæregassen. Til tross for dette er ozon en livsviktig bestanddel i våre nære omgivelser. Vi må vel nesten kunne si at våre liv henger i en meget tynn tråd.

Det framgår også av fig. 1.17 at ozonlaget er mye tynnere ved ekvatorområdet enn ved de polare strøk, særlig er ozonlaget ved høye breddegrader på den nordlige halvkula tykt. Ozonlaget er en viktig skjerm for jorda mot UV-strålinga fra sola. Siden ozonlaget er tykkest ved polarområdene, er skjerminga mot UV-strålinga mest effektiv her. Dette er illustrert i fig. 1.18. Her er ozonlaget skissert skjematisk som et teppe rundt jorda med varierende tykkelse.



Figur 1.18: En skjematisk illustrasjon av den globale ozonfordelinga som viser at ozonlaget er tynnere ved ekvator enn ved polene. Strålegangen for solstrålene er indikert ved ekvator, den nordlige vendesirkel og ved 70° nord for å sammenligne den effektive tykkelsen av ozonlaget med hensyn til absorpsjon av UV-strålinga. (Fra Brekke, 1997.)



Figur 1.19: Den effektive tykkelsen av ozonlaget l i forhold til den reelle tykkelsen h når solstrålen danner en vinkel α med vertikalen (senit). (Fra Brekke, 1997.)

Hvor effektivt ozonlaget vil være for absorpsjon av UV-strålinga fra sola, er avhengig av hvor langt solstrålene må gå gjennom ozonlaget, eller den effektive tykkelsen av laget. Ved ekvator hvor sola kan stå i senit, er denne effektive tykkelsen lik den reelle tykkelsen av selve ozonlaget som her er satt lik h_e . Ved 70° nordlig bredde vil solstrålene imidlertid aldri komme nærmere senit, eller vertikal innstråling, enn $46,5^\circ$, og den effektive tykkelsen av ozonlaget blir langt større enn den reelle. Fra fig. 1.19 finner vi at når solstrålene faller inn mot ozonlaget med en vinkel α i forhold til loddrett innfall eller senit, blir den effektive tykkelsen av ozonlaget:

$$l = \frac{h}{\cos\alpha} \quad (2)$$

hvor h er den reelle tykkelsen av ozonlaget. For at UV-intensiteten som skal nå bakken ved 70° N skal være like kraftig som den som når bakken ved ekvator, må tykkelsen av ozonlaget ved 70° N være:

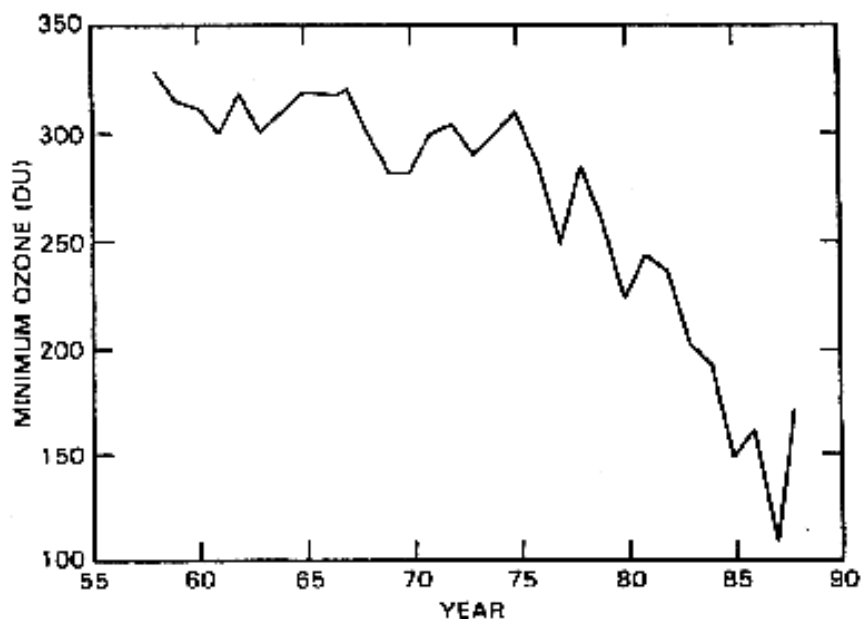
$$h' = h_e \cos\alpha \quad (3)$$

Nå er den reelle tykkelsen av ozonlaget ved 70° N omkring $1,5 h_e$. Skal derfor UV-strålinga som når bakken ved 70° N kunne bli like sterk som ved ekvator, må ozonlaget ved 70° N reduseres til:

$$\frac{h'}{h} = \frac{h_e \cos\alpha}{1,5 h_e} = 0,5 \quad (4)$$

eller 50% av dagens verdi.

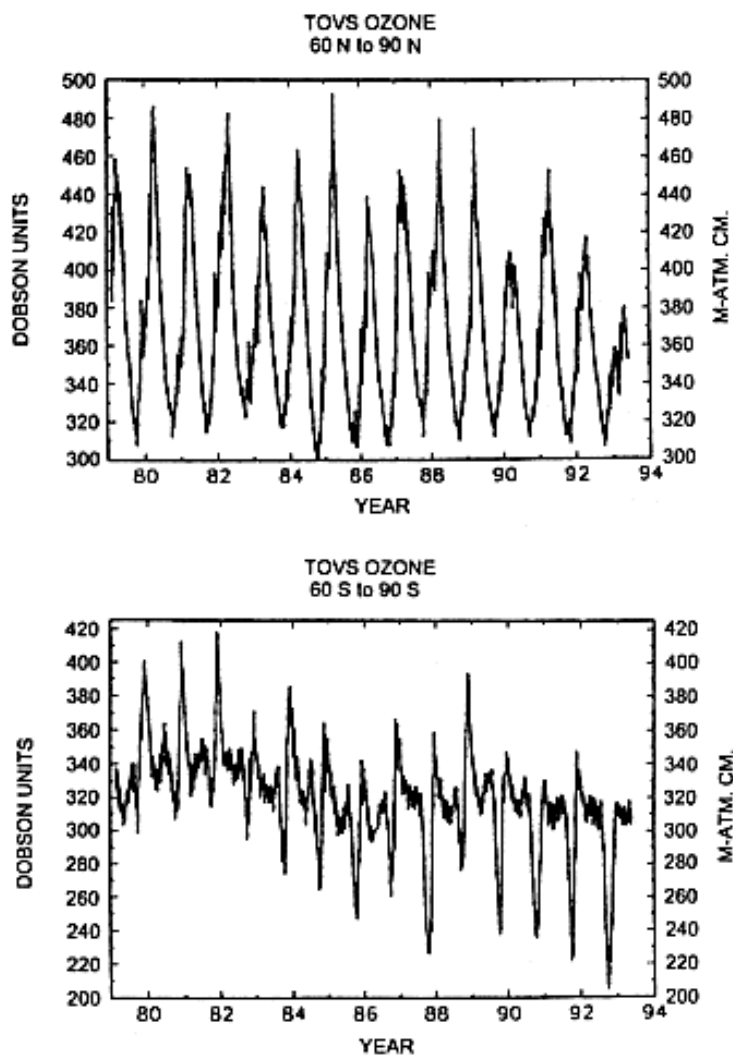
Det som først og fremst har skapt interesse og bekymring for ozonlaget, er den tilsynelatende vedvarende reduseringa av dette over Antarktis om våren. De første tegn på denne reduksjonen ble observert ved Halley Bay i 1985. Ifølge fig. 1.20 har minimum i det totale ozoninnholdet over Halley Bay avtatt fra mer enn 300 dobsonenheter i 1950-årene til rundt 150 i 1980-årene, altså en halvering i løpet av 30 år.



Figur 1.20: Variasjoner i det midlere minimum av totalt ozoninnhold observert fra Halley Bay, Antarktis om våren (oktober-november) mellom 1957 og 1989. Innholdet er gitt i dobsonenheter. (Etter Farman et al., 1985 og modifisert av Aikin, 1992.)

Det er dette fenomenet, hvor det totale ozoninnholdet over Antarktis svekkes så sterkt en tid tidlig på våren før solstrålinga kommer tilbake og setter i gang ozonproduksjonen lokalt, som har fått betegnelsen "ozonhullet". Denne betegnelsen gir inntrykk av at fenomenet er mer alvorlig enn det faktisk er. Begrepet "ozonhull" oppfattes ofte som en åpning i atmosfæren hvor all ødeleggende UV-stråling kan komme uhindret igjennom og volde ubotelig skade på liv og helse. For det første er denne svekkelsen i ozonlaget i de polare strøk om vinteren og tidlig om våren et naturlig fenomen som har funnet sted så lenge en har vært i stand til å måle ozoninnholdet i atmosfæren. For det andre er det faktum at ozoninnholdet i atmosfæren er høyere ved polene enn andre steder rundt jorda, i og for seg en noe uventet situasjon. Ozon dannes ved at UV-strålinga spalter O_2 i atmosfæren og ved påfølgende kjemiske reaksjoner som binder sammen molekylært og atomært oksygen (se kap. 1.8). Det meste av produksjonen av ozon finner derfor sted ved midlere og spesielt lavere breddegrader. For at det skal samles så mye ozon ved de høyere breddegrader, må transportfenomener spille en viktig rolle i fordelinga av ozon rundt jorda. Vindsystemene i den midlere delen av atmosfæren hvor ozonlaget befinner seg, er dårlig kartlagt, og de modellene som forsøker å beregne den globale fordelinga av ozoninnholdet i atmosfæren, kan derfor bare i liten grad ta hensyn til transportfenomener som synes å være helt avgjørende for den globale fordelinga. Om ozoninnholdet over Antarktis utfører dramatiske svingninger fra år til annet, betyr det ikke nødvendigvis at all jordas ozon er i en tilsvarende dramatisk tilstand.

Diskusjonen gjelder nå hvorfor minimum i det totale ozoninnholdet over Antarktis har en tendens til å bli dypere og dypere samtidig som det får en stadig større geografisk utbredelse år for år. Mens noen argumenterer for at det skyldes antropogene effekter



Figur 1.21: Daglige middelveier av det totale ozoninnholdet beregnet fra satellittmålinger over Arktis (øvre panel) og Antarktis (nedre panel). Målingene som er gitt i DU, representerer middelveierne mellom den 60. og den 90. breddegrad og er oppnådd med TIROS Operational Vertical Sounder (TOVS). (Fra Neuendorffer, 1994.)

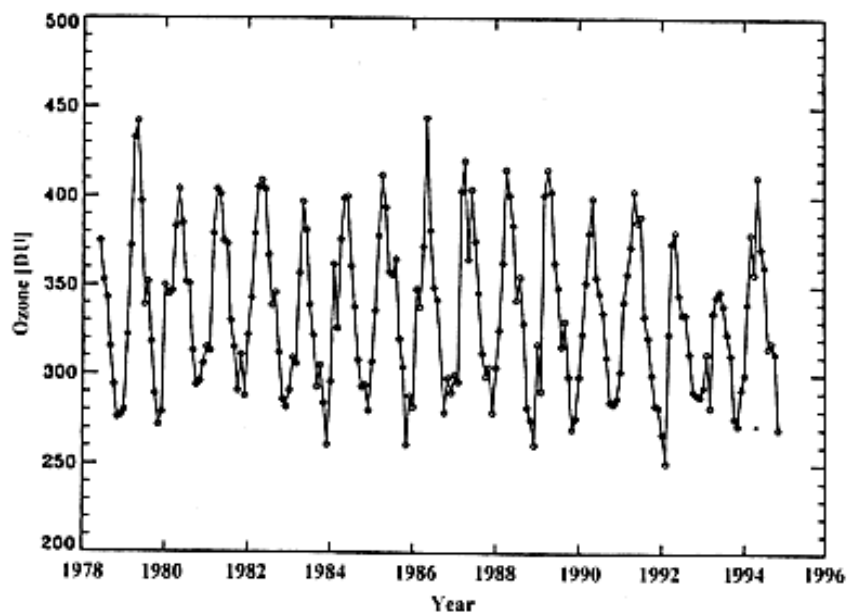
som overdreven bruk av karbonklorid (CCI) og freongasser (CFC) som drivgasser i spraybokser og for kjøleelementer i kjøle- og fryseskap samt klimaanlegg, vil andre hevde at det hele skyldes naturlige svingninger. Det utføres kampanjer hver vår på den nordlige halvkula for å undersøke om tilsvarende svekkelser i ozoninnholdet finner sted også i Arktis. Til nå synes det som om vi kan slå oss til ro med at den årlige svekkelsen i det totale ozoninnholdet over Arktis om våren er mye mindre både i styrke og utbredelse enn den er over Antarktis. Dette er i grunnen et paradoks, siden det alt vesentligste av utslipp av freongasser i verdenssammenheng forekommer på den nordlige halvkula, mens den sterkeste nedbrytninga av ozon på grunn av disse gassene forekommer over Antarktis. Det er derfor åpenbart at transportfenomener i stratosfæren må spille en avgjørende rolle om de antropogene utslipp av freongassene skal dominere nedbrytninga av ozon over Antarktis.

I den senere tid er det blitt mulig å observere ozoninnholdet i atmosfæren også ved hjelp av satellitt målinger. Slike målinger gir god geografisk dekning og gjør det mulig å følge med i den globale situasjonen i ozonlaget fra dag til dag. Fig. 1.21 viser en sammenligning av de døgnlige middelveier av det totale ozoninnholdet slik de er blitt målt fra satellitter over den nordlige og den sydlige halvkula fra 1979 til 1993. De årlige svingningene er sterkt framtreddende med minima om vinteren og tidlig om våren og maksima om sommeren. I løpet

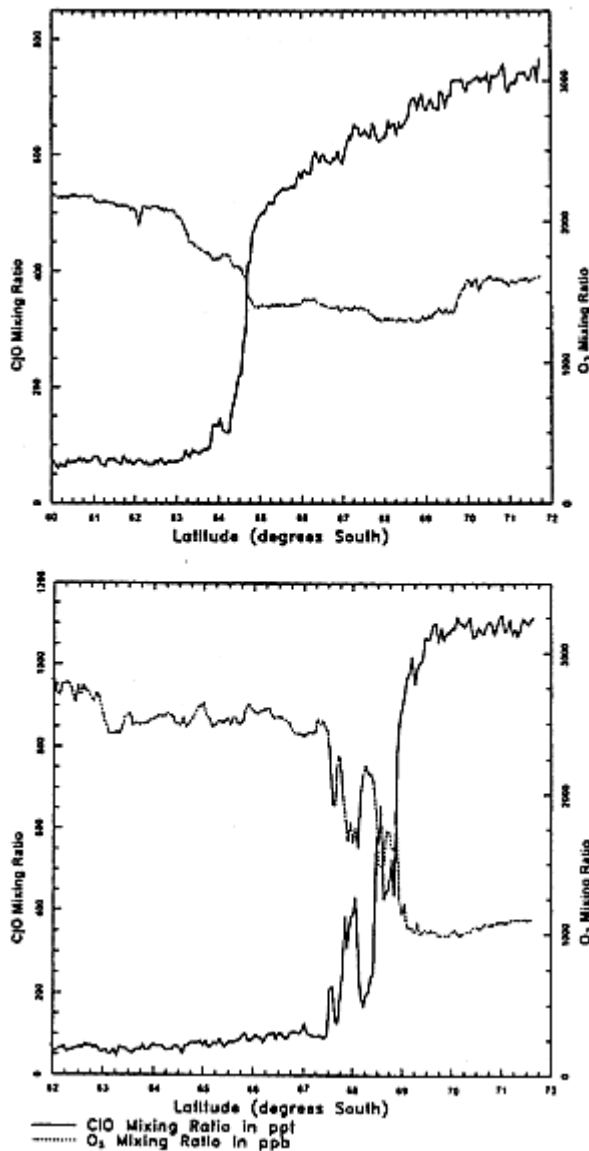
av de siste 10 årene har det vært en merkbar minskning i minimumsverdiene om våren over Antarktis, mens sommerverdiene har holdt seg mer konstant. Over Arktis er det ikke så klare forandringer å se; minima om vinteren og tidlig om våren holder seg ganske konstante omkring 310 DU (dobsonenheter) i denne perioden. Maksimumsverdiene har holdt seg over 440 DU bortsett fra de siste 4 årene hvor en synkende tendens synes å være til stede.

Fra Oslo har en observert det totale ozoninnholdet fra bakken sammenhengende siden 1978. Av disse målingene har en beregnet månedlige middeler verdier som er vist her i fig. 1.22. I Oslo er også minimumsverdiene om vinteren ganske konstante, men nesten 70 DU høyere enn de som en finner i fig. 1.21 i Arktis over den 60. breddegrad. Maksimumsverdiene målt i Oslo er også ganske konstante og nær 400 DU, med unntak av 1992 og 1993 hvor de er noe lavere, i samsvar med tendensene i det øvre panel i fig. 1.21. I 1994 var maksimum over 400 DU, og situasjonen var ganske "normal" igjen.

Resultatene for det totale ozoninnholdet som er vist i fig. 1.21 for Arktis og Antarktis samt for Oslo i fig. 1.22, viser at forholdene i ozonlaget på den nordlige halvkula er langt mindre dramatiske enn situasjonen er på den sørlige delen. Disse resultatene for den nordlige halvkula viser også at det er ganske god overensstemmelse mellom resultatene oppnådd med moderne satellitt-teknikker som TOVS og de mer tradisjonelle bakkemålingsteknikkene som ble introdusert av Dobson i 1920-årene.

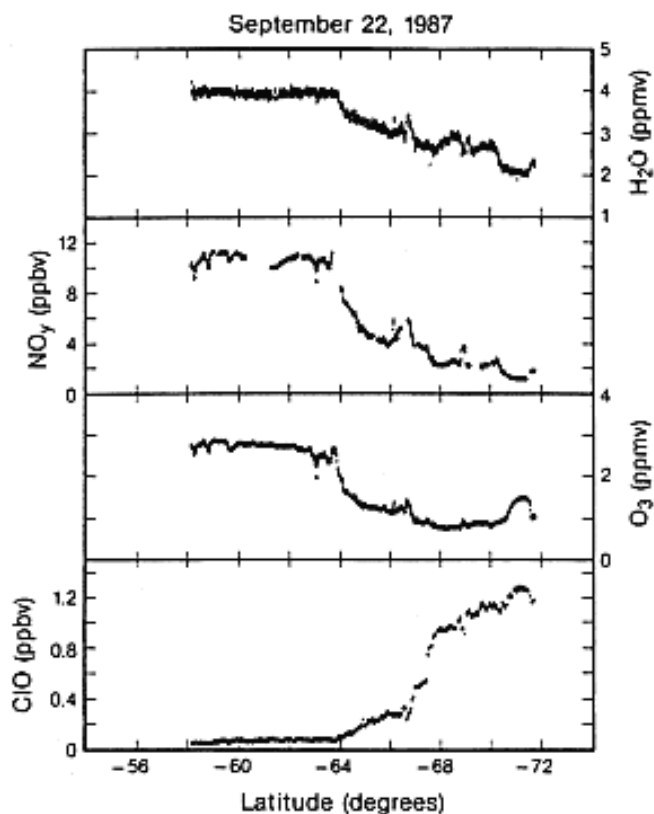


Figur 1.22: Månedlige middeler verdier av det totale ozoninnholdet målt fra bakken i Oslo mellom 1978 og 1995. (Fra Henriksen, 1994.)



Figur 1.23: Samtidige observasjoner av innholdet av O₃ og ClO i en høyde av 20 km mellom 62° S og 72° S før (øvre panel) og etter (nedre panel) at et minimum i det totale ozoninnholdet har utviklet seg over Antarktis. (Fra Anderson et al., 1989.)

For å bringe på det rene om det er naturlige forekomster av NO eller antropogene utslipp av Cl og Br som dominerer nedbrytninga av O₃ over Antarktis om våren, er det utført en rekke flyvninger for å måle konsentrasjonene av ulike gasser i stratosfæren før og etter at svekkelsen av ozonlaget oppstår. Noen resultater av slike målinger er her vist i fig. 1.23 og 1.24. Observasjonene i fig. 1.23 som er gjort i en høyde av 20 km mellom 62° S og 72° S, viser variasjonene i innholdet av O₃ og ClO under to ulike flyvninger; den ene før (øvre panel) og den andre etter (nedre panel) at minimum i ozoninnholdet har funnet sted. Under flyvningen før minimum har oppstått, avtar ozoninnholdet svakt fra 2100 p.p.b. (partikler pr. billion) ved 60° S til 1500 p.p.b. ved 72° S. ClO-innholdet øker sterkt fra 0,1 p.p.t.v. (partikler pr. tusen i volum) ved 64° S til 0,7 p.p.t.v. ved 72° S. Innholdet av O₃ og ClO synes derfor å variere med breddegraden ganske uavhengig av hverandre. Etter at minimum har oppstått, faller O₃ kraftig sør for 67° S, mens ClO øker sterkt i det samme området. Dessuten er de lokale variasjonene med breddegradene i O₃ og ClO sterkt antikorrelerte i dette området. Denne antikorrelasjonen er en indikasjon på at det finnes en kausal sammenheng mellom variasjonene.



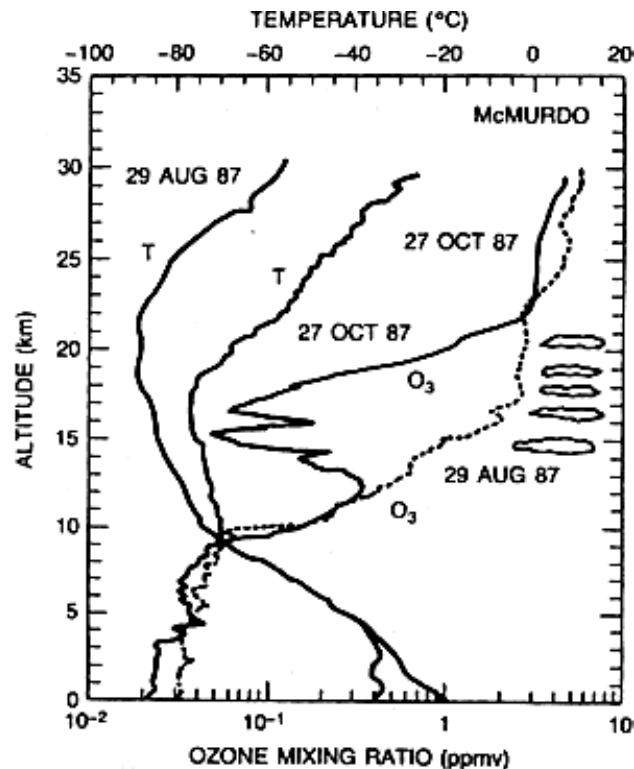
Figur 1.24: Samtidige observasjoner av partikkeltetthetene av H₂O, NO_y, O₃ og ClO under dannelsen av en ozonsvekkelse om våren mellom 58° S og 72° S. (Fra Fahey et al., 1989.)

I fig. 1.24 er tilsvarende sammenligninger gjort mellom innholdet av vanndamp (H₂O), NO_y, ozon (O₃) og kloroksyd (ClO) mellom 58° S og 72° S under dannelsen av et ozonminimum over Antarktis. I litteraturen er ofte NO_x en samlebetegnelse for NO og NO₂, og hvis konsentrasjonen av NO_x er spesifisert, indikerer den summen av disse to oksydene. NO_y forekommer også, og den betegner "odde nitrogen" og er definert som summen av NO_x og alle oksyderte nitrogenelementer som representerer kilder og tap for NO_x. I fig. 1.24 er det igjen en antikorrelasjon mellom variasjonene i O₃ og ClO med breddegradene, mens innholdet av H₂O og NO_y avtar sammen med O₃ mot høyere breddegrader. Dersom NO_y var den viktigste nedbrytningskilden for O₃, ville vi forvente et høyt innhold av NO_y når ozoninnholdet er lavt, men dette synes ikke å holde stikk. Derfor gir disse målingene som her er gjengitt i fig. 1.24, en sterk pekepinn på at klor er en viktig faktor i nedbrytningsprosessene av ozon (reaksjonene () og () i kap. 1.8) når det sterke minimum dannes over Antarktis om våren. Det er først og fremst slike typer målinger som er gjengitt i fig. 1.23 og 1.24 som har ledet verden inn i en så hektisk debatt over betydningen av menneskelig aktivitet for nedbrytninga av ozon.

1.7 Høydeprofiler av ozon

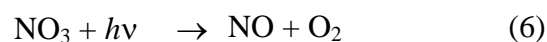
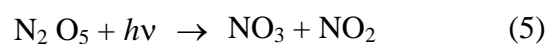
Selv om vi snakker til daglig om ozonlaget i atmosfæren, ser vi fra fig. 1.15 at ozon er fordelt over et større (~ 30 km) høydeområde som varierer fra ekvator til polene. I og med at atmosfærens tetthet, temperatur og dynamikk varierer med høyden, befinner ozon i atmosfæren seg under ulike betingelser avhengig av hvilken breddegrad vi betrakter. Det knytter seg derfor stor interesse til høydeprofilene av ozon, spesielt i forbindelse med situasjonen før og etter at den kraftige reduksjonen i ozon finner sted om sen vinteren og

våren. I fig. 1.25 er det gjort en sammenligning mellom ozonprofiler målt med ballonger over Antarktis før og etter at et ozonminimum har utviklet seg. I den samme figuren er også de tilsvarende temperaturprofilene inntegnet. En legger spesielt merke til markerte reduksjoner i O_3 -innholdet i høydeområdet mellom 12 og 20 km etter at ozonminimumet har utviklet seg; dette er en annen signatur for "ozonhullet" i tillegg til den som er vist i fig. 1.20. Fra fig. 1.25 ser en også at temperaturen har steget i høydeområdet over 10 km under dannelsen av ozonminimumet, noe som selvsagt skyldes at solstrålinga har økt utover våren. Det er spesielt interessant å legge merke til de bønnelignende skyene som er tegnet inn i høydeområdet mellom 15 og 20 km i fig. 1.25. Disse indikerer de polare stratosfæriske skyer (PSC) eller perlemorskyer som ofte forekommer om våren i de polare strøk.



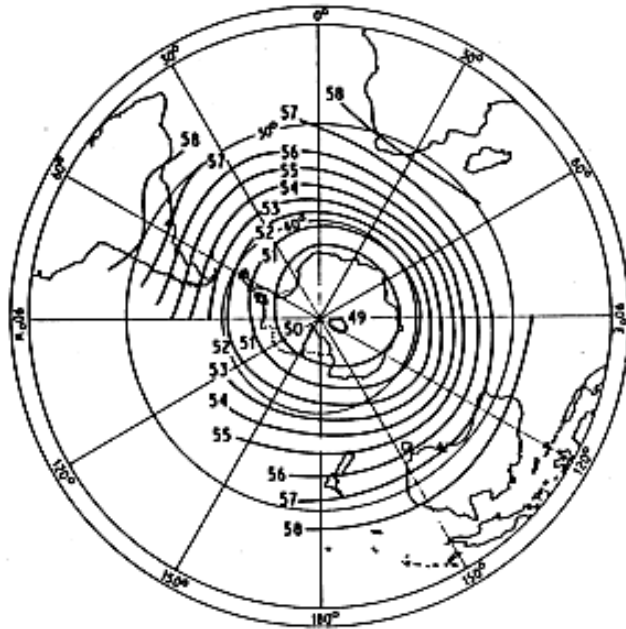
Figur 1.25: Tetthetsprofiler av ozon under 35 km observert fra ballonger over Antarktis før (29. aug. 1987) og etter (27. okt. 1987) dannelsen av et ozonminimum. De samtidig observerte temperaturprofilene er også inntegnet. (Fra Hofmann et al., 1989.) Til høyre i figuren er 4 polare stratosfæriske skyer (PSC) inntegnet mellom 12 og 20 km. (Etter Aikin, 1992.)

En tror nå at dannelsen av disse stratosfæriske skyene er nært knyttet til utviklingen av det dype ozonminimum over Antarktis om våren. Det er mulig at disse skyene skyldes kondensert vanndamp i høydeområdene mellom 12 og 20 km hvor temperaturen er helt nede i -80°C . En annen mulighet er imidlertid at de skyldes NO_x . Poenget er at når atmosfæren blir kald nok, dvs. under -80°C i dette høydeområdet, vil NO_3 og N_2O_5 kunne dannes, noe som reduserer innholdet av NO og dermed også nedbrytninga av ozon ifølge reaksjonene (5) og (6) (se kap. 1.8). Ozoninnholdet i atmosfæren kan dermed vokse når temperaturen holder seg så lav om vinteren, mens innholdet av N_2O_5 og NO_3 i stratosfæren blir tilsvarende stort. Når sola kommer tilbake om våren, vil solstrålinga spalte N_2O_5 og NO_3 på følgende måte:

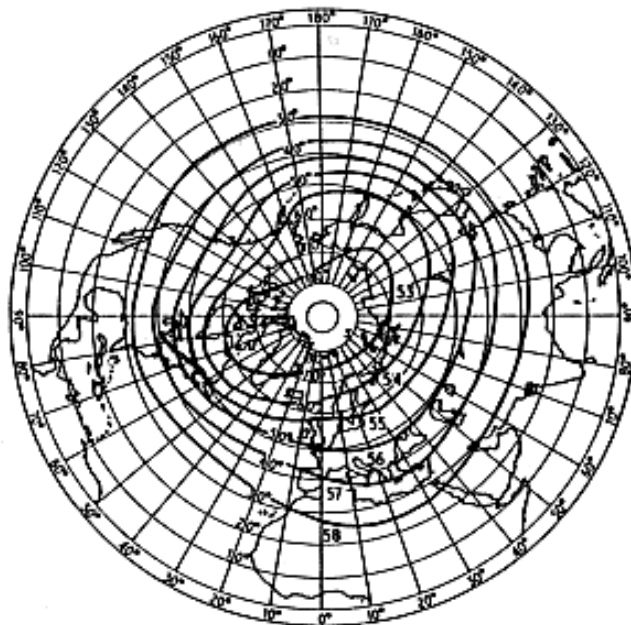


Dermed dannes NO og NO₂ i rikt monn om våren, og disse molekylene kan dermed angripe ozon og bryte det ned ifølge reaksjonene () og () (se kap. 1.8).

(a)



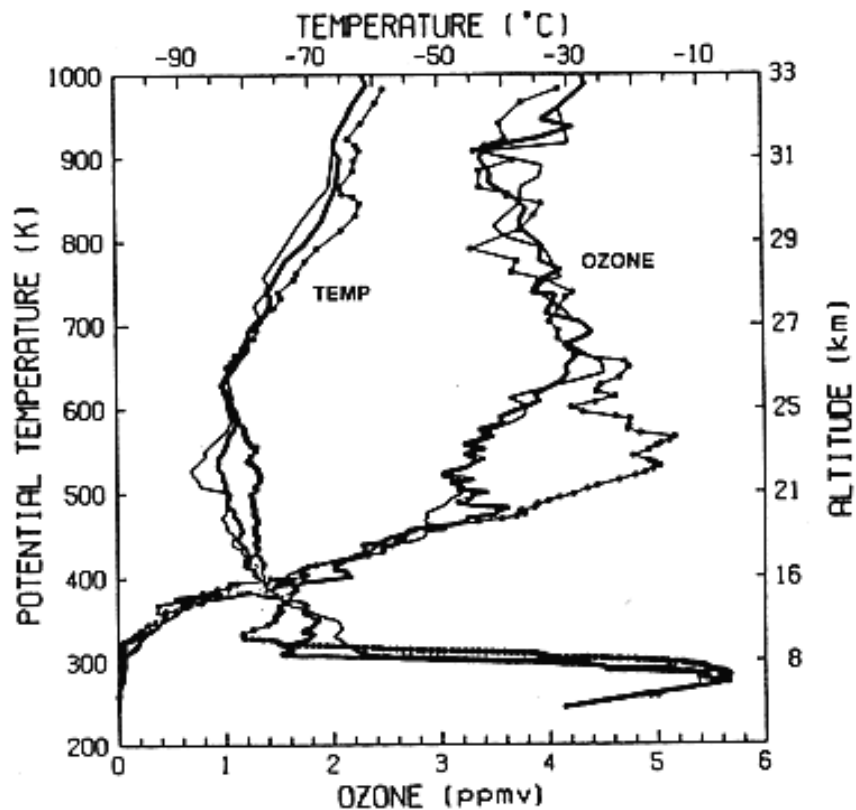
(b)



Figur 1.26: Isolinjene viser høydenivået i hundre meter hvor det atmosfæriske trykket er 500 mbar. Isolinjene for denne høyden faller nært sammen med isobarene og trykkgradientene i høydeområdet mellom 5 og 6 km. Under likevektsbetingelser blåser vindene langs konturlinjene, med klokka rundt Sydpolen og mot klokka rundt Nordpolen. Dermed blir vindene rettet fra vest mot øst rundt begge poler. Dette kalles den sirkumpolare vorteksen; (a) rundt Sydpolen og (b) rundt Nordpolen. (Fra Lamb, 1995.)

I stratosfæren over Antarktis er det om vinteren en sterk og stabil sirkumpolar vind som kalles den sirkumpolare vorteksen (fig. 1.26(a)). På grunn av denne vinden sperres lufta over

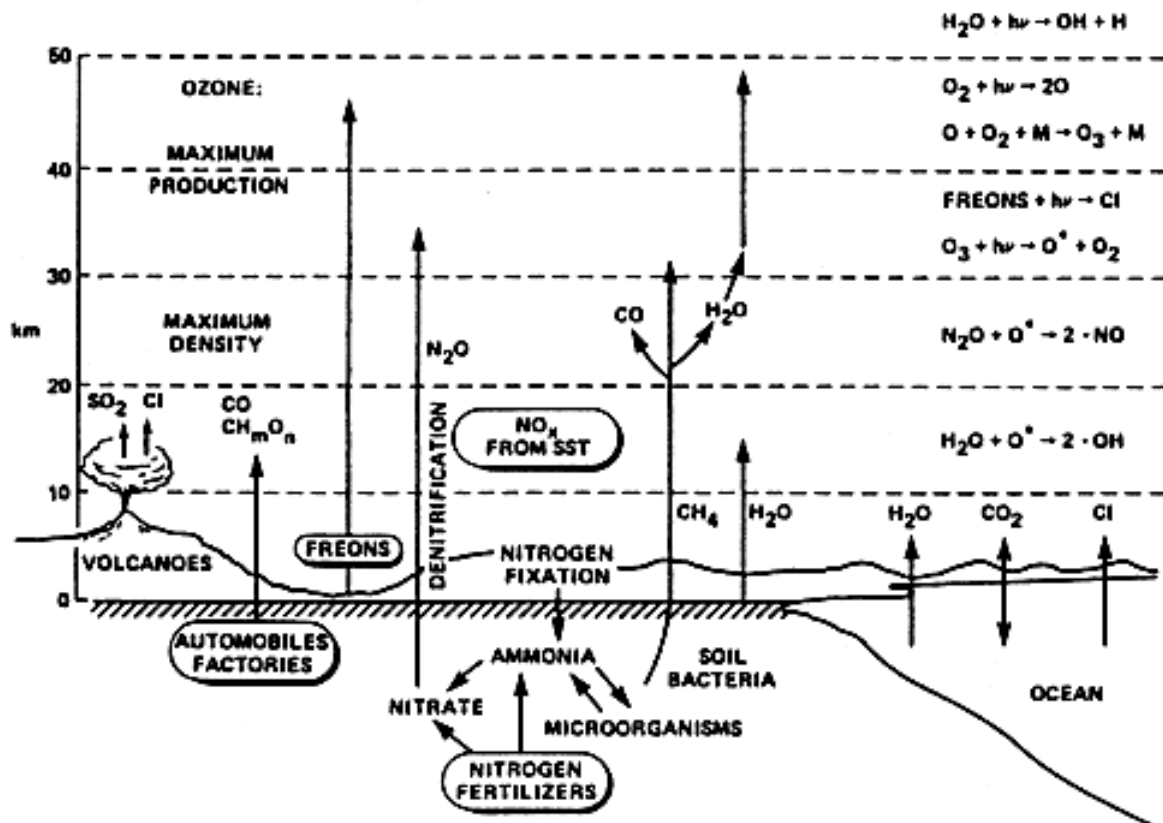
polområdet inne og hindres fra å vekselvirke med den varmere lufta ved lavere breddegrader. Dermed avkjøles stratosfæren over Antarktis sterkt om vinteren slik at de ekstremt lave temperaturene ($-90\text{ }^{\circ}\text{C}$) oppstår der. I Arktis er den sirkumpolare vorteksen mer ustabil (fig. 1.26(b)) slik at innesperringa av lufta i stratosfæren over Nordpolen ikke blir så effektiv, og temperaturene synker heller ikke til så ekstremt lave verdier som tilfellet er over Sydpolen. Dermed er heller ikke forutsetningene for å binde NO kjemisk i molekyler som NO_3 og N_2O_5 til stede. Når solstrålinga kommer tilbake i den arktiske stratosfæren om våren, vil derfor ikke et tilsvarende deponi av NO-molekyler kunne settes fri og angripe ozon slik tilfellet er i den antarktiske stratosfæren.



Figur 1.27: To eksempler på samtidig målte ozon- og temperaturprofiler inne i (tykke streker) og utenfor (tynne streker) den polare vorteksen over Kiruna i januar-februar 1990. En ser en svekkelse av ozoninnholdet mellom 18 og 26 km inne i den sirkumpolare vorteksen. (Fra Koike et al., 1991.)

I forbindelse med nedbrytninga av ozon over Arktis om våren er det også gjort ballongmålinger av høydeprofiler av ozon og temperatur. Et par eksempler på slike er gjengitt her i fig. 1.27. En av profilene er målt innenfor og en annen utenfor den såkalt polare vorteks. Ved å sammenligne disse profilene ser en at ozonkonsentrasjonen er redusert i høydeområdet mellom 18 og 26 km innenfor vorteksen i forhold til utenfor denne. Temperaturprofilene synes å være lite avhengig av hvor de blir målt i forhold til vorteksen.

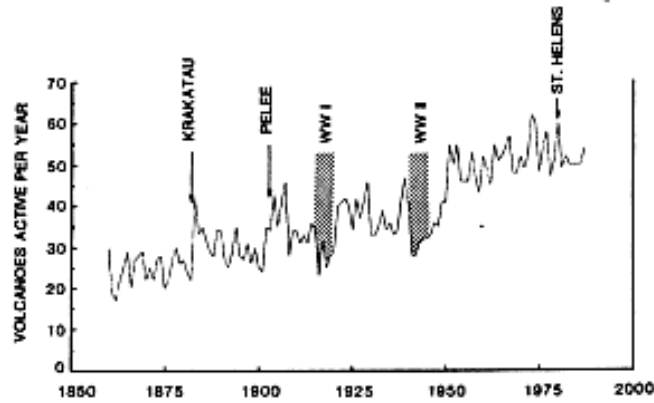
Det synes klart at forholdene omkring ozon over Arktis er ganske forskjellig fra forholdene over Antarktis, og at dette skyldes i hovedsak ulikheter i den polare vorteksen i de to hemisfærer. Over Antarktis er den polare vorteksen stabil og hindrer den kalde lufta i stratosfæren å vekselvirke med varmere luft ved lavere breddegrader. I Arktis er den polare vorteksen mer ustabil og tillater en større vekselvirkning. Dermed blir temperaturen i den arktiske stratosfæren om vinteren ikke så lav at NO bindes kjemisk i tilstrekkelige mengder til at et større deponi kan utløses når vårsola kommer tilbake.



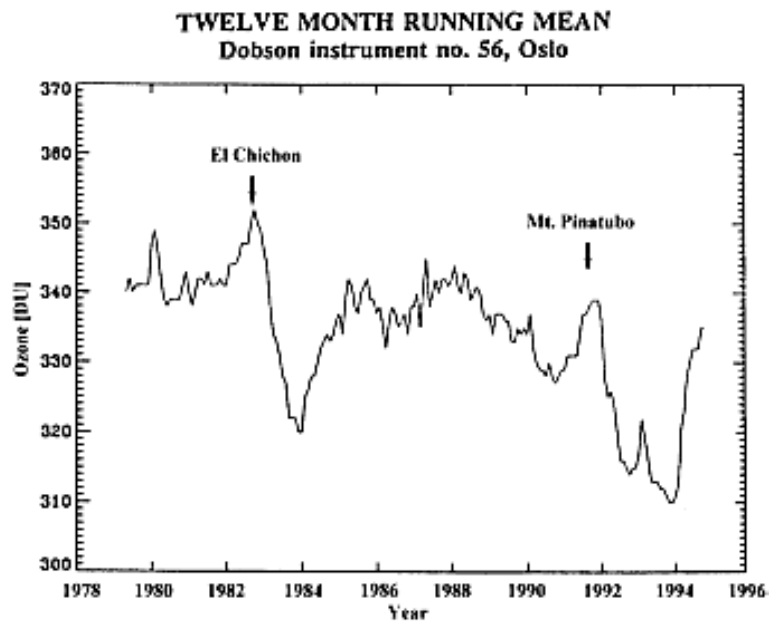
Figur 1.28: Et skjematiske diagram som viser noen av de vanligste naturlige og antropogene gassutslipp i atmosfæren og deres viktigste kilder. De antropogene kildene er omsirklet i figuren. De viktigste fotokjemiske reaksjonene som angår produksjon og tap av de forskjellige gassartene i de ulike høydeområdene er vist i en kolonne til høyre i figuren. (Fra Shimazaki, 1987.)

Nå er det hevdet at en vet for lite om de naturlige utslipp av klor og andre gasser i atmosfæren som kan delta i nedbrytningsprosessene av ozon. Det er kjent at vulkaner slipper ut store mengder klor, men trolig er ikke levetiden til rent klor i atmosfæren lang nok til at klor kan nå opp i det sentrale ozonlaget i stratosfæren i slikt et monn at de er en sterk nok trussel for ozon, selv om kloratomene slippes ut av vulkanene med ganske stor hastighet. Derimot er levetiden på de såkalte freongassene (CFC), hvor klor inngår som en bestanddel, lang nok til at klor kan bringes opp i det sentrale ozonlaget. Dette er illustrert i fig. 1.28 hvor en del av de naturlige og antropogene gassutslipp og deres viktigste kilder er indikert.

(a)



(b)



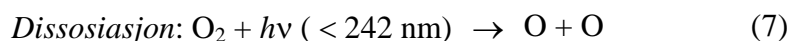
Figur 1.29: (a) Antall registrerte aktive vulkaner pr. år mellom 1860 og 1985. (Fra McClelland et al., 1989.)
(b) Løpende årsmiddelverdier av ozonmengden målt med Dobsonspektrometeret i Oslo fra 1979 til 1995. (Fra Henriksen, 1994.)

Det er imidlertid verdt å legge merke til at den vulkanske aktiviteten på jorda synes å ha økt i løpet av de siste 150 årene. Dette er vist med en illustrasjon i fig. 1.29(a). Mens antall registrerte aktive vulkaner var omlag 25 rundt 1875, var det registrert dobbelt så mange i 1975. Nå må en være oppmerksom på at kurven i fig. 1.29(a) viser antall registrerte og ikke nødvendigvis det sanne antall aktive vulkaner. Det er for eksempel påfallende at de registrerte antall aktive vulkaner viser en nedgang både under første og andre verdenskrig, som om menneskeheten hadde andre langt alvorligere sysler i disse ufredelige tider enn å registrere vulkanutbrudd.

I den senere tid har vi imidlertid hatt noen kraftige vulkanutbrudd som avgjort har hatt innflytelse på ozoninnholdet. Dette ser en klart fra fig. 1.29(b) hvor årsmidlet av det totale ozoninnholdet målt fra bakken i Oslo falt med 30 DU og 25 DU etter utbruddene i vulkanene El Chichon i Mexico (april 1982) og Mt. Pinatubo på Filippinene (juni 1991) henholdsvis. Dette var de sterkeste vulkanutbruddene som ble registrert i perioden mellom 1978 og 1992 som målingene fra Oslo dekker. Fig. 1.29(b) gir også et inntrykk av at det har vært en gradvis nedgang i det totale ozoninnholdet over Oslo på nær 0,26% pr. år mellom 1978 og 1994 med et påfølgende kraftig oppsving i 1995.

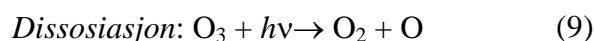
1.8 Ozonkjemi

Det er solstrålinga med bølgelengder kortere enn 242 nm som er hovedårsaken til at det dannes ozon i stratosfæren. Elektromagnetisk stråling med bølgelengder kortere enn 242 nm har nok energi i seg til å spalte (dissosiere) et oksygenmolekyl i to oksygenatomer. Når oksygenatomene er dannet i stratosfæren, vil de på grunn av den store partikkeltettheten kunne delta i en rekke reaksjoner med andre partikler, blant annet i en trepartikkelreaksjon hvor også oksygenmolekyl er involvert, og resultatet blir et ozonmolekyl. Vi anskueliggjør disse prosessene ved følgende skjema:



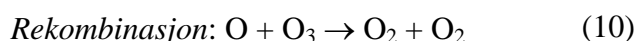
Her betegner hv energien i den elektromagnetiske UV-strålinga fra sola som spalter O_2 , og M en eller annen molekyl i stratosfæren som er nødvendig for at reaksjonen skal kunne finne sted. Den sørger for at energi- og bevegelsesmengde er bevart ved reaksjonen. I og med at strålingsintensiteten varierer mye i UV-området av solspektret med solflekk- syklusen og årstidene, vil også kilden til ozondannelsen i stratosfæren ha en sterk naturlig variasjon.

Når ozon er dannet i stratosfæren, vil den påvirke solstrålingas evne til å trenge gjennom atmosfæren fordi O_3 absorberer den elektromagnetiske strålinga fra sola i UV-området av spektret, nemlig stråling med bølgelengder i området 450-650 nm, og spesielt bølgelengder som er kortere enn 310 nm. Energien ved disse bølgelengdene kan spalte O_3 etter følgende skjema:



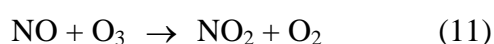
Denne energien i sollyset som absorberes i stratosfæren på grunn av spaltingen av ozon, er den viktigste varmekilden for stratosfæren, og det er denne som først og fremst gir opphavet til temperaturmaksimumet ved stratopausen (fig. 1.14).

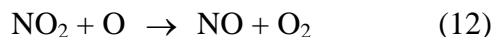
Når ozon er spaltet ifølge reaksjon (9), vil oksygenatomet som frigjøres, kunne reagere med et annet O_3 -molekyl og rekombinere til O_2 -molekyler etter følgende skjema:



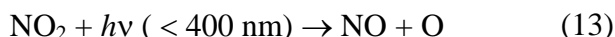
Vi legger merke til at nettoeffekten av prosessene (7), (8), (9) og (10) er å bryte ned molekylene med et odde antall og overføre dem til molekyler med partallsammensetning av O-atomer.

Ozon kan også nedbrytes i atmosfæren ved en mekanisme som involverer nitrogen- oksyd (NO) på følgende måte:



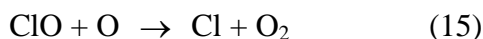
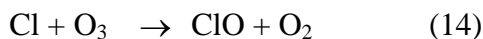


Nettoeffekten av reaksjonene (11) og (12) er å danne to oksygenmolekyler på bekostning av et ozonmolekyl og et oksygenatom mens antall NO-molekyler bevares. NO opptrer derfor som katalysator i reaksjonene (11) og (12). Nitrogendioksyd- molekylet (NO_2) opptrer som et mellomstadium idet det skapes og fjernes mellom reaksjonene (11) og (12). Deler av NO_2 -molekylene kan imidlertid spaltes av UV-stråling med bølgelengder kortere enn 400 nm på følgende måte:

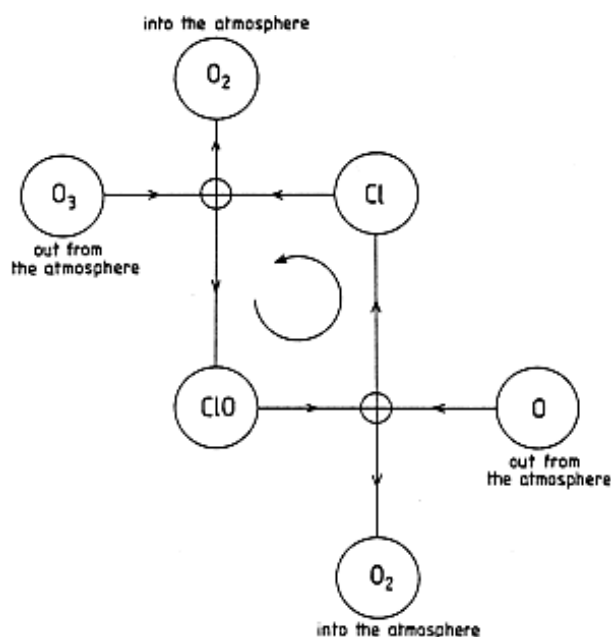


(13) frigir et oksygenatom som kan reagere med O_2 ifølge (8) og forme et nytt ozonmolekyl samtidig som (13) frigir et NO-molekyl som kan bryte ned ozon ifølge (11). Det er ut fra dette klart at NO og NO_2 spiller en viktig rolle i de naturlige prosessene som bestemmer likevekten av ozon i atmosfæren.

Når det gjelder spørsmålet om årsaken til den sterke svekkelsen av det totale ozoninnholdet, særlig over Antarktis om våren, er det de såkalte antropogene prosesser som er kommet i fokus. Men antropogene prosesser menes prosesser i atmosfæren som involverer gasser som er kommet opp i atmosfæren på grunn av menneskelig virksomhet, spesielt gasser som klor (Cl) og brom (Br). Cl er i hovedsak utfall fra de såkalte CFC- (Carbon-Freon Combines) gassene som er mye brukt i spraybokser og kjølesystemer. Hvis et Cl-atom når opp i ozonlaget, kan det reagere med ozon, og følgende reaksjoner kan finne sted:

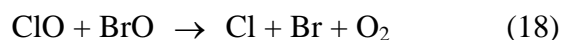
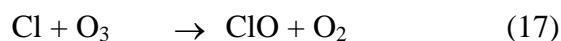
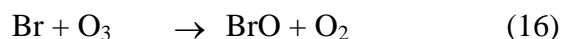


Nettoresultatet av (14) og (15) er at to oksygenmolekyler dannes på bekostning av et oksygenatom og et ozonmolekyl. Kloratomet er bevart og opptrer som en katalysator under prosessene og kan derfor starte på en ny runde med å bryte ned ozon. ClO er igjen et mellomledd mellom reaksjonene (14) og (15), siden det skapes og fjernes i disse to reaksjonene henholdsvis. Klor (Cl) har en lang levetid i stratosfæren når den først er kommet opp i disse høydene, og kan derfor gjennomløpe prosessene (14) og (15) mange ganger, og hvert Cl-atom kan bryte ned en mengde O_3 -molekyler. Fig. 1.30 viser et skjematisk diagram over reaksjonene (14) og (15), hvor klorets rolle som katalysator og kloroksydets rolle som mellomledd i nedbrytinga av ozon i atmosfæren skulle være klar.



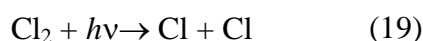
Figur 1.30: Et skjematisk diagram som viser de kjemiske reaksjonene hvor klor opptrer som katalysator og kloroksyd som mellomledd i nedbrytinga av ozon. Et ozonmolekyl (O_3) og et kloratom (Cl) reagerer og former et kloroksydmolekyl (ClO) og et oksygenmolekyl (O_2). ClO -molekylet reagerer med et oksygenatom (O) og danner et O_2 - og et ClO -molekyl. Netto resultat er at et ozonmolekyl og et oksygenatom er omformet til to oksygenmolekyler. Cl -atomet opptrer som en katalysator og kan gjenta syklusen flere ganger ved å reagere med nye O_3 -molekyl og dermed bryte dem ned. (Fra Brekke, 1997.)

De kjemiske reaksjonene forbundet med brom kan en uttrykke på følgende måte:



Nettoresultatet av prosessene (16)-(18) er at tre oksygenmolekyler dannes på bekostning av to ozonmolekyler. Cl - og Br -atomene opptrer som katalysatorer og forblir uforandret, mens ClO og BrO opptrer som mellomledd i nedbrytningsprosessene (16)-(18) av ozon.

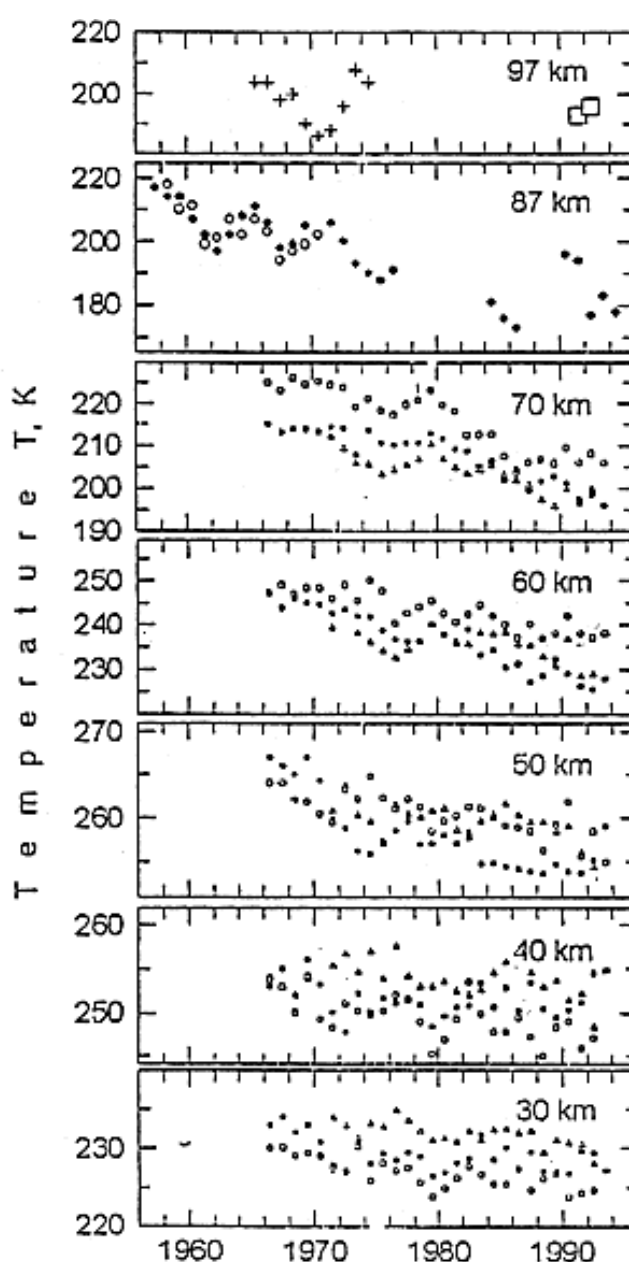
Det er åpenbart at dersom de såkalte CFC-gassene som produseres i store mengder på den nordlige halvkule skal ha noen virkning på situasjonen i ozonlaget over Antarktis, må disse gassene ha så lang levetid i atmosfæren at de kan transporteres med vind- systemene over hele jordkloden for å samles i stratosfæren over Sydpolen. Over Antarktis er temperaturen i stratosfæren om vinteren så lav ($-90^\circ C$) at iskrystaller kan dannes i stratosfæren og forme såkalte polare stratosfæriske skyer (PSC) eller perlemorskyer. I forbindelse med dette kan kjemiske reaksjoner finne sted om vinteren, som binder fritt klor (Cl) og danner klormolekyler (Cl_2). Når sola kommer tilbake, vil Cl_2 -molekylene brytes opp av solstrålinga, og kloratomene kan slippes løs ifølge reaksjonen:



og dermed kan kloratomene angripe ozonmolekylene og bryte dem ned i samsvar med reaksjonene (14) og (15).

1.9 Mulige spor av forurensning i den øvre atmosfæren

Lysende nattskyer (noctilucent clouds, NLC) er et vakkert lysfenomen som kan observeres på aftenhimmelen om sensommeren fra de sørlige deler av Skandinavia. Nedtegnede observasjoner av dette fenomenet er ikke kjent før 8. juni 1885, noen få år etter utbruddet av Krakatauvulkanen i Indonesia i 1883, det sterkeste vulkanutbruddet en kjenner til i moderne tid. Mens det er beregnet at El Chichon hadde et utslipp av aerosoler på 30 Tg (30×10^9 kg) og Mt. Pinatubo 12 Tg (12×10^9 kg), er utslippet ved Krakatau estimert til 50 Tg (50×10^9 kg). Etter at den første observasjonen av lysende nattskyer ble nedtegnet i 1885, har antall slike registreringer bare økt, og disse skyene er nå gjenstand for mye forskning. De er blitt observert mellom 45° og 80° bredde, men den ideelle sone for å observere dem er mellom 53° og 57° bredde. De er synlige bare i skumringslys og er begrenset til et 1-3 km tykt lag ved en typisk høyde rundt 82 km.

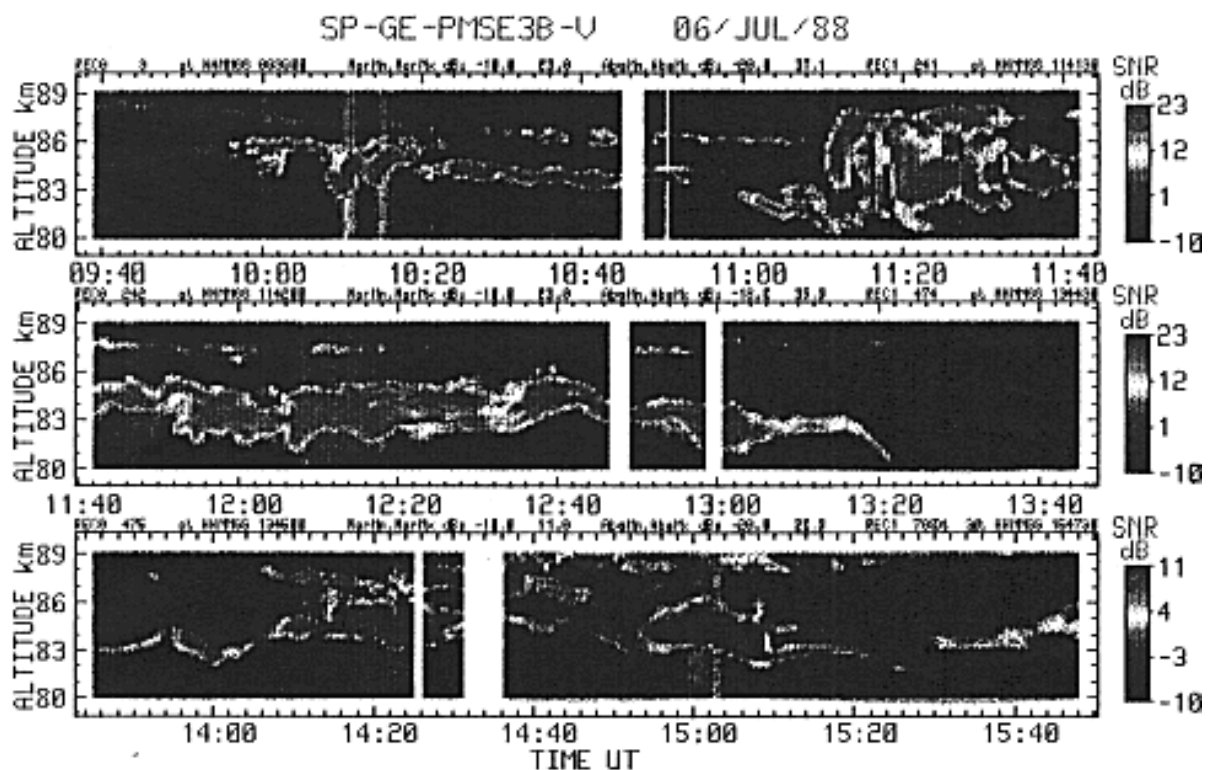


Figur 1.31: Årlige middelverdier av temperaturene målt innenfor høydeområder på 10 km mellom 30 og 100 km i perioden 1957-1994. (Fra Golitsyn et al., 1996.)

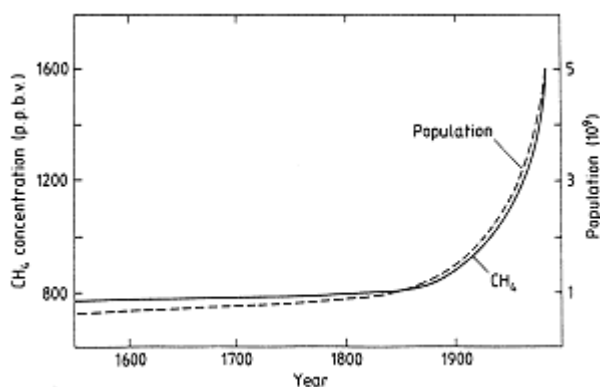
Mangelen på gamle nedtegnede observasjoner av lysende nattskyer etterlater seg et inntrykk av at dette er et nytt lysfenomen på polarhimmelen, og at det kanskje er forbundet med menneskelig aktivitet på bakken, altså at det er et forurensningsfenomen som kan ha oppstått etter den industrielle revolusjonen. I motsetning til det såkalte ozonhullet over Antarktis som har fått slik verdensomspennende publisitet, er lysende nattskyer et fenomen som stort sett er kjent bare innenfor noen lærde sirkler. Dette til tross for at indikasjonene på at disse skyene skyldes antropogene utslipp og er et signal om at den øvre atmosfæren kan være forurenset av menneskelig aktivitet er sterke.

Temperaturmålinger i høydeområdet mellom 30 km og 100 km viser at over 50 km har temperaturen sunket regelmessig de siste 40 år (se fig. 1.31). I høydeområdet hvor de lysende nattskyene helst forekommer, har denne temperaturnedgangen vært omlag 1 K pr. år. Det er ikke kjent tilsvarende dramatiske variasjoner i temperaturforholdet noen andre steder i atmosfæren.

I den senere tid er det observert en rekke radar- og lidarekko, spesielt fra EISCAT og ALOMAR, i dette høydeområdet av atmosfæren hvor de lysende nattskyene opptrer. Noen slike ekko observert med EISCAT-radaren ved Tromsø er vist i fig. 1.32. Disse ekkoene som har fått navnet "polare mesosfæriske sommerekko" (PMSE) er uvanlig sterke og kan opptre over flere timer, men er som navnet tilsier, bare observert om sommeren. En kjenner ikke mekanismen for disse ekkoene, og de oppstod som en overraskelse første gangen de ble observert på slutten av 1980-tallet. Tilsvarende ekko er observert samtidig med lidar fra ALOMAR på Andøya, og det utføres raketteksperimenter for å undersøke hvilke typer partikler det er som gir opphav til disse uventede signalene.



Figur 1.32: Radarekko observert 6. juli 1988 ved hjelp av EISCAT-radaren mellom 80 og 90 km over Tromsø.



Figur 1.33: Den stiplede linja viser veksten i befolkningen på jorda de siste 450 årene. Den heltrukne linja viser tilsvarende økning av metan- (CH_4) utslippet i atmosfæren. (Fra Brekke, 1997.)

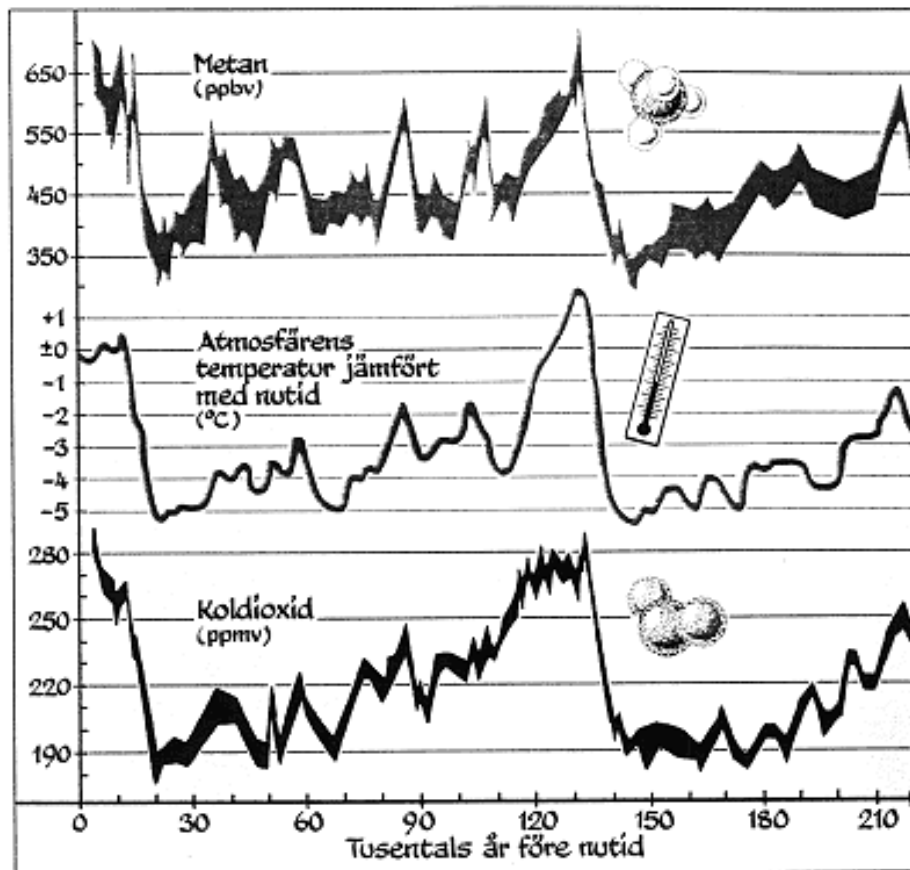
En vet altså ikke hva slags partikler det er som gir opphav verken til de lysende nattskyene eller til de kraftige radarekkoene. I mesosfæren er imidlertid temperaturen ekstremt lav, 180 K eller lavere, og ispartikler kan derfor lett dannes her. Det er indikasjoner i det observasjonsmaterialet som nå foreligger at de lysende nattskyene skyldes kondensasjon av vann på enten støvpartikler eller tunge ioner. En mulig kilde til vanddampen i den øvre atmosfæren kan være metan (CH_4) som slippes ut fra bakken i store mengder, enten fra naturlig forråtnelse i myrer og sumper eller fra de store jordbruks- områdene. Levetiden av metan i troposfæren er omlag 12 år, og det er den tiden omtrent det vil ta metan å nå opp til den tropiske tropopausen. Det vil ta ytterligere 2-3 år før metan når mesosfæren. Det har vært en dramatisk økning i metaninnholdet i atmosfæren de siste 150 år, noe som går klart fram av fig. 1.33. Her er veksten i metaninnholdet i atmosfæren sammenlignet med veksten i jordas folketall. Kurvene følger hverandre som skygger og gir en klar pekepinn på at økningen i metanutslippet fra bakken er nært forbundet med veksten i folketallet.

Forurensningen i mesosfæren som vi antakelig er vitne til hver gang vi beundrer de lysende nattskyene over den skandinaviske aftenhimmelen om sommeren, er en sterk indikasjon på at den menneskelige aktiviteten er ute av kontroll med hensyn på balansen i atmosfæren. Det reflekterer et fundamentalt problem som er knyttet til den dramatiske økningen i folketallet siden den industrielle revolusjonen. Skal jorda kunne fø på det voksende folketallet, må det produseres mer og mer mat, og dette har sin pris i et økende metanutslipp. Uansett hvordan en ønsker å angripe vanskelighetene forbundet med å løse forurensningsproblemene i atmosfæren, synes det åpenbart at en begrensning av folketallet er eneste farbare vei. Alt annet blir en symptomkur og ikke en behandling av ondets rot.

1.10 Temperaturforholdene i den nedre atmosfæren

Uansett, om de klareste signaler om at noe er i ferd med å skje med atmosfæren finnes i de store høyder opp mot 100 km over bakken, er det forholdene ved jordas overflate som bekymrer oss mest. Spørsmålet om vi går mot varmere tider med alle de forferdelige konsekvenser det kan få, opptar mange av oss, mens andre kanskje vil hevde at vi like sannsynlig nærmer oss en istid med tilsvarende dramatiske hendelser. Den klimatiske historien for jorda viser vel at det siste er det mest sannsynlige resultat selv om tidsperspektivet er meget langt. På kortere sikt er mulighetene for en oppvarming av jorda det som har fått størst publisitet. Perspektivene presenteres ofte nesten som dommedagsprofetiske, der smelting av innlandsisen på Grønland og i Antarktis med påfølgende oppvarming av oseanene vil føre til en heving av havnivåene som vil forårsake de verste syndfloder siden Noas dager.

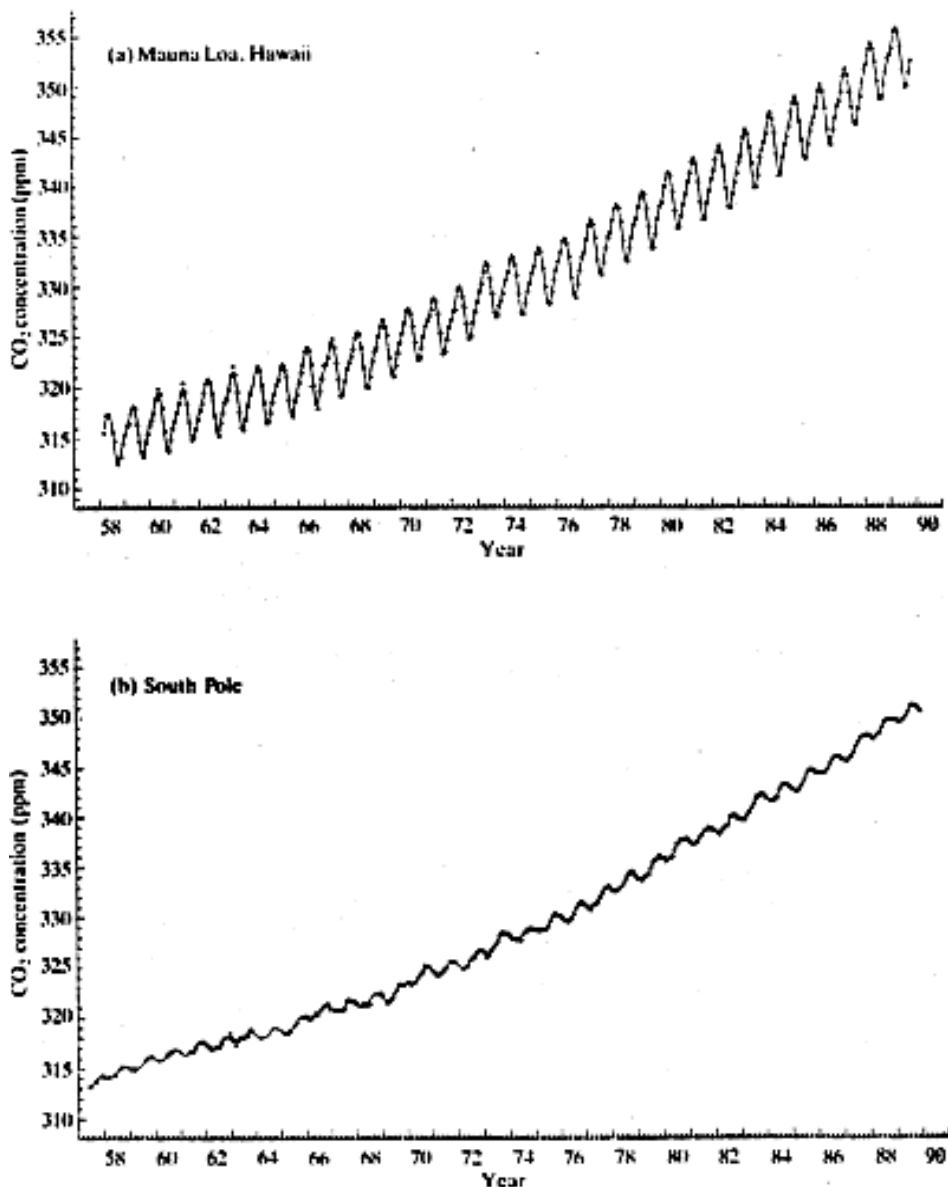
Jordas middeltemperatur brukes ofte som en parameter for å måle variasjoner i det globale klimaet. Direkte målinger av denne middeltemperaturen finnes ikke, og det er et begrep som er sterkt avhengig av metoden som brukes for å bestemme den. Regulære temperaturmålinger på forskjellige steder på jorda har det ikke vært drevet lenger enn omlag 150 år, og nettverket av disse målestasjonene har variert opp gjennom disse årene. To verdenskriger har ikke minst lagt hindringer i veien for å opprettholde kontinuiteten i måleprogrammene. Om en vil definere middeltemperaturen til jorda, kan en ikke komme utenom å ta med temperaturene i verdenshavene, og det er ingen enkel sak siden målingene i havene er enda mindre systematiske.



Figur 1.34: Variasjoner i metan- og kuldioxydinnholdet i atmosfæren sammen med atmosfærens temperatur, sammenlignet med dagens verdi gjennom de siste 220 000 år. Resultatene er framkommet på grunnlag av iskjjerneboringer ved den russiske stasjonen Vostok i Antarktis. (Fra Prentice, 1996.)

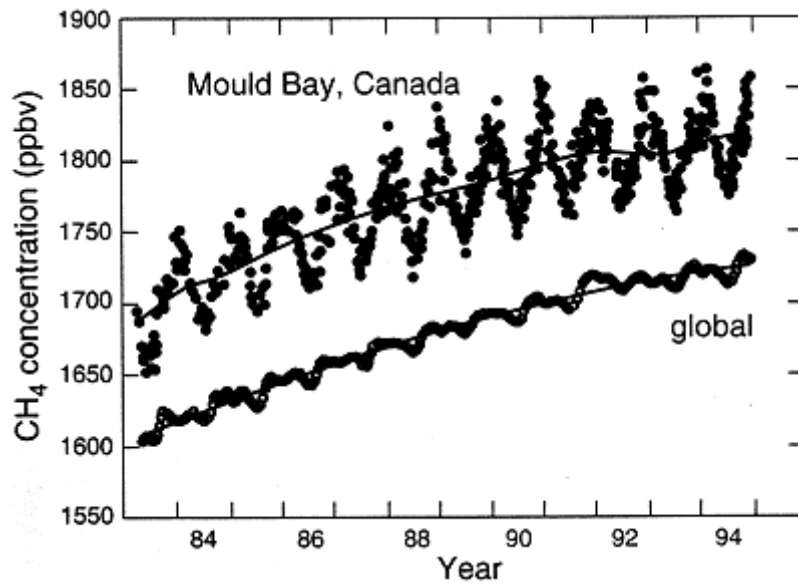
Om en vil studere middeltemperaturen til jorda over lengre tidsperspektiver enn et par tusen år, og det bør en gjøre om en vil ha noen formening om de naturlige svingninger i klimaet, da må en ty til andre metoder enn direkte temperaturmålinger. Det finnes flere muligheter til å avlede variasjoner i jordas middeltemperatur tilbake gjennom flere tusen år. I fig. 1.34 er det vist en slik temperaturserie for de siste 220 000 år.

Serien er utarbeidet på grunnlag av iskjjerneboringer i Antarktis. En legger merke til at temperaturen i atmosfæren ved jordas overflate har nesten alltid vært lavere enn den er i dag, og bare for 20 000 år siden var den hele 5 grader lavere, men det var også da den siste istiden var på sitt kjøligste. For 130 000 år siden, like etter den forrige istiden, var det en periode på omlag 10 000 år som var minst like varm som den vi lever i. Etter resultatene i fig. 1.34 å dømme er den varme perioden nå snarere et unntak enn regelen, og om vi derfor skulle driste oss til å spå, måtte det bli en fimbulvinter om noen titusen år.

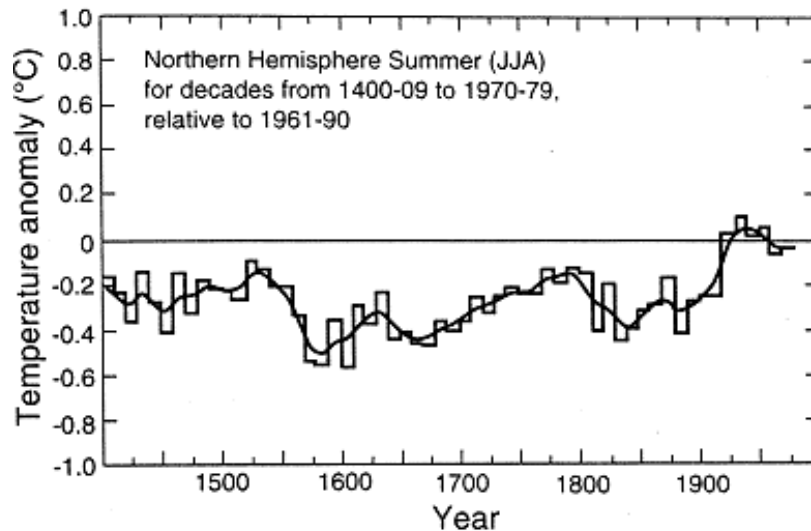


Figur 1.35: Det atmosfæriske innholdet av kuldioxyd målt fra (a) Mauna Loa, Hawaii, og (b) Sydpolen, i perioden 1957-1989.

I fig. 1.34 er også variasjonene i innholdet av metan (CH₄) og kuldioxyd (CO₂) gjengitt for den samme perioden, og en legger merke til at når temperaturen i atmosfæren øker, øker også innholdet av disse gassene. Av denne grunn er konsentrasjonen av CO₂ og CH₄ ofte brukt som indikatorer på den globale klimatiske tilstanden. I de siste 40 årene har en registrert innholdet av CO₂ i atmosfæren over Mauna Loa på Hawaii og på Sydpolen. Resultatene av disse målingene er vist i fig. 1.35. Begge steder har det vært en økning på omlag 10%, og dette mener en i hovedsak skyldes menneskelig aktivitet, og da særlig forbrenning av fossilt brensel. I kurvene i fig. 1.35 er årstidsvariasjonene klart framtrædende på Mauna Loa på grunn av den fotosyntetiske aktiviteten som forbruker CO₂. Årstidsvariasjonene er mindre tydelige over Sydpolen fordi det blant annet ikke finnes vegetasjon i Antarktis. På den annen side er CO₂-verdiene målt på Sydpolen bedre representanter for de midlere globale verdiene enn de tilsvarende målt på Mauna Loa. En tar gjerne disse økningene i CO₂ som tegn på at den menneskelige aktivitet forurensar atmosfæren som så vil lede til en global oppvarming. Tatt i betraktning at CO₂-innholdet også var stort i siste mellomistid for over 120 000 år siden, må en anta at noe av økningen også kan ha naturlige årsaker.



Figur 1.36: Globalt metaninnhold målt i atmosfæren mellom 1983 og 1994 sammen med de lokale verdiene målt i Mould Bay, Canada i den samme perioden. (Fra Climate Change, 1995.)

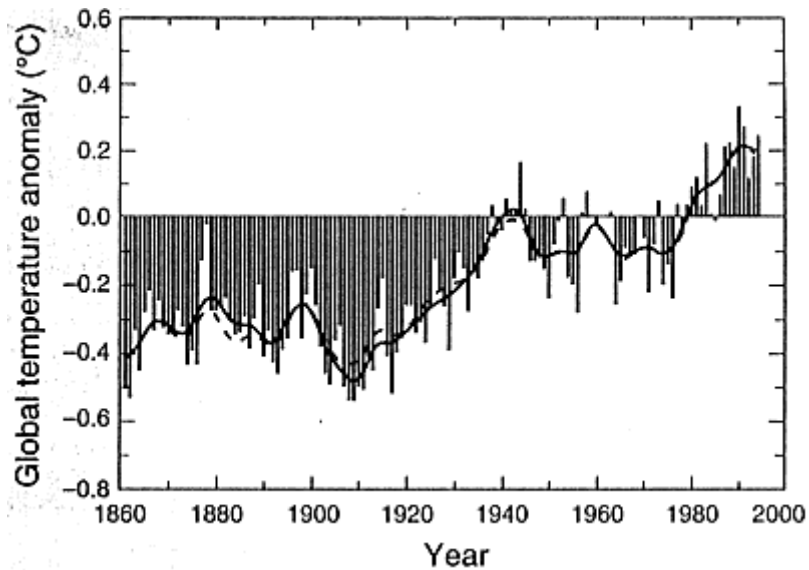


Figur 1.37: Den dekademidlede globale sommertemperaturindeks mellom 1400 og 1990. Indeksen er beregnet som differansen mellom den globale middeltemperaturen over 10 år og middeltemperaturen i perioden 1961-1990. En negativ indeks svarer til en lavere temperatur enn middelverdien for perioden 1961-1990. (Fra Climate Change, 1995.)

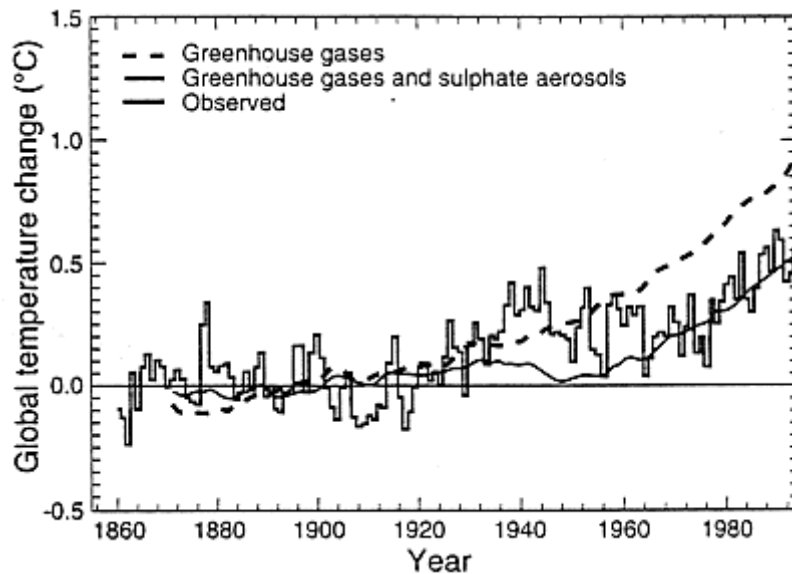
Tilsvarende målinger er også gjort av metaninnholdet i atmosfæren, og noen resultater av dette er vist i fig. 1.36. Globalt har metan økt med under 5% siden 1983, mens det lokalt over Mould Bay i Canada har økt med vel 5%.

Når det gjelder variasjonene i den globale middeltemperaturen ved jordas overflate i historisk tid, er disse vist i fig. 1.37 i perioden mellom 1400 og 1979 i forhold til den midlere globale temperaturen i perioden 1961-1990. I hele perioden fram til midten av dette århundre har det vært kaldere i gjennomsnitt over kloden enn det er i våre dager.

I fig. 1.38 er variasjonene i den globale middeltemperaturen i perioden 1861-1994 vist i forhold til middeltemperaturen i perioden 1961-1990. Her er middeltemperaturen beregnet i henhold til faktiske temperaturmålinger foretatt over et større globalt nettverk i perioden.



Figur 1.38: Differansen mellom de årsmidlede overflatetemperaturene for land og hav i perioden 1861-1994 og denne middeltemperaturen i perioden 1961-1994. (Fra Climate Change, 1995.)



Figur 1.39: Simulerte årlige middelværdier av den globale temperaturen i forhold til middeltemperaturen i perioden 1961-1990, sammenlignet med de tilsvarende målte verdier. I simuleringene er det gjort beregninger med bare drivhusgasser og med drivhusgasser og aerosoler. (Fra Climate Change, 1995.)

Det har vært gjort mange forsøk på å lage modeller for de globale klimatiske variasjoner for så å gjenskape de historiske variasjonene i den globale temperaturen. Noen eksempler på slike modellberegninger for perioden 1850-1990 er vist i fig. 1.39. Vi legger merke til at dersom en bare inkluderer drivhusgassene som CO_2 , H_2O , O_3 og CH_4 etc., så overestimerer en temperaturforløpet spesielt etter 1950. Et bedre samsvar oppnås mellom målingene og modellberegningene om en også tar hensyn til aerosoler, dvs. utslipp av gasser (støv) i forbindelse med forbrenning av fossile brenslers. I perioden mellom 1920 og 1960 er imidlertid samsvaret mellom den siste modellen og måleresultatene ikke tilfredsstillende. Det er to viktige forhold å legge merke til i denne sammenhengen; for det første fører aerosolene til at temperaturen senkes i modellberegningene etter 1920, og for det andre kan ingen av modellene gjenskape selv den korte historien fra 1861 og fram til i dag med tilfredshet. Utslipp av aerosoler kan derfor ha betydning for den globale temperaturen, men hvilke

konsekvenser dette får i framtiden, kan vi vanskelig uttale oss om siden vi ikke forstår historien.

Et av de viktigste spørsmålene som en søker en løsning på, er hvordan kretsløpet til CO₂ er i naturen, og spesielt hvordan CO₂ løses opp i havene. Det er spesielt spørsmålet om levetiden til CO₂ som er avgjørende. Jo lengre levetid en tillater i modellen, jo større akkumulerende effekt har CO₂, og desto lengre tid vil det ta før konsekvensene av dagens utslipp gjør seg for fullt gjeldende i klimasammenheng. Tilsvarende problemstillinger gjelder for øvrig for CFC-gassene og deres innflytelse på ozon. Om alt av CFC-utslipp ble stanset i dag, ville det ta flere år før disse gassene ble felt ut av atmosfæren.

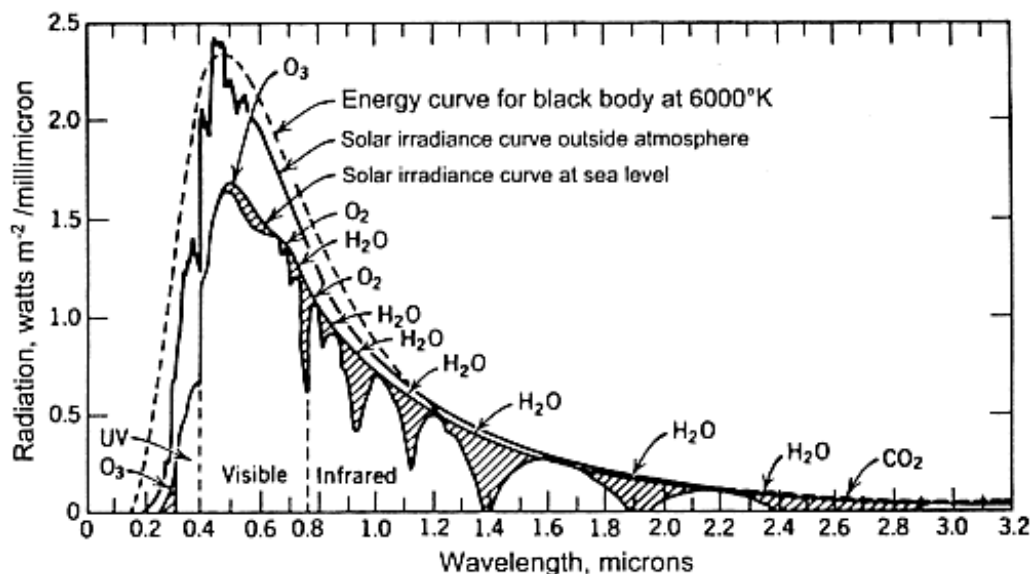
Like vanskelig som det er å gi realistiske modeller for rollene som CO₂ og aerosoler spiller for klimaet, er det å beregne konsekvensene av vanndampen. Vanndampen er helt avgjørende for skydannelsen, og avhengig av hvilke effekter av vanndampen en ønsker å legge vekt på, kan en forutsi økende eller avtakende global temperatur. Gir en anledning til for mye skydannelser, vil solenergien blir sterkt reflektert, og den viktigste varmekilden for jorda reduseres. Klimaet skulle etter dette resonnementet bli kaldere. Begrenser en skydannelsen, vil trolig for mye varme komme gjennom atmosfæren, og en får en oppvarming. Sterk oppvarming vil føre til mer skydannelse, og så kan en ende opp på den kalde siden igjen.

Som konklusjon kan vi si at det er sterke indisier på at menneskelig aktivitet påvirker klimaet, men i hvilken grad dette er tilfellet, er det ennå for tidlig å kunne si eksakt. De modellene som til nå er utviklet for å forutsi utviklingen, svikter når det gjelder å gjenskape historien. Uten en god forståelse av de historiske variasjonene i klimaet, bør en være ydmyk overfor sin egen evne til å spå framtiden.

1.A Solstrålinga, solarkonstanten og drivhuseffekten

1.A.1 Solspektret

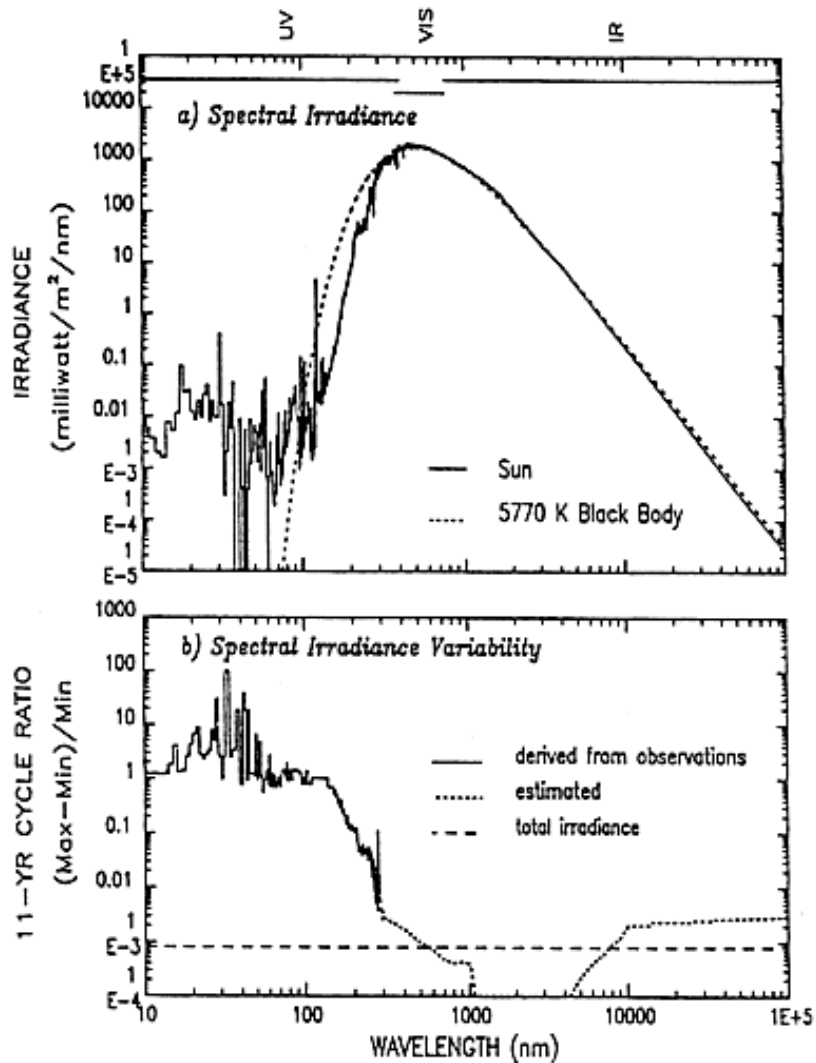
Det er varmestrålinga fra sola som er den viktigste varmekilden i atmosfæren. I fig. 1.A.1 viser en energitethetsfordelinga i bølgelengdeområdet mellom 0 og 3200 nm av strålinga fra sola slik den er målt med spektrometre på bakken. Dette spektret er sammenlignet med tilsvarende spektra målt fra satellitter utenfor atmosfæren. De skraverete områdene viser reduksjoner i lysintensiteten på grunn av absorpsjon fra vandamp (H_2O), ozon (O_3), atomært oksygen (O) og karbondioksyd (CO_2) i atmosfæren. Vi legger merke til at solstrålinga har et klart maksimum i den synlige delen av spektret mellom 400 og 800 nm. Den maksimale strålingsintensiteten i dette området er ca. $1,5 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2 \text{ nm}$.



Figur 1.A.1: Energitetthetene i solspektret slik de måles fra bakken og utenfor atmosfæren mellom 100 og 3200 nm. Spektrene er sammenlignet med et teoretisk spektrum beregnet etter Plancks strålingslov fra et sort legeme i termodynamisk likevekt med en temperatur på 6000 K. (Fra Pettit, 1951.)

Ultrafiolett (UV) stråling og røntgenstråling med bølgelengder kortere enn 200 nm er sterkt absorbert i atmosfæren. Nå deler en gjerne den ultrafiolette strålinga inn i to områder: ekstrem ultrafiolett (EUV) mellom 10 og 100 nm og det fjerne ultrafiolette mellom 100 og 200 nm. Solstrålinga i det fjerne ultrafiolette absorberes fullstendig av O_2 i høydeområdet mellom 80 og 120 km og er derfor en meget viktig varmekilde for denne delen av atmosfæren, dvs. mesosfæren og termosfæren.

Det er først og fremst denne strålinga som spalter (dissosierer) O_2 og N_2 i den øvre delen av atmosfæren. Mens strålingsintensiteten i spektralområdet mellom 200 og 3200 nm er nesten konstant og uavhengig av variasjonene i solaktiviteten, er forholdet helt forskjellig for røntgenstrålene og det ultrafiolette området av spektret. Denne delen av solstrålinga er ofte forbundet med solflekker og andre fenomener knyttet til forstyrrelser på sola som flare og radiostråleutbrudd (bursts). I det øverste panelet i fig. 1.A.2 vises spektret av solstrålinga mellom 10 og 10^5 nm observert i nærheten av et solarminimum. Vi kjenner igjen formen på spektret mellom 100 og 3200 nm fra fig. 1.A.1. For bølgelengder kortere enn 200 nm varierer strålingsintensiteten sterkt fra bølglengde til bølglengde, mens intensiteten har et jevnere forløp som funksjon av bølglengden over 200 nm.



Figur 1.A.2: Øverste panel: Energitettheten i solspektret mellom 10 og 10^5 nm slik det observeres under lav solflekkaktivitet. De ultrafiolette (UV), synlige (VIS) og infrarøde (IR) områdene av spektret er vist i overkanten av panelet. Nederste panel: Forskjellen i energitetthet ved hver bølglengde i spektret mellom solarmaksimum og solarminimum i forhold til energitettheten målt ved solarminimum. (Fra Lean, 1991.)

Det viser seg også at for bølglengder kortere enn 200 nm, varierer strålingsintensiteten kraftig med aktiviteten på sola. Dette er vist i det nederste panelet i fig. 1.A.2. Her er differansene mellom strålingsintensitetene observert ved solarmaksimum og ved solarminimum framstilt i forhold til intensitetene observert ved solarminimum for hele bølglengdeområdet mellom 10 og 10^5 nm. Dersom dette forholdet er 1 eller større, har strålingsintensiteten ved solarmaksimum vært minst dobbelt så sterk som ved solarminimum. Er derimot forholdet mindre enn $0,01$, betyr det at strålingsintensiteten ved solarmaksimum har vært mindre enn 10% høyere enn ved solarminimum.

Vi legger merke til at mens dette forholdet er mindre enn $0,01$ for bølglengder over 300 nm, er det høyere enn 1 for bølglengder under 200 nm. Mellom 20 og 80 nm kan forholdet noen steder være høyere enn 10 , ja, sågar nesten 100 i nærheten av 30 nm. Dette viser med all tydelighet at strålingsintensiteten varierer sterkt i UV-delen av spektret, både mellom de enkelte bølglengdene og i ulike faser av en solflekkcyklus. Dette er veldig viktig for forholdene i termosfæren, altså i høyder over 100 km, siden det er UV-delen av solstrålinga som ioniserer og dissosierer molekylene over denne høyden. Det er særlig solstrålinga ved de to Balmerlinjene i hydrogen, Ly_α og Ly_β , $121,6$ nm og $102,5$ nm henholdsvis, som er avgjørende for ioniseringsprosessen og dermed også oppvarminga av termosfæren.

UV-delen av spektret ved bølglengder som er kortere enn 242 nm er helt avgjørende for ozoninnholdet i atmosfæren. Det er disse bølglengdene som spalter (dissosierer) O_2 i stratosfæren slik at O-atomene som dannes

her, kan inngå i trelegemereaksjoner og knytte seg sammen (rekombinere) med O_2 -molekylene for å danne ozon. Når først O_3 er dannet i atmosfæren, vil denne absorbere mye av det ultrafiolette lyset mellom 200 og 300 nm (se kap. 1.8).

Flere organismer på jorda, blant dem menneskene, er ømfintlige for stråling i dette området av spektret, så uten ozon i atmosfæren ville det biologiske miljø på jorda fortone seg ganske annerledes enn slik vi kjenner det.

1.A.2 Plancks strålingslov og solarkonstanten

Dersom vi antar at sola stråler ut sin energi som et tilnærmet sort legeme i termodynamisk likevekt med temperaturen T , kan en ifølge **Plancks strålingslov** uttrykke den spektrale strålingsintensiteten B_λ pr. bølgelengdeenhet ved bølgelengden λ , ved formelen:

$$B_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp[hc/(\kappa\lambda T)] - 1} \quad (1)$$

Her er T temperaturen målt i K, c lyshastigheten ($= 3 \times 10^8$ m/s), h Plancks konstant ($6,63 \times 10^{-34}$ Js) og κ Boltzmanns konstant ($= 1,38 \times 10^{-23}$ J/K). B_λ er gitt med enheten W/Hz str m^2 . En kan fra ligning (1) vise at maksimum for strålingsintensiteten er gitt ved bølgelengden λ_m , hvor:

$$\lambda_m T = 2,898 \times 10^{-3} \text{ m K} \quad (2)$$

Dette kalles **Wiens forskyvningslov** og viser at bølgelengden for maksimum i strålingsspektret fra et sort legeme er omvendt proporsjonal med temperaturen til legemet som stråler. Fig. 1.A.3 illustrerer hvordan den spektrale strålings- intensiteten fordeler seg i bølgelengdeområdet mellom 0 og 30 μm for temperaturer mellom 200 og 1000 K.

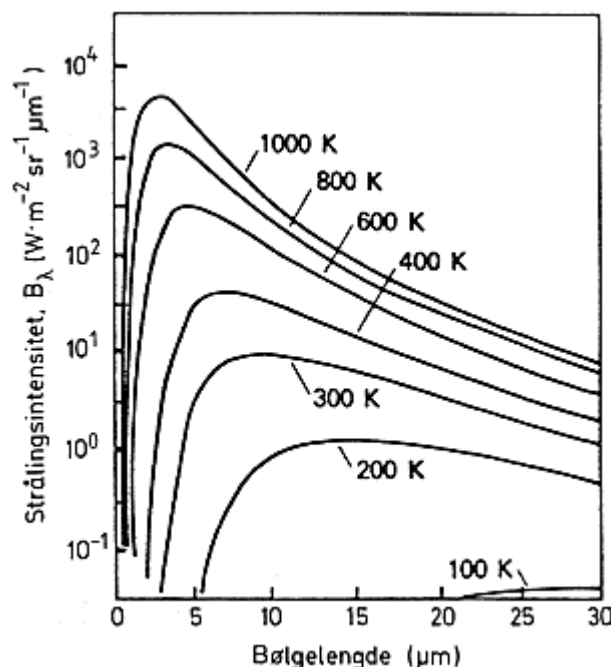


Fig. 1.A.3: Den spektrale strålingsintensiteten B_λ pr. bølgelengdeenhet.

Fra fig. 1.A.1 finner vi at maksimum i strålingsintensiteten fra sola, målt mellom 100 og 3200 nm utenfor atmosfæren, finnes ved en bølgelengde nær 500 nm. Setter vi nå denne bølgelengden inn for λ_m i ligning (2),

finner vi at temperaturen må være 5780 K eller omlag 6000 K. Spektret som måles av solstrålinga i bølgelengdeområdet mellom 100 nm og 3200 nm, gjør oss med dette i stand til å fastlegge temperaturen til det området på sola hvor denne strålinga kommer fra til å være omlag 6000 K. Derfor er det målte spektret av solstrålinga i fig. 1.A.1 sammenlignet med en teoretisk kurve beregnet etter Plancks strålingslov i (1)

med en temperatur lik 6000 K. Vi ser at overensstemmelsen er meget god for det spektret som er målt utenfor jordas atmosfære.

Dersom en summerer (integrerer) strålingsintensiteten for alle bølgelengdene i spektret i fig. 1.A.1, finner en ifølge **Stephan-Boltzmanns** lov den totale utstrålte effekten pr. arealenhett gitt ved:

$$E = \sigma \cdot T_0^4 \quad (3)$$

Her er σ Stephan-Boltzmanns konstant ($= 5,67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$), T er temperaturen målt i K, mens enheten for E er W/m^2 . Fra målinger i nærheten av jorda har vi funnet at sola har en midlere temperatur på 5780 K. Setter vi denne temperaturen inn i (3), oppnår vi effekten pr. arealenhett av den strålinga som sola stråler ut i alle retninger. Denne blir:

$$E_{\bullet} = 6,3 \times 10^7 \text{ W/m}^2 \quad (4)$$

Antar vi nå at sola er ei kule med radius R_{\bullet} , vil den totale effekten av strålinga som sola stråler ut til enhver tid være:

$$Q_{\bullet} = E_{\bullet} \cdot S_{\bullet} \quad (5)$$

hvor S_{\bullet} er arealet av den delen av soloverflaten som stråler. For en radius for sola, $R_{\bullet} = 7 \times 10^8 \text{ m}$, finner vi at den totale utstrålte effekten fra sola er:

$$Q_{\bullet} = 4\pi R_{\bullet}^2 E_{\bullet} = 3,9 \times 10^{26} \text{ W} \quad (6)$$

Denne energien stråles ut i alle retninger og brer seg ut fra sola mot uendeligheten. Noe av denne energien når også jorda. Den totale energien som stråler ut fra sola, må strømme gjennom en kuleflate med en radius som tilsvarer jordas avstand. Denne avstanden kalles en astronomisk enhet eller 1 AU ($= 1,5 \times 10^{11} \text{ m}$). Uttrykker vi nå effekten pr. arealenhett som når jorda med E_e , og avstanden mellom sola og jorda med $r = 1 \text{ AU}$, vil den totale effekten som passerer gjennom kula med radius 1 AU med sentrum i sola, bli:

$$Q_{\bullet} = 4\pi r^2 E_e \quad (7)$$

Denne størrelsen må altså være lik Q_{\bullet} , ellers ville energi hopes opp eller forsvinne på veien mellom sola og jorda. Setter vi nå høyresidene i (6) og (7) lik hverandre og løser med hensyn på E_e , finner vi den effekten som jorda fanger opp pr. arealenhett av solstrålinga:

$$E_e = E_{\bullet} \left(\frac{R_{\bullet}}{r} \right)^2 = 1380 \text{ W/m}^2 \quad (8)$$

Denne størrelsen kalles gjerne for solarkonstanten. Jorda fanger altså etter dette opp nesten 1,5 kW pr. m^2 av solstrålinga, og det er dette som er vår energikilde og som gir grunnlaget for livet på jorda slik vi kjenner det. Nå er ikke jordas bane rundt sola en sirkel, men en ellipse. Dermed er ikke jordas avstand til sola konstant, slik at energien som når jorda pr. arealenhett, vil variere med hvor i banen jorda er til enhver tid. Avstanden til aphelium er $r_a = 1,46 \times 10^{11} \text{ m}$, mens avstanden til perihelium er $r_p = 1,52 \times 10^{11} \text{ m}$. Forholdet mellom disse to avstandene i kvadrat er 1,08, og dermed vil variasjonene i E_e på grunn av variasjonene i avstanden mellom sola og jorda, ikke

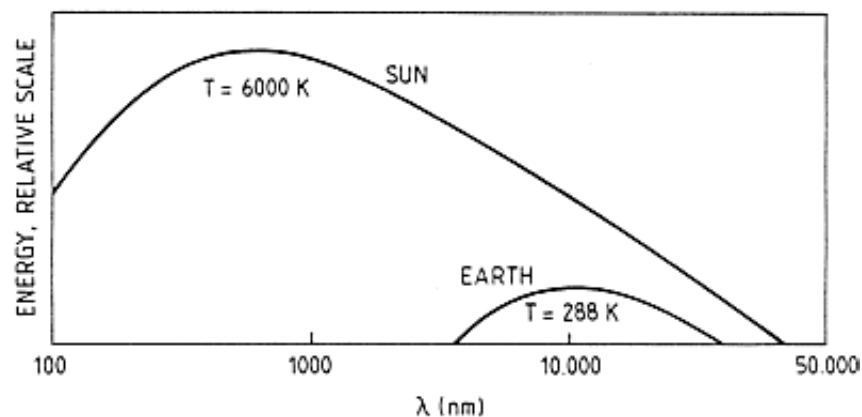
kunne bidra med mer enn 8% i løpet av et år. Det viser seg imidlertid at solarkonstanten som representerer den delen av solenergien som stråles ut i det synlige området av spektret, varierer bare med noen brøkdeler av en prosent i løpet av tiden. Dette står i sterk kontrast til forholdene ved de kortere bølgelengdene som i EUV-, UV- og røntgendelen av solstrålinga. Vi kan derfor slå fast at på grunn av disse variasjonene i solspektret, er den energien som fanges opp av den øvre atmosfæren langt mer variabel enn den energien som når jordas overflate. Av denne grunn er forholdene i den øvre delen av atmosfæren langt mer skiftende enn hva situasjonen er ved bakken. Spesielt er situasjonen i termosfæren i de polare strøk og i nordlyssonen ekstra utsatt for variasjoner på grunn av partikkelstrålinga fra sola.

Oppgave

Bevis resultatet i 1.A.2.

1.A.3 Drivhuseffekten

Det er varmestrålinga fra sola som er varmekilden for jorda og atmosfæren, og om ikke jorda skal bli overopphetet, må det være et tilsvarende varmetap bort fra jorda. Sola stråler ut energi som er karakteristisk for en temperatur omkring 6000 K i den synlige delen av spektret. Idet middeltemperaturen for jorda er omlag 288 K, så vil ifølge Wiens forskyvningslov (lign. (2)) utstrålinga fra jorda ha bølgelengder i nærheten av 10 000 nm eller i det infrarøde området av spektret. Strålingsspektrene for sola og jorda er sammenlignet skjematisk i fig. 1.A.4.

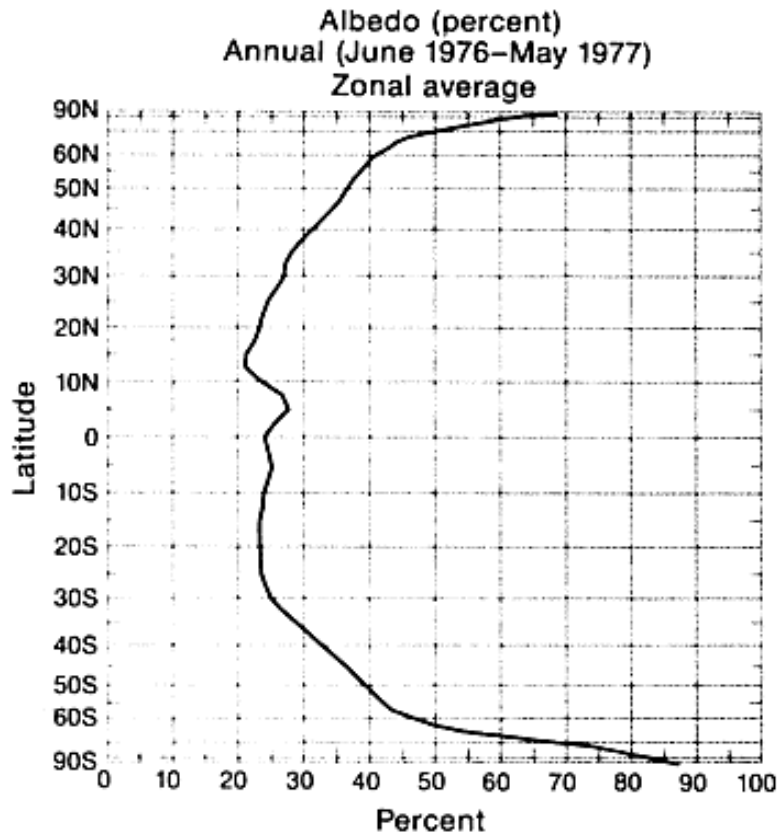


Figur 1.A.4: En skjematisk sammenligning mellom strålingsspektrene fra sola og jorda mellom 100 og 50 000 nm, hvor temperaturen til sola er satt lik 6000 K og temperaturen til jorda er satt lik 288 K. (Fra Brekke, 1997.)

Ifølge Stephan-Boltzmanns lov (lign. (3)) vil jorda stråle ut en total energi pr. tidsenhet som er gitt ved:

$$\dot{Q}_e = 4\pi R_e^2 \sigma T_e^4 \quad (9)$$

hvor R_e ($= 6,371 \times 10^6$ m) er jordas radius og T_e er jordas midlere temperatur. Ikke all strålinga fra sola vil bli absorbert av jorda, noe vil også bli reflektert både fra atmosfæren og fra bakken. Forholdet mellom den strålinga som reflekteres fra jorda og den som faller inn mot jorda, kalles refleksjonskoeffisienten eller albedoen (α). Albedoen er ikke konstant over jordoverflaten, men varierer kraftig mellom polene og ekvator. Dette er vist i fig. 1.A.5 hvor albedoen er tegnet som funksjon av breddegradene. Albedoen er lavest ved ekvator og nær 0,2, mens den ved polene er høyest, særlig ved sørpolen, hvor den har sin største verdi nær 0,95. Middelerdien av α over jordoverflaten er omlag 0,3. De høye verdiene ved polene kommer selvsagt av at snøen spesielt i Antarktis reflekterer lyset så effektivt. De relativt høye verdiene ved midlere breddegrader skyldes den hyppige forekomsten av skyer i områdene forbundet med polarfrontene. De lave verdiene ved lave breddegrader skyldes lite skyer, spesielt i høytrykksbeltet ved tropene.



Figur 1.A.5: Variasjonen i refleksjonskoeffisienten (albedo) for ulike breddegrader på jordas overflate i perioden juni 1976 - mai 1977 ifølge satellittmålinger. (Fra Earth-Atmosphere Radiation Budget Analyses Derived from NOAA Satellite Data June 1974 - February 1978, Washington, D.C., NOAA-NESS, 1979.)

Tar vi nå hensyn til refleksjonskoeffisienten, vil strålingsenergien som jorda fanger opp pr. tidsenhet fra sola, kunne uttrykkes ved:

$$\dot{Q}_{Se} = (1-\alpha)E_e \pi R_e^2 \quad (10)$$

hvor E_e er solarkonstanten (lign. (8)). Ved termisk likevekt må:

$$\dot{Q}_{Se} = \dot{Q}_e \quad (11)$$

Setter vi nå inn fra (9) og (10) i (11), får vi:

$$(1-\alpha) E_e \pi R_e^2 = 4\pi\sigma R_e^2 T_e^4 \quad (12)$$

og dette gir et uttrykk for jordas temperatur som blir:

$$T_e = \left(\frac{(1-\alpha)E_e}{4\sigma} \right)^{1/4} \quad (13)$$

Ved å sette inn passende verdier i (13), får en:

$$T_e = 255 \text{ K}$$

Dersom jorda reflekterte effektivt 30% av den innkommende strålinga fra sola, ville den midlere temperaturen på jorda bli bare 255 K (= -18 °C) eller 33 K lavere enn den faktisk er, og jorda ville bli ubeboelig for menneskene. Om jorda absorberte all energi slik at $\alpha = 0$, ville temperaturen bli bare 278 K (= +5 °C) eller 10 K lavere enn den virkelig er. Uansett hvilken albedo vi velger, blir temperaturen for lav, og vi må innføre et eller annet "teppe" rundt jorda for å holde på varmen. Dette "teppet", som er atmosfæren, kommer i stand fordi det meste av energien i solstrålinga faller innenfor den synlige delen av spektret, og den går ganske uhindret gjennom atmosfæren, mens energien i strålinga fra jorda faller

innenfor den infrarøde delen av spektret, og denne blir sterkt absorbert i atmosfæren. Absorpsjonen skyldes først og fremst CO₂ og H₂O i atmosfæren. H₂O skyldes i hovedsak fordampning fra verdenshavene, mens CO₂ skyldes forbrenning - både den naturlige og den menneskelige forårsaker med sin mangfoldige aktivitet. Det er derfor ikke først og fremst solstrålinga som varmer opp lufta nede ved bakken, men det er strålinga fra den oppvarmede jorda som indirekte skyldes solstrålinga.

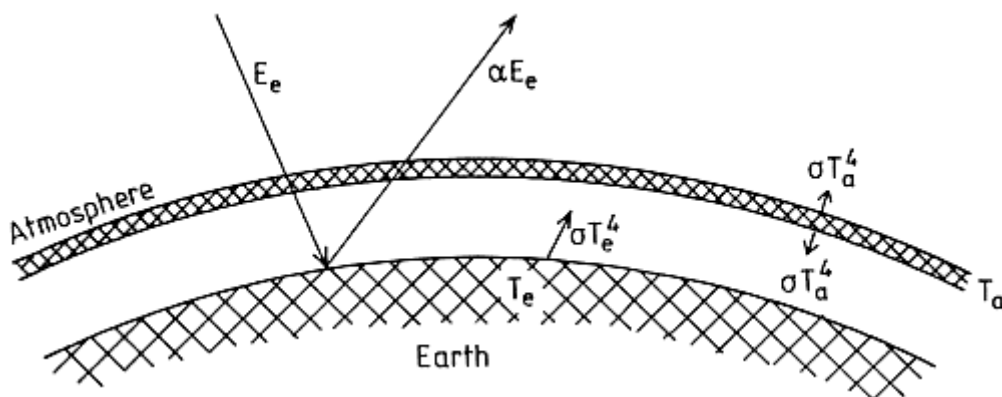


Fig. 1.A.6: En enkel illustrasjon av drivhuseffekten i jordas atmosfære. Av solstrålinga som faller inn mot jorda, E_e , reflekteres αE_e . Temperaturen for jorda er representert med T_e . Et tynt atmosfærelag i høyden h er inntegnet med en temperatur T_a . Systemet er antatt å være i termodynamisk likevekt. (Fra Brekke, 1997.)

La oss nå anta at atmosfæren danner et tynt lag omkring jorda i en høyde h over bakken (fig. 1.A.6). Denne høyden er mye mindre enn jordas radius. Dette laget er gjennomtrengelig for solstrålinga slik at det er ingen absorpsjon av denne i atmosfæren. Derimot absorberer den all strålinga fra jorda. Hvis atmosfæren har en temperatur T_a , vil den stråle varme både innover mot jorda og utover fra atmosfæren. Den totale varmen som stråler ut fra dette atmosfærelaget pr. tidsenhet, blir ifølge Stephan-Boltzmanns lov:

$$\dot{Q}_a = 2 \cdot 4\pi\sigma R_e^2 T_a^4 \quad (14)$$

Her har vi neglisjert høyden h så vel som tykkelsen av atmosfærelaget i forhold til R_e . Faktoren 2 kommer selvsagt av at varmen stråler i to retninger fra atmosfærelaget. Om varmestrålinga fra jordoverflaten er den eneste varmekilden for atmosfærelaget, må balansen i varmestrålinga mellom atmosfæren og jorda gi:

$$4\pi\sigma R_e^2 T_e^4 = 2 \cdot 4\pi\sigma R_e^2 T_a^4 \quad (15)$$

Ved å løse denne for T_a finner en:

$$T_a^4 = \frac{1}{2} T_e^4 \quad (16)$$

Idet jorda nå vil motta varmestråling fra sola så vel som fra atmosfæren, vil energibalansen kunne uttrykkes ved følgende ligning:

$$(1-\alpha)E_e \pi R_e^2 + \sigma 4\pi R_e^2 T_a^4 = \sigma 4\pi R_e^2 T_e^4 \quad (17)$$

Ved å benytte uttrykket (16) for T_e i (17), finner en den midlere temperaturen for jorda gitt ved:

$$T_e = \left[\frac{(1-\alpha)E_e}{2\sigma} \right]^{1/4} \quad (18)$$

Ved å velge rimelige verdier i (18) ($\alpha = 0,3$, $E_e = 1380 \text{ W/m}^2$ og $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$), blir:

$$T_e = 304 \text{ K eller } +31 \text{ }^\circ\text{C}$$

altså $16 \text{ }^\circ\text{C}$ høyere enn jordas middeltemperatur faktisk er. Ved denne forenklete modellen økte middeltemperaturen til jorda fra 255 K uten atmosfære til 304 K med et atmosfærelag som absorberte all stråling fra jorda, altså en økning på nesten $50 \text{ }^\circ\text{C}$. Dette er omlag $16 \text{ }^\circ\text{C}$ for mye, men det viser med all tydelighet at drivhus- effekten er nødvendig for at jorda skal ha en levelig temperatur for det livet vi kjenner. Det er selvsagt en grov forenkling å anta at all den infrarøde strålinga fra jorda absorberes i atmosfæren, likeså er det en idealisering å neglisjere absorpsjon av solstrålinga i atmosfæren. Om vi antar at atmosfæren absorberer noe av varmestrålinga fra bakken med en absorpsjonskoeffisient ρ , finner vi at

$$T_e = \left[\frac{1-\alpha}{2-\rho} \frac{E_e}{2\sigma} \right]^{1/4} \quad (19)$$

og med rimelige verdier i (19) ($\alpha = 0,3$ og $\rho = 0,7$) finner en at $T_e = 284 \text{ K}$, altså bare 4 K lavere enn den reelle verdien.

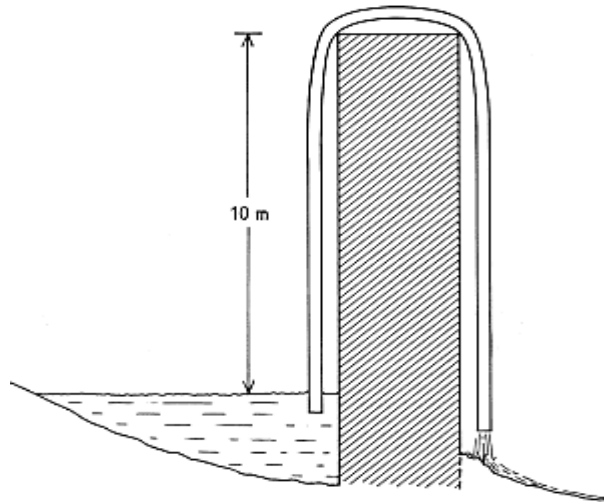
Oppgave:

Bevis uttrykket i (19). Hva må absorpsjonskoeffisient ρ i atmosfæren være for at $T_e = 288 \text{ K}$ når $\alpha = 0,3$?

1.B Skalahøyden og ozonlaget

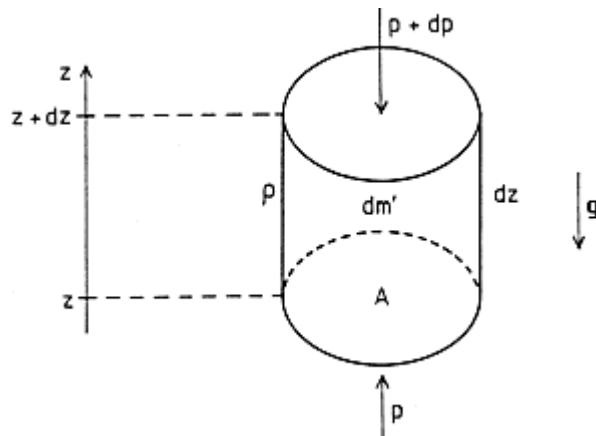
1.B.1 Skalahøyden

Siden skalahøyden er en så viktig parameter for forståelsen av forholdene i atmosfæren, skal vi gjøre nærmere rede for den fysiske betydningen av denne størrelsen. Allerede for et par tusen år siden var grekerne klar over at atmosfæren, selv om den virker vektløs omkring oss, utøver et trykk mot bakken som tilsvarer vekten av en omlag 10 m høy vannsøyle. Det er jo dette forholdet som gjør det mulig å bruke en hevert blant annet. I middelalderen var en klar over at egenvektforholdet mellom vann og luft er omlag 800 ved jordoverflaten. I og med at en ved hjelp av en hevert (se fig. 1.B.1) kunne løfte vannet over en ca. 10 m høy sperring, måtte, ifølge grekerne, luftsøyla over vannflaten være omlag 800 ganger så høy, eller nær 8 km. De som umaket seg med å tenke over forholdet i gamle dager, levde altså i den tro at atmosfæren omgav jorda med et teppe som var omlag 8 km tykt. Det sies at det var den berømte engelske astronomen Halley som først oppdaget at lufttrykket avtok med høyden opp fra bakken. Han klatret opp på noen fjell i Nord-England på slutten av 1600-tallet og målte lufttrykket i ulike høyder. Halley dro den konklusjon at lufttrykket avtok nærmest eksponentielt med høyden.



Figur 1.B.1: Ved hjelp av en hevert er det mulig å løfte vannet over en sperring på omlag 10 m.

La oss studere kreftene på et lite volumelement med masse dm' av luft i atmosfæren (fig. 1.B.2) i en høyde z over bakken. La volumelementet ta form av en sylinder med et horisontalt tverrsnitt A og høyde dz .



Figur 1.B.2: Et lite volumelement med masse dm' av luft i høyden dz i atmosfæren. Volumelementet holdes i ro ved at trykk-kreftene balanserer tyngdekraften. (Fra Brekke, 1997.)

Massen i sylinderen kan dermed uttrykkes ved:

$$dm' = \rho A dz \quad (1)$$

Her er ρ massen pr. volumenhet av atmosfæregassen i høyden z . Om vi lar u være 1 a.m.e., så kan en uttrykke massetettheten:

$$\rho = nMu \quad (2)$$

hvor n er partikkeltettheten pr. volumenhet og M er molekylarmassen. Denne sylinderen vil bli påvirket av tyngdekraften som kan uttrykkes ved:

$$dF = -dm'g = -nmgAdz \quad (3)$$

hvor $m = Mu$ er massen av et molekyl. Minustegnet viser at kraften er rettet nedover mot positiv z -retning. I statisk likevekt må denne kraften oppveies mot kraften fra lufttrykket:

$$[p-(p+dp)]A + dF = -dpA + dF = 0 \quad (4)$$

som, ved å sette inn for dF fra (3), gir:

$$\frac{dp}{dz} = -nmg = -\rho g \quad (5)$$

Dette kalles for den barometriske ligning, og den uttrykker hvordan trykket varierer med høyden i atmosfæren. Det avtar ifølge (5) som produktet av tettheten og tyngdeakselerasjonen. Om vi nå antar at atmosfæren er en idealgass, vil vi kunne uttrykke trykket med temperaturen på følgende måte:

$$p = n\kappa T \quad (6)$$

Tar vi nå og deler (5) med (6), får vi:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{nmg}{n\kappa T} dz = -\frac{mg}{\kappa T} dz = -\frac{dz}{H} \quad (7)$$

hvor

$$H = \frac{\kappa T}{mg} \quad (8)$$

kalles skalahøyden. (7) viser at det relative fallet i trykket over et høydeelement dz er lik forholdet mellom lengden av dette høydeelementet og skalahøyden H .

1.B.2 Ulike tolkninger av begrepet skalahøyde

Fra kinetisk gassteori vil ifølge ekvipartisjonsprinsippet hver frihetsgrad for partiklene i gassen gi bidrag til en kinetisk energi K , gitt ved:

$$K = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{1}{2} \kappa T \quad (9)$$

hvor v er farten til partikkelen. Om vi nå antar at denne kinetiske energien ble benyttet til å løfte partikkelen en høyde h mot tyngdekraften i atmosfæren, så ville den kinetiske energien gå over til en potensiell energi U , gitt ved:

$$U = mgh \quad (10)$$

Setter vi nå $U = K$, finner vi:

$$mgh = \frac{1}{2} \kappa T \quad (11)$$

eller:

$$h = \frac{1}{2} \frac{\kappa T}{mg} = \frac{1}{2} H \quad (12)$$

Ifølge dette resonnementet finner vi altså at skalahøyden er lik den doble høyden gasspartiklene må løftes mot tyngdekraften for at den kinetiske energien for partiklene skal gå helt over til potensiell energi.

Skalahøyden kan også forstås på en annen måte. Om vi nå lar temperaturen (6) være konstant og uavhengig av høyden, altså atmosfæren er isoterm, da kan

(7) integreres, og en får:

$$\ln p = -\frac{z}{H} + C \quad (13)$$

hvor C er en konstant. Velges nå trykket lik p_0 når $z = 0$ for eksempel, blir:

$$p(z) = p_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (14)$$

som viser at trykket avtar eksponentielt med høyden og at det avtar med en faktor $1/e$ over en avstand $z = H$ som er skalahøyden. Ved å sette inn $T = 288 \text{ K}$ og $M = 28,8$ i uttrykket for skalahøyden i (8), finner en at $H = 8,43 \text{ km}$. Nå er ikke atmosfæren isoterm, det viser temperaturprofilene i fig. 1.1 med all tydelighet, men for forholdene nede ved bakken er uttrykket for hvordan trykket varierer med høyden ganske dekkende.

Idet trykket kan uttrykkes ifølge loven for en idealgass (lign. (6)), kan vi benytte dette uttrykket for p på begge sider av (14) og få:

$$n\kappa T = n_0 \kappa T_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (15)$$

For en isoterm atmosfære hvor $T = T_0$, blir resultatet av (14):

$$n(z) = n_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (16)$$

som viser at partikkeltettheten avtar eksponentielt med høyden i en isoterm atmosfære, noe som også går fram av fig. 1.1. Vi kan nå finne det totale antall gasspartikler N_0 i en søyle med et enhetstverrsnitt mellom bakken og uendeligheten ved å integrere (16) fra $z = 0$ til $z = \infty$:

$$N_0 = \int_0^{\infty} n \, dz = n_0 \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{z}{H}\right) dz = n_0 H \quad (17)$$

Dette gir oss enda en forståelse av hva skalahøyden innebærer. Om partikkeltettheten var konstant og lik partikkeltettheten ved bakken i alle høyder av atmosfæren, så ville tykkelsen av atmosfæren være lik

skalahøyden. Da ville atmosfæren være det teppe en mente det var i middelalderen. Men på grunn av at tettheten avtar eksponentielt med den karakteristiske skalahøyden, når atmosfæren i prinsippet ut i uendeligheten.

Ifølge kinetisk gassteori er den mest sannsynlige hastigheten for partikler med masse m i en gass som har temperatur T , gitt ved:

$$v_{ms} = \left(\frac{2\kappa T}{m} \right)^{1/2} \quad (18)$$

Om en nå antar at en slik partikkel fikk lov å bevege seg opp gjennom atmosfæren fra et eller annet nivå uten å bli forhindret i bevegelsen på grunn av kollisjoner med andre partikler, ville denne partikkelen nå en høyde h_{eks} som er gitt ved:

$$\frac{1}{2} m(v_{ms})^2 = mgh_{eks} \quad (19)$$

og

$$h_{eks} = \frac{\kappa T}{mg} = H \quad (20)$$

Det høydeområdet hvor partiklene kan bevege seg fritt uten å kolliderer med andre partikler over en avstand som tilsvarer skalahøyden, kaller vi eksosfæren. Kollisjonene mellom gasspartiklene spiller en fundamental rolle for sammensetningen og temperaturen i atmosfæren. Idet partiklene oppfører seg som individuelle partikler og ikke vekselvirker som i en sammensatt gass, opphører egentlig atmosfæren ved eksosfæren.

1.B.3 Stabiliteten i atmosfæren

Anta at et volumelement i atmosfæren beveger seg i høyden, og at bevegelsen skjer uten at volumelementet får noe energi (varme) fra omgivelsene. Dette kan skje om bevegelsen er rask nok. I en slik situasjon gjelder den adiabatisk gassloven for forholdet mellom p og T .

$$Tp^{[(1-\gamma)/(\gamma)]} = konst. \quad (21)$$

hvor $\gamma = 1,4$ kalles den adiabatisk gasskonstanten. Ved å derivere (21) mhp. z finner en:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{T}{p} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (22)$$

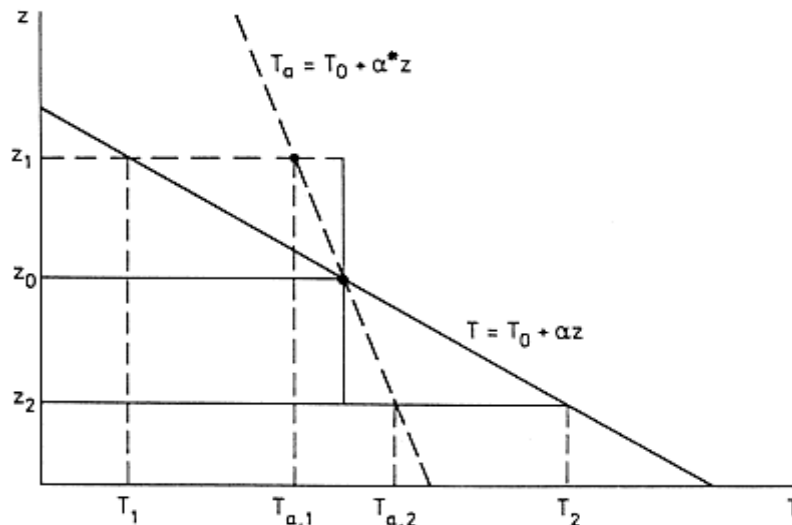
Ved å introdusere (7) finner en:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{mg}{\kappa} = \alpha^*$$

α^* kalles for den adiabatisk fallraten (lapse rate), og ved jordas overflate er denne:

$$\alpha^* = -9,8 \text{ K/km} \quad (23)$$

Temperaturen i atmosfæren avtar etter dette med omlag 1°C pr. 100 m i høyden over bakken.

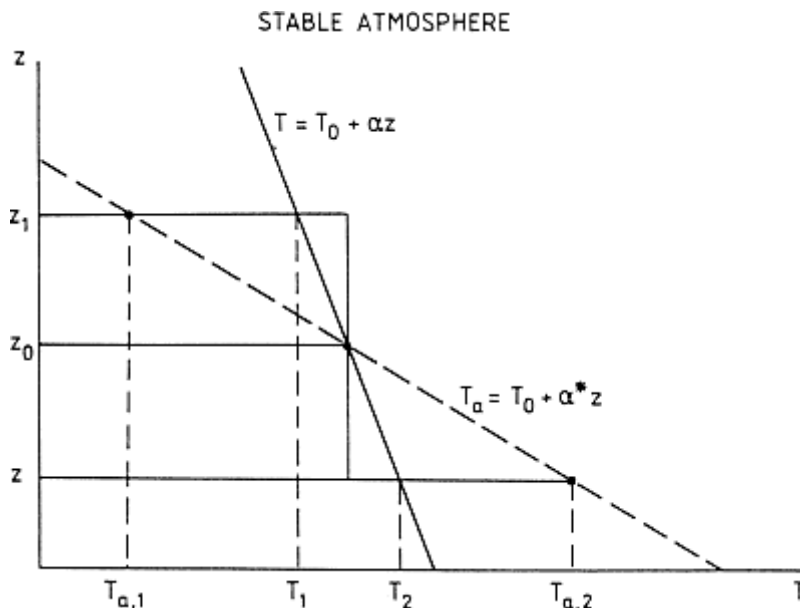


Figur 1.B.3: Den atmosfæriske temperaturen T som funksjon av høyden med en fallrate α er sammenlignet med temperaturen som representerer den adiabatisk fallhøyden α^* for en ustabil atmosfære. (Fra Brekke, 1997.)

La oss nå anta at vi har en atmosfære hvor temperaturen innenfor et gitt høydeområde faller raskere enn den adiabatisk fallraten α^* slik som vist i fig. 1.B.3.

La nå en liten luftboble stige opp i atmosfæren fra høyden z_0 til den når en høyde z_1 uten at denne bobla utveksler varme med omgivelsene. Da vil temperaturen i bobla følge den adiabatisk temperaturprofilen T_a i fig. 1.B.3 til temperaturen $T_{a,1}$ som er høyere enn temperaturen T_1 i selve atmosfæren i høyden z_1 . Derfor vil luftbobla være lettere enn omgivelsene i lufta, og bobla vil fortsette å stige.

Hvis, på den annen side, bobla synker fra høyden z_0 til høyden z_2 uten at den vekselvirker med omgivelsene, vil temperaturen i bobla bli $T_{a,2}$ ifølge høydeforløpet av den adiabatisk temperaturen. Temperaturen i bobla vil derfor bli mindre enn i den omliggende lufta, og bobla blir tyngre enn omgivelsene og fortsetter å synke. I en slik situasjon hvor temperaturen i lufta avtar raskere enn den adiabatisk fallraten, sier vi at atmosfæren er ustabil.



Figur 1.B.4: Som i fig. 1.B.3, men her er atmosfæren stabil. (Fra Brekke, 1997.)

I det motsatte tilfellet hvor temperaturen i atmosfæren avtar langsommere enn den adiabatisk fallraten som illustrert i fig. 1.B.4, er atmosfæren stabil. Dersom ei luftboble stiger fra høyden z_0 til høyden z_1 uten å vekselvirke med lufta omkring, vil temperaturen i bobla følge den adiabatisk temperaturprofilen og være $T_{a,1}$ i høyden z_1 . Denne temperaturen er imidlertid lavere enn i omgivelsene, og bobla vil bli tyngre enn lufta omkring, og den synker. Når nå bobla når høyden z_2 under z_0 , vil temperaturen i bobla være $T_{a,2}$ ifølge den adiabatisk temperaturprofilen. Idet $T_{a,2}$ er høyere enn temperaturen T_2 i atmosfæren omkring, vil bobla bli lettere enn omgivelsene, og den stiger tilbake. En atmosfære hvor temperaturprofilen faller langsommere enn den adiabatisk temperaturprofilen, er dermed stabil.

Små forstyrrelser i atmosfæren er vanligvis adiabatisk idet tregheten i atmosfæren er for stor for energiutveksling. De mest sannsynlige områder for ustabilitet i atmosfæren er der hvor temperaturen avtar med høyden slik som i troposfæren og i mesosfæren, og det er jo også i disse områdene at turbulensen er mest aktiv.

1.B.4 Luftmotstand i satellithøyder

Oppvarminga av termosfæren kan øke, enten ved at UV-strålinga fra sola øker ved økende solflekkaktivitet, eller ved at sterke forstyrrelser finner sted i den polare atmosfæren på grunn av nordlys og geomagnetiske stormer. Dette vil føre til en ekspansjon av den nedre delen av termosfæren som vil øke tettheten i de øvre høyder. I høydeområdet 600-1000 km befinner det seg mange satellitter, og disse vil, uansett hvor liten atmosfæretettheten er i dette høydeområdet, alltid opp- leve luftmotstand på grunn av kollisjoner med gasspartiklene. Dersom tettheten av partiklene endrer seg, vil også antall kollisjoner endre seg. Vi vil nå undersøke om dette kan ha noen betydning for bevegelsen av satellittene i sine tiltenkte baner.

For en kuleformet satellitt med masse m som beveger seg med en hastighet v i forhold til atmosfæregassen, vil det oppstå en motstandskraft F på satellitt-

bevegelsen på grunn av kollisjoner med gasspartiklene. Denne kan en uttrykke på følgende form:

$$F = \frac{\rho v^2 B_0}{2} \quad (24)$$

hvor ρ er tettheten av atmosfæregassen og B_0 er den såkalte ballistiske koeffisienten. B_0 er proporsjonal med tverrsnittet av kula og er avhengig av overflatestrukturen i materialet den er laget av. Antar vi at kula (satellitten) med masse m beveger seg i en sirkelbane med radius r rundt jorda, så vil den totale energien til satellitten være:

$$E = - \frac{GM_e m}{2r} \quad (25)$$

G er her gravitasjonskonstanten ($= 6,67 \times 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$) og M_e er massen til jorda ($= 5,98 \times 10^{24} \text{ kg}$). Det negative fortegnet kommer av at vi har satt den potensielle energien til jorda lik 0 i uendeligheten. Den totale energien til satellitten vil forandre seg med tiden på grunn av friksjons F som er rettet mot bevegelsen til satellitten. Dermed kan vi sette:

$$\frac{dE}{dt} = - Fv = - \frac{\rho v^3 B_0}{2} \quad (26)$$

Fra (25) kan en forme et alternativt uttrykk for dE/dt og sette det likt med uttrykket i (26):

$$\frac{dE}{dt} = \frac{GM_e m}{2r^2} \frac{dr}{dt} = - \frac{\rho v^3 B_0}{2} \quad (27)$$

Fra (27) kan en nå løse dr/dt som er et uttrykk for hvor fort radius i satellittbanen varierer med tiden. Idet

$$\frac{1}{2} mv^2 = \frac{1}{2} \frac{GM_e m}{r} \quad (28)$$

får en:

$$\frac{dr}{dt} = - \frac{\rho v B_0 r}{m} \quad (29)$$

Ved å observere hvor raskt baneradius for en satellitt forandrer seg med tiden, kan en nytte (29) til å fastlegge tettheten av atmosfæren i satellitt- høyder. Motsatt kan en nytte kunnskap om atmosfæretettheten i satellithøyder til å fastlegge hvor fort baneradius til satellitten vil forandre seg. Nå er endringene i baneradius veldig liten i løpet av en rotasjon, og den kan derfor være ganske

vanskelig å registrere med god nok nøyaktighet for å fastlegge endringer i satellitt- banen. Det viser seg at omløpstiden til satellitten ($T = 2\pi r/v$) er en enklere parameter å forholde seg til. Fra en av Keplers lover har vi nettopp en sammenheng mellom omløpstiden og baneradius for en satellitt som beveger seg i en sirkelbane rundt et sentrallegeme:

$$T^2 = \frac{4\pi^2 r^3}{GM_e} \quad (30)$$

Endringen i omløpstiden pr. tidsenhet kan en få ved å derivere (30) med hensyn på tiden:

$$2T \frac{dT}{dt} = \frac{12\pi^2 r^2}{GM_e} \frac{dr}{dt} \quad (31)$$

Ved å sette inn (29) for dr/dt i (31) får vi:

$$\frac{dT}{dt} = - \frac{3\pi B_0 r}{m} \rho \quad (32)$$

En kan også finne den relative endringen i omløpstiden pr. tidsenhet:

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dt} = - \frac{3B_0 GM_e}{4\pi m r^2} \rho \quad (33)$$

Det er lettere å måle hvor fort omløpstiden endrer seg fra omløp til omløp enn det er å bestemme hvor fort baneradius avtar. Fra (33) ser vi at omløpstiden avtar på grunn av luftmotstand, noe som innebærer at satellitten sirkulerer raskere og raskere rundt jorda. Dette tilsier at satellitten stadig øker sin rotasjonshastighet og dermed sin kinetiske energi. Samtidig avtar høyden til satellitten og dermed også den potensielle energien. Ligning (33) gir oss en mulighet til å beregne hvordan omløpstiden endrer seg for ulike tettheter i satellithøyden r fra jordas sentrum, og det er denne formelen resultatene i Fig. 1.10 er beregnet fra.

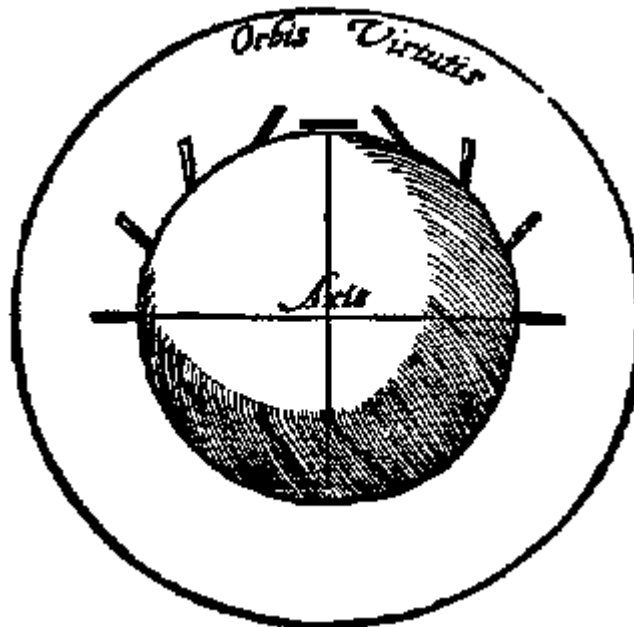
Kapittel 2: Jordas magnetfelt

2.1 Historisk bakgrunn

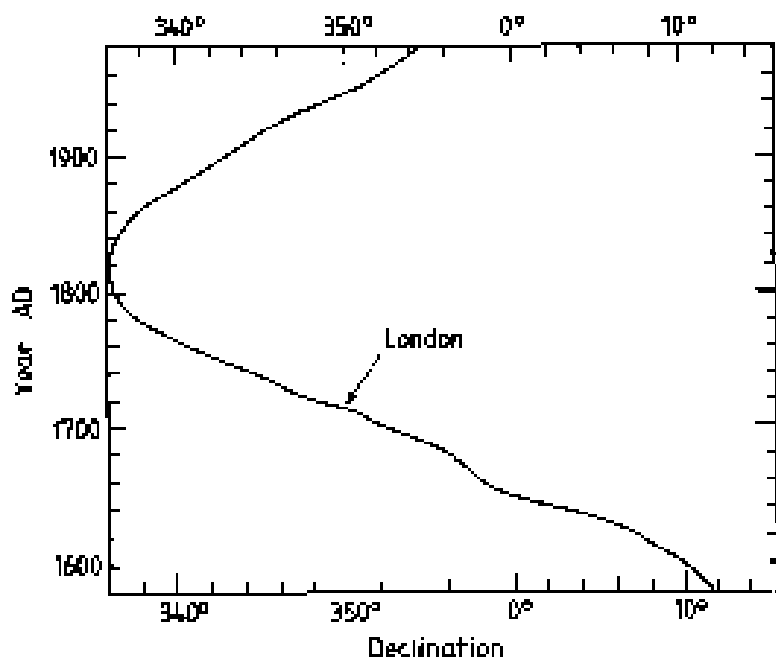
Jorda er som en gigantisk edderkopp idet den spinner et nettverk omkring sin egen kropp. I denne spindelveven av et magnetfelt fanges byttet blant de ladede partiklene som strømmer omkring jorda i solvinden eller i de kosmisk strålene fra universet. Når først ladningene, elektronene og protonene, er fanget av magnetfeltet, tvinges de inn mot atmosfæren langs feltlinjene i polområdene og skaper nordlys og sørllys som to parallelle glorier rundt hver sin polarkalott.

Det har vært kjent i hundrer av år at jorda har en magnetisk evne, men den moderne utforskningen av geomagnetismen kan neppe føres lengre tilbake enn til år 1600 da den engelske fysikeren Gilbert publiserte boka *De Magnete* hvor han slo fast at "Magnus magnetis ipse est globus terrestris" (Jorda er selv en stor magnet). I denne boka finnes det mange figurer, en av dem er den som er gjengitt i Fig. 2.1 og som illustrerer hvordan små magneter plassert på jordas overflate vil orientere seg mot polene.

Det var ikke så mye som skjedde innenfor geomagnetismen etter at Gilbert skrev sin bok før omlag 100 år senere, da den velkjente engelske astronomen Halley sammenlignet egne observasjoner av magnetfeltet i London med Gilberts og noen få andres i de mellomliggende årene. Halley fant at kompassnåla (misvisningen) hadde flyttet seg nesten 20° mot vest siden Gilberts dager, fra 10° øst i 1600 til 10° vest rundt 1700.



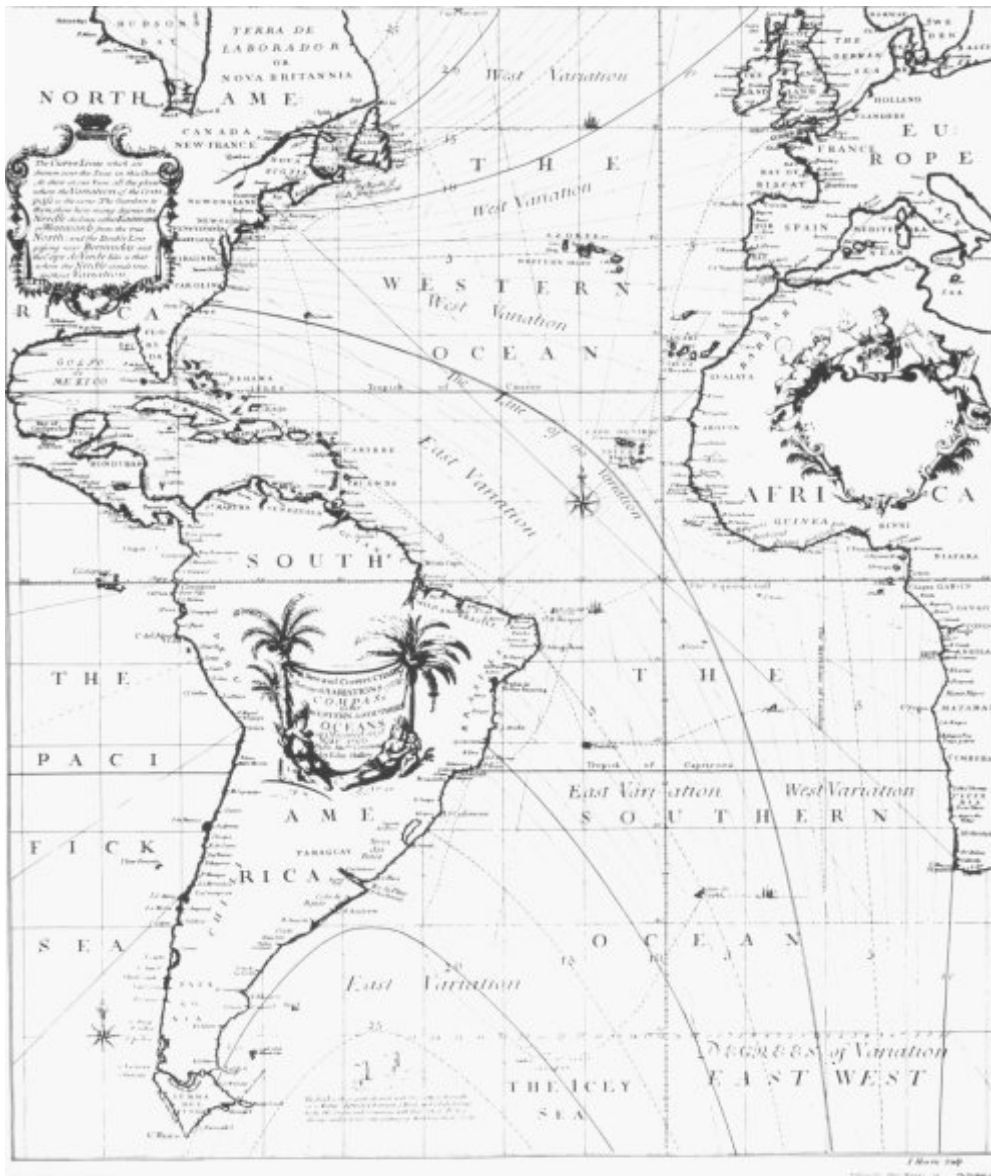
Figur 2.1: Denne tegninga av en "terrella" med små stavmagneter som demonstrerer at jorda er en stor magnet, finnes i boka *De Magnete* av William Gilbert fra 1600.



Figur 2.2: Denne grafiske framstillinga viser hvordan retninga på magnetnåla i forhold til sann nord har variert i London mellom 1600 og i dag. (Etter Merrill og McElhinny, 1983.)

Fig. 2.2 viser hvordan retninga på kompassnåla har forandret seg i forhold til geografisk nord i London siden 1600 og fram til 1980. Vridningen mot vest mellom 1600 og 1700 er spesielt framtrepende, så nådde nåla et vestlig maksimum på ca. 24° rundt 1800, mens den nå er på vei tilbake mot øst.

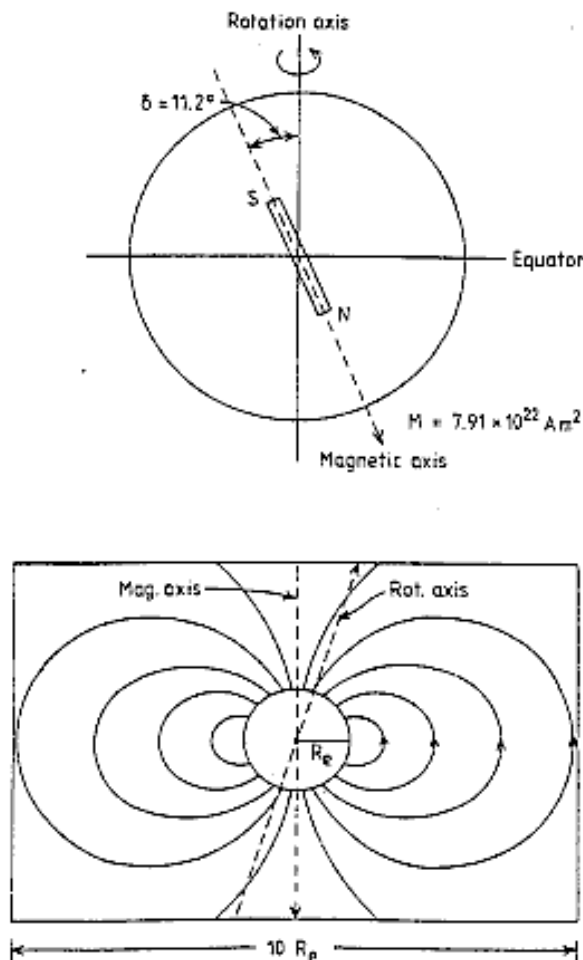
Halley og mange med han var ganske overbevist om at ved en bedre kartlegging av magnetismen, særlig til sjøs, ville det være mulig å komme fram til et hjelpemiddel som kunne forbedre navigeringen uavhengig av skydekket, i motsetning til navigeringen ved hjelp av sola og stjernene. Han overtalte de engelske myndigheter til å sende ut flere ekspedisjoner for å kartlegge magnetismen, og han oppmuntret kapteiner i handelsflåten til å observere de magnetiske elementene så ofte som mulig.



Figur 2.3: Dette magnetiske kartet som viser den magnetiske misvisningen i Atlanterhavet, ble laget av Halley i 1702. Linjene konvergerer mot et område i Canada. (Med tillatelse fra The Institute of Geological Sciences, Edinburgh.)

Ut fra disse observasjonene og ekspedisjonene lagde Halley det første kartet (fig. 2.3) som viser den magnetiske misvisningen fra sann nord over et stort globalt område mellom den gamle og den nye verden. Etter dette har den geomagnetiske kartleggingen vært et viktig tema i det vitenskapelige miljø, ikke bare for navigasjon, men også for prospektering siden metallforekomster i jorda gir lokale særegenheter (anomalier) i magnetfeltet. Det var imidlertid ikke før i 1838 at sammenhengende (kontinuerlige) feltobservasjoner kunne gjennomføres og kalibreres til felles standarder. Det var først og fremst tyskeren C. F. Gauss som fikk satt dette i system i nært samarbeid med observatører rundt omkring. Den norske vitenskapsmannen Christopher Hansteen (1784-1873) var en av dem som bidro sterkest i dette samarbeidet gjennom store deler av det forrige århundre.

I dag utføres rutineobservasjoner av jordas magnetfelt fra omlag 200 observatorier verden over. I Norge har vi slike observatorier på Dombås og i Tromsø, som har vært i sammenhengende drift siden 1930-tallet, mens nyere stasjoner er opprettet i Ny-Ålesund, på Bjørnøya, Hopen, Jan Mayen og Andenes.



Figur 2.4: Nederst er en skisse som viser magnetfeltlinjene rundt jorda dersom den hadde vært en perfekt dipolmagnet plassert i vakuum. For å representere jordas magnetfelt på best mulig måte med en magnetisk dipol, måtte denne være plassert nær jordas sentrum, ha et magnetisk moment $M_0 = 7,91 \times 10^{22} \text{ A m}^2$ og danne en vinkel $\delta = 11,2^\circ$ med rotasjonsaksen til jorda (øverst). (Brekke, 1997.)

Innenfor en avstand fra jorda på noen få jordradier kan det geomagnetiske feltet beskrives med god tilnærming som et felt en ville kunne få om jorda var ei magnetisert kule eller om en stor stavmagnet var plassert i nærheten av jordas sentrum. Fig. 2.4 illustrerer dette, hvor den magnetiske stavmagneten eller dipolen er plassert i jordas sentrum langs en retning som danner $11,2^\circ$ med rotasjonsaksen til jorda. En legger merke til at selve magnetaksen som går fra sydpolen til nordpolen i magneten, er motsatt rettet i forhold til rotasjonsaksen til jorda. En kan dermed si at det vi kaller geomagnetisk nordpol, i virkeligheten er en magnetisk sydpol og omvendt. Magnetisk styrke som angis ved det magnetiske moment, er $M_0 = 7,91 \times 10^{22} \text{ A m}^2$.

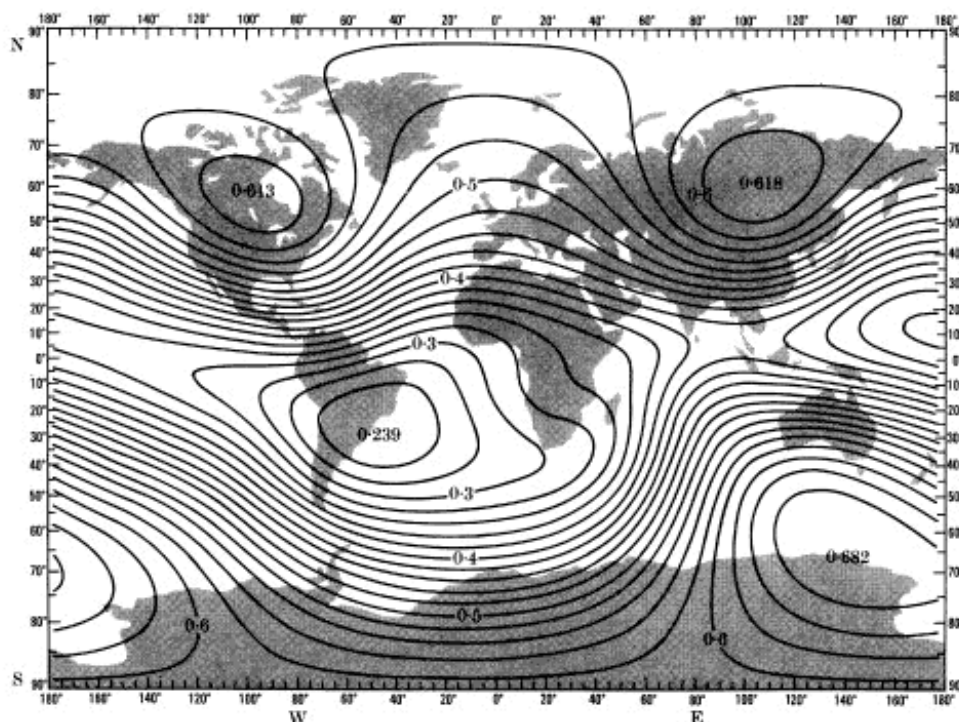
I fig. 2.4 har vi også illustrert det geomagnetiske feltet innenfor en avstand av ca. $10 R_e$ ($R_e = 6,371 \times 10^6 \text{ m}$). Feltet har en tilnærmet symmetrisk dipolform og minner mye om feltet vi kan illustrere ved hjelp av en stavmagnet og jernfilspon.

Den magnetiske aksen er altså ikke parallell med rotasjonsaksen til jorda, og på den nordlige halvkule ville denne aksen skjære jordoverflaten omtrent ved $78,8^\circ \text{ N}$ og $289,1^\circ \text{ Ø}$. Tilsvarende ville antipoden befinne seg ved $78,8^\circ \text{ S}$ og $109,1^\circ \text{ Ø}$. I og med at det magnetiske feltet til jorda er i stadig forandring, vil ikke disse punktene ligge i ro, men vandre over

polarkalottene. En må legge merke til at disse to geomagnetiske polene er ikke de samme som de magnetiske polene, disse som flere ekspedisjoner var på leting etter i det nittende århundre, særlig på den nordlige halvkule. I motsetning til de magnetiske polene som er reelle i den forstand at kompassnåla retter seg inn etter dem, er de geomagnetiske polene imaginære, men representerer altså retninga på en tenkt dipol som beskriver magnetfeltet i nærheten av jorda på best mulig måte. Den magnetiske nordpolen befinner seg for tiden ved omlag $75,5^\circ$ N og $101,8^\circ$ V.

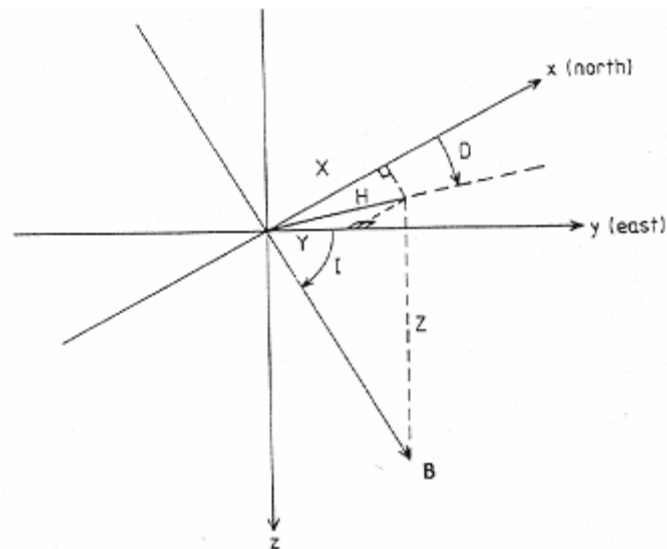
Ved hjelp av denne enkle modellen av jordas magnetfelt kan en få en beskrivelse med 30% nøyaktighet i avstanden innenfor $4 R_e$. Nærmere jorda er feilen mindre enn 10%.

Fig. 2.5 viser et kart over den magnetiske feltstyrken på jorda indikert ved hjelp av såkalte isointensitetslinjer. Tallene på linjene er gitt i enheter av 10^{-4} tesla (Gauss), og avstanden mellom linjene tilsvarer 2×10^{-6} tesla eller 2000 nanotesla. Vi legger merke til at de magnetiske polene befinner seg vest for Hudson Bay i Canada og sør for Australia på nordkysten av Antarktis. Videre ser vi et område med sterkt magnetfelt i Sibir. I lange tider trodde en at dette var en annen magnetpol. Halley hadde foreslått at jorda hadde to par magnetiske poler, idet han mente at driften i det magnetiske system kom av at jorda besto av et ytre magnetisk skall og ei indre magnetisk kule som roterte omkring hver sin akse. Hansteen var opptatt av dette og dro til Sibir på leting etter den andre magnetiske nordpol som han ikke fant. Området representerer ingen pol fordi magnetnåla peker ikke loddrett mot bakken her, i motsetning til hva den gjør for eksempel i Canada. Et tilsvarende svakt område i magnetfeltet sees i det vestlige Atlanterhavet, og det kalles gjerne atlantehavsanomalien.



Figur 2.5: Et verdenskart hvor isointensitetslinjene for magnetfeltstyrken er tegnet inn. De magnetiske polene framstår som to områder med sterkt magnetfelt over Canada i nord og Antarktis i sør. Et tredje sterkt område finnes over Sibir, men det er ingen pol. Magnetnåla peker ikke loddrett mot bakken her. Et svakt område finnes over det sørvestlige Atlanterhavet, den såkalte atlantehavsanomali. Tallene på linjene er i enheter av 10^{-4} tesla (Gauss), og avstanden mellom linjene tilsvarer 2×10^{-6} tesla. (Fra Cain og Cain, 1968.)

2.2 De magnetiske elementene



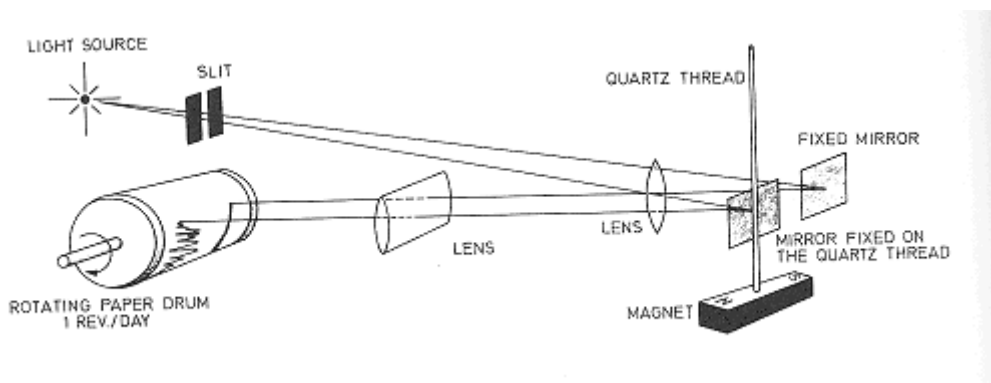
Figur 2.6: De magnetiske elementene som brukes for å beskrive jordas magnetfelt (X,Y,Z) , (H,D,Z) og (H,D,I) . (Fra Brekke, 1997.)

Magnetfeltet kan anskueliggjøres på ethvert sted på kloden med en vektor \mathbf{B} . På den nordlige halvkula er denne rettet ned mot jordoverflaten. Om vi velger et kartesisk referansesystem (x,y,z) på et sted på jorda hvor x er rettet mot nord, y mot øst og z loddrett inn mot jordas sentrum, vil magnetfeltet danne en vinkel I med horisontalplanet (xy -planet) (fig. 2.6). Komponentene av \mathbf{B} i horisontalplanet er gitt betegnelsen H og kalles horisontalkomponenten. Horisontalkomponenten på stedet danner vinkelen D med x -aksen (sann nord). Denne vinkelen kalles deklinasjonen eller misvisningen, idet den angir forskjellen mellom magnetisk nord og sann nord. Vertikalkomponenten av \mathbf{B} er Z , og den er rettet loddrett ned mot jordas overflate på den nordlige halvkula. En kan finne magnetfeltet beskrevet med følgende sett av komponenter (X,Y,Z) , (H,D,Z) eller (H,D,I) . Sammenhengen mellom disse er gitt som følger:

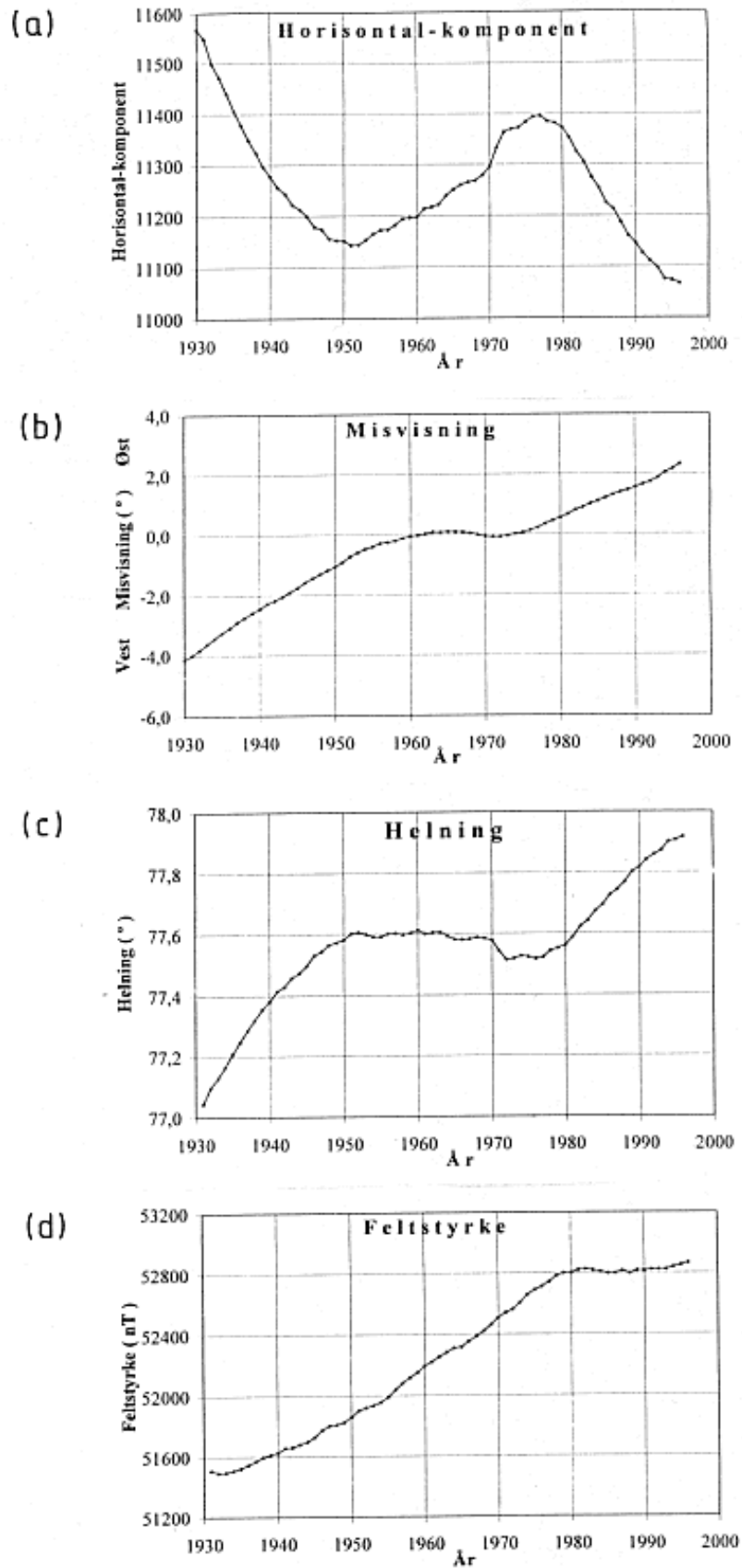
$$H = [\sqrt{X^2 + Y^2}] \quad (1)$$

$$D = \arctan (Y/X) \quad (2)$$

$$I = \arctan (Z/H) \quad (3)$$



Figur 2.7: Et skjematiske diagram som viser oppstillingen av et klassisk magnetometer hvor en liten magnet forsynt med et speil er hengt opp i en tynn torsjonstråd av kvarts. Lyset fra en spalte faller inn mot speilet og reflekteres mot et fotopapir som ruller rundt på en trommel i løpet av et døgn. Når magneten utsettes for magnetisk uro, flytter lysstrålen seg på fotopapiret og tegner en kurve som kan brukes til å studere variasjonene i magnetfeltet. (Fra Brekke, 1997.)



Figur 2.8: Midlere årsverdier av de magnetiske elementene H , D og I samt feltstyrken B , målt i Tromsø siden 1930. (a) Horisontalkomponenten, H ; (b) Deklinasjonen eller misvisningen, D ; (c) Inklinasjonen eller helningen, I ; (d) Feltstyrken. (Fra Hansen, 1997.)

Jordas magnetfelt måles tradisjonelt ved effekten dette feltet har på små magneter som enten er hengt opp i tynne torsjonstråder av kvarts eller balansert på skarpe knivs- egger. En skjematisk illustrasjon av en slik klassisk oppstilling er vist i fig. 2.7. I dag er magnetene med speil og tromlene med fotografisk papir erstattet med regnemaskinstyrte fluxgate magnetometre.

Magnetometrene er meget følsomme og bør helst plasseres isolert fra alminnelig ferdsel og i avmagnetiserte lokaler.

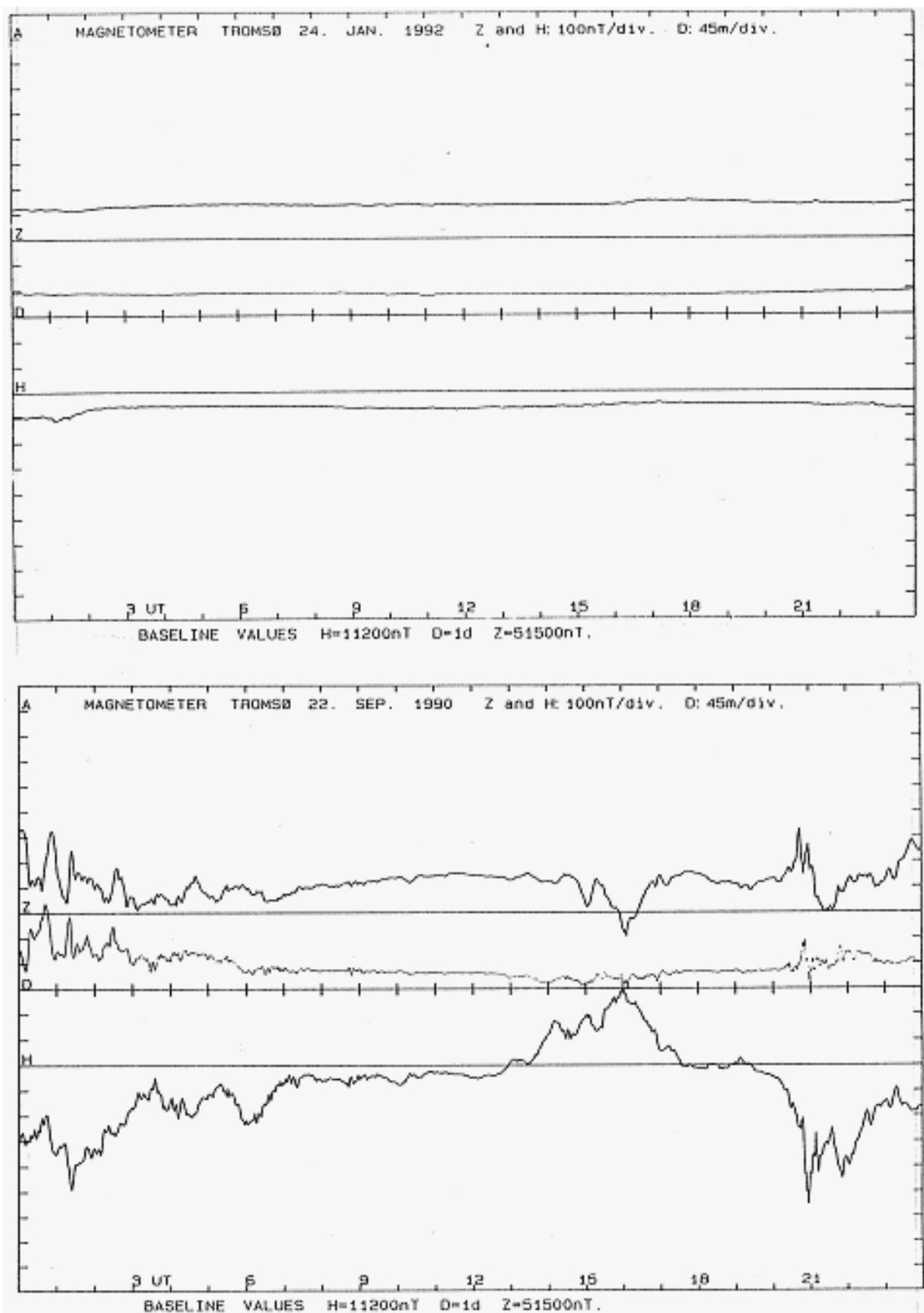
De årlige middelverdier av de magnetiske elementene H , D og I observert i Tromsø siden 1930 er vist i fig. 2.8. Her legger en merke til at horisontalkomponenten H avtok ganske regelmessig fra 1930 og til 1952 da den nådde et foreløpig minimum. Så økte den til 1977, og siden har den avtatt ganske jevnt fram til 1996 da den nådde sin hittil laveste verdi på 11067 nT.

Deklinasjonen D har dreiet ganske jevnt og trutt fra $4,128^\circ$ vest i 1930 til $2,330^\circ$ øst i 1996. I perioden mellom 1960 og 1975 var den imidlertid ganske nær null grader. Inklinasjonen I eller helningen har økt ganske jevnt fra $77,045^\circ$ i 1931 til $77,916^\circ$ i 1996. Magnetfeltet blir med andre ord mer og mer vertikalt i Tromsø. I de 20 årene mellom 1950 og 1970 var inklinasjonen i Tromsø ganske konstant, mens den har økt jevnlig de siste 20 årene.

Den magnetiske feltstyrken $B = [\sqrt{Z^2 + H^2}]$ er også framstilt med de årlige middelverdier målt i Tromsø siden 1931. Denne økte fra 51495 nT i 1932 til 52800 nT i 1979. Siden 1980 har feltstyrken variert lite, men har vist en svak økning de siste årene og hadde i 1996 en verdi på 52865 nT som foreløpig er den høyeste målte verdien av den magnetiske feltstyrken i Tromsø.

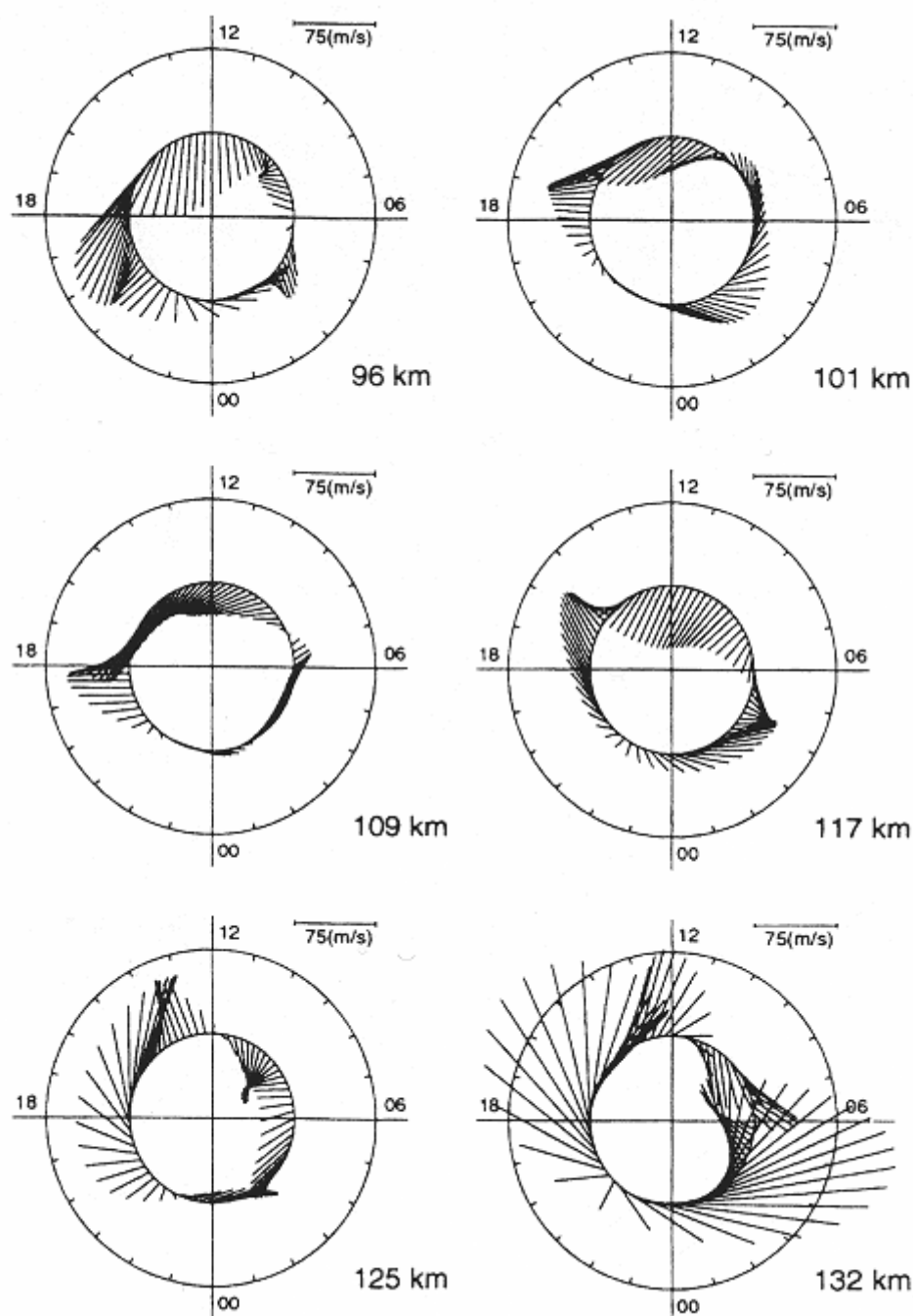
2.3 Strømmene i nordlyset forstyrrer magnetfeltet

Ved høye breddegrader er magnetfeltet mer urolig enn andre steder på jorda. Dette kommer av at nordlysene som opptrer i disse områdene, er forbundet med sterke strømmer i de høyere lag i atmosfæren, rundt 110 km over bakken. I fig. 2.9 er det vist registreringer av H -, D -, og Z -komponentene slik de framkom under en rolig dag i Tromsø (øverst) og er mer forstyrret dag (nederst).



Figur 2.9: Figurene viser registreringer av H -, D - og Z -komponentene slik de framkom i Tromsø under en rolig dag med små forstyrrelser (øverst) og en dag med sterkere nordlysførstyrrelser (nederst). (Fra Hansen, 1997.)

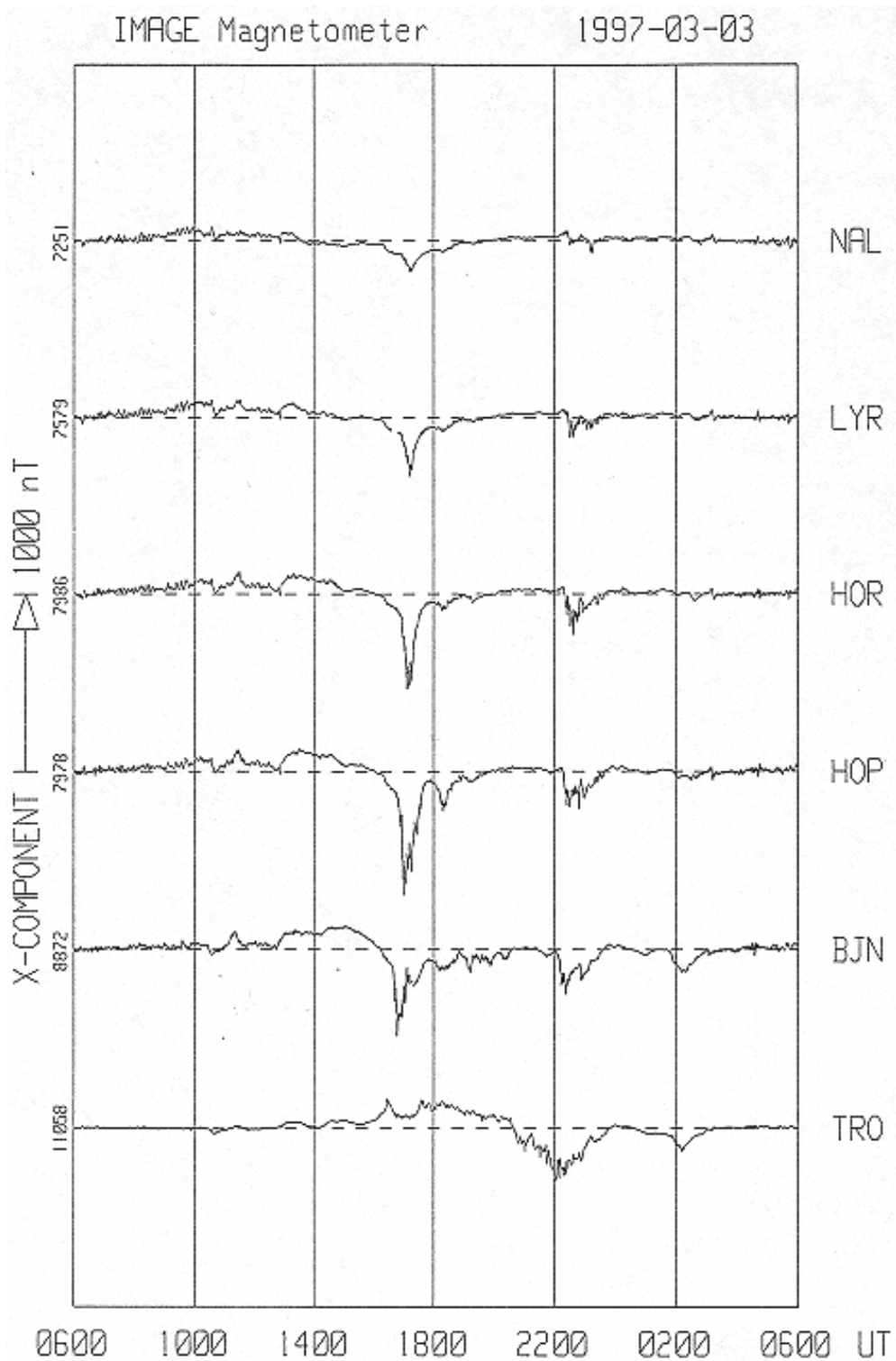
Selv i løpet av en rolig dag varierer magnetfeltet som en følge av at den elektriske ledningsevnen i de øvre luftlag forandrer seg med solhøyden. Eventuelle vinder i disse områdene vil forårsake strømmer som kan registreres på bakken. En illustrasjon av slike vinder som er målt over Tromsø med EISCAT-radaren, er gitt i fig. 2.10.



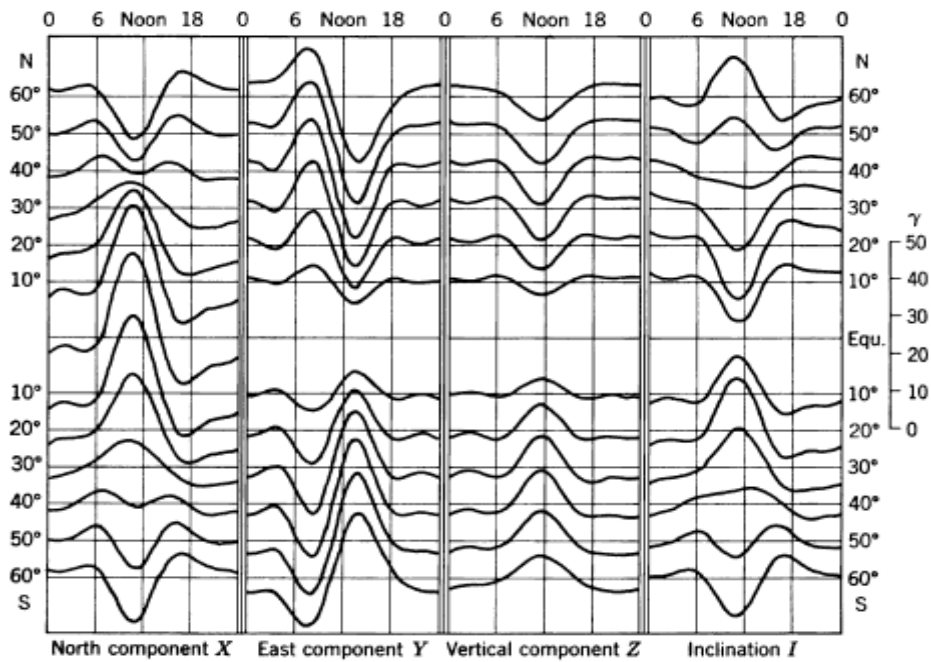
Figur 2.10: Midlere horisontale vinder i seks ulike høyder en rolig høstdag over Tromsø. Styrken på vindene er gitt ved lengden av vektorpilene, og en pil som peker inn mot sentrum i sirklene er rettet mot nord. En pil som dreier med urviseren er rettet mot vest. Tiden på dagen er anvist på den ytre sirkelen. Disse vindene vil forårsake elektriske strømmer i de øvre luftlag over Tromsø. (Fra Brekke et al., 1994.)

Når nordlyset opptrer, vil det kunne medføre kraftige utslag på magnetfeltregi- streringene slik som vist nederst i fig. 2.9. Noen ganger har en observert at magnetnåla har vridt seg hele 10° i løpet av en halv time eller så. I slike tilfeller er kompasset lite å stole på.

De elektriske strømmene i atmosfæren forbundet med nordlys vil kunne gi utslag over store områder, og ikke sjelden forekommer det at en ser samtidige utslag fra Ny-Ålesund til Tromsø og faktisk helt ned til ekvator slik som vist i fig. 2.11.



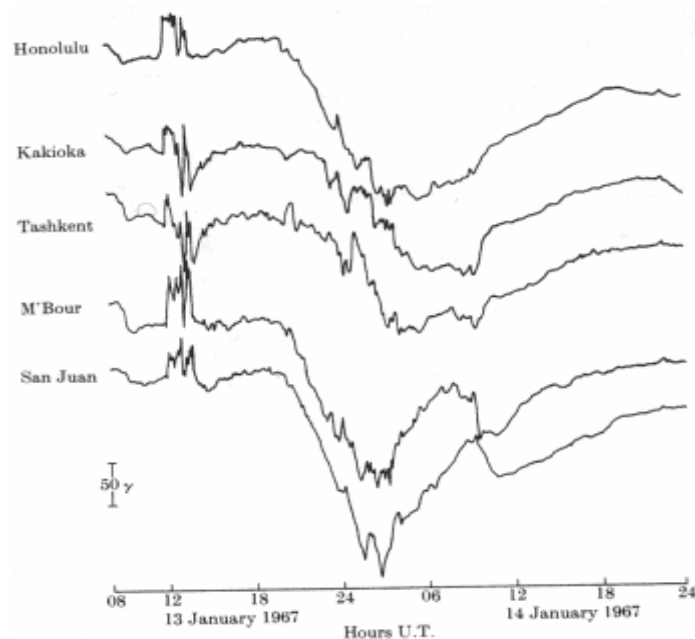
Figur 2.11: (a) Samtidige observasjoner av uro i den magnetiske X-komponenten observert fra flere stasjoner i Ishavet og Tromsø den 3. mars 1997 (lokal tid = UT + 1 time). Ny-Ålesund (NAL), Longyearbyen (LYR), Hornsund (HOR), Hopen (HOP), Bjørnøya (BJ) og Tromsø (TRO). (Fra Hansen, 1997.)



Figur 2.12: Døgnlige variasjoner i X-, Y-, Z- og I-komponentene ved ulike breddegrader mellom 60° N og 60° S ved solflekkminimum. (From Chapman og Bartels, 1940.)

Den magnetiske komponenten i øst-vest retninga representerer misvisningen. Den skifter retning like før middag ved alle bredder, noe som også medfører en dreining i misvisningen ved middagstider.

Under kraftige geomagnetiske stormer som skyldes partikkelinnslag fra sola, dannes det en sterk strøm rettet vestover rundt jorda i ekvatorplanet. Denne strømmen medfører sterke forstyrrelsen i disse magnetiske elementene, særlig ved ekvator (fig. 2.13). Etter en magnetisk storm kan det ta flere dager før magnetfeltet er falt til ro igjen.



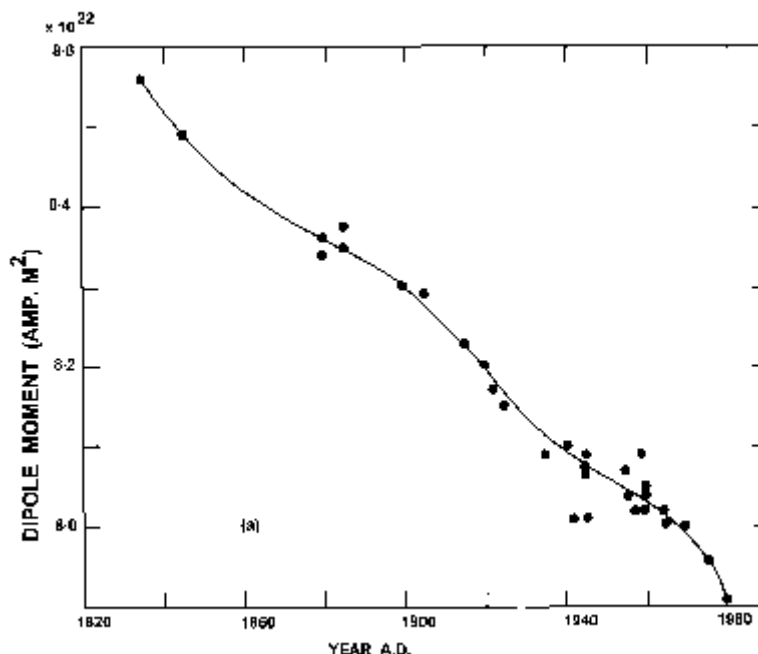
Figur 2.13: En samling magnetiske registreringer fra lavere breddegrader under en kraftig magnetisk storm. Legg merke til at de sterkeste utslagene er negative på grunn av at strømmen i atmosfæren er rettet fra øst mot vest. (Fra Akasofu og Chapman, 1972.)

2.5 Drift av det magnetiske system - sekulærvariasjoner

Kilden til det geomagnetiske feltet er i det indre av jorda, og enten det kommer av kraftige strømsystemer som holdes oppe i den flytende massen med høy elektrisk ledningsevne som finnes der eller rett og slett ved en roterende jernholdig masse i jordas sentrum, vites ikke sikkert. Dette strømsystemet er ikke stabilt, men i kontinuerlig endring. Et ytre bevis på dette er den nevnte driften i misvisningen. Strømmene i jordas øvre atmosfære bidrar kun med en liten del til jordas totale magnetfelt, men de danner likevel kilden til de mest dramatiske variasjonene over kortere perioder.

Styrken av magnetfeltet har vært målt noenlunde systematisk i snart 200 år, og disse målingene viser en kontinuerlig svekkelse av det magnetiske dipolmoment (fig. 2.14). Om denne svekkelsen vil fortsette, vil jordas magnetfelt forsvinne i løpet av de neste 2000 år.

Magnetfeltet har en viktig funksjon ved at det skjermer jordatmosfæren, jordover- flaten og biosfæren mot innstråling av energirike partikler (kosmisk stråling) fra verdensrommet. Vi har et synlig bevis på magnetfeltets rolle som skjerm mot nordlyspartiklene i den geomagnetiske formen som nordlysbuene inntar. Det er nettopp magnetfeltet som tvinger disse partiklene ut av ekvatorplanet og opp mot høyere breddegrader hvor de kolliderer med atmosfæregassene og lager parallelle ringer med polarlys i nord og sør. Uten magnetfeltet ville nordlysene vært en glød ved lavere bredder og uten de drama- tiske formene vi er vitne til. Når magnetfeltet svekkes, vil nordlysene bevege seg langsomt mot sør, og fortsetter det som nå, vil en kanskje oftere se nordlys i Oslo enn i Tromsø om noen hundre år.

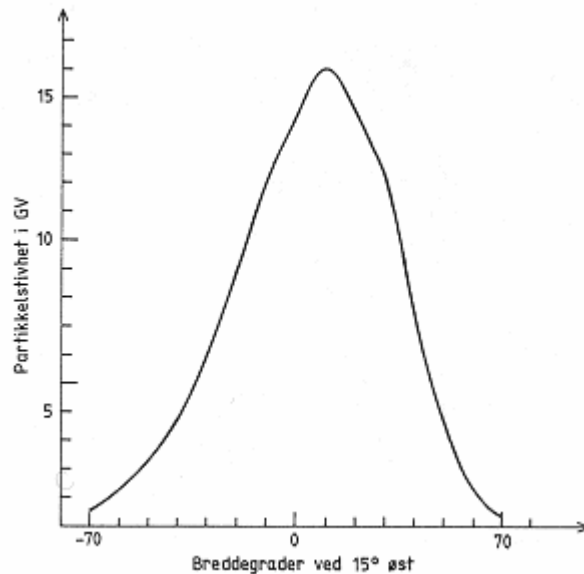


Figur 2.14: Styrken av det magnetiske dipolmomentet mellom 1840 og 1980. (Fra Merrill og McElhinny, 1983.)

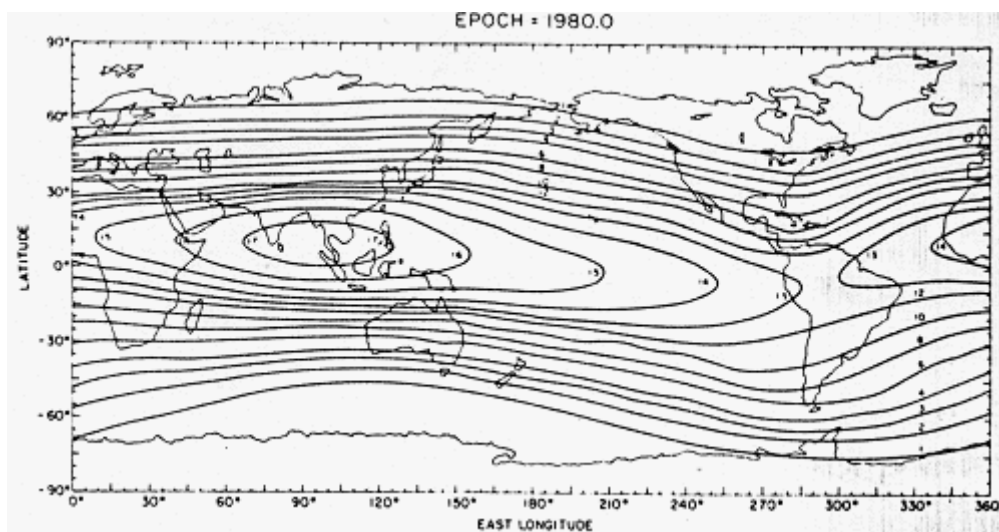
2.6 Magnetfeltet er en skjerm

Men først og fremst er magnetfeltet en skjerm mot høyenergetisk kosmisk stråling. For at en partikkel skal kunne nå bakken ved ekvator, må den ha langt høyere energi enn om den

kommer inn mot jorda ved polene. Vi angir partikkelens evne til å trenge gjennom magnetfeltet med partikkelens stivhet som måles i volt (V). For at en partikkel skal nå jordoverflaten ved ekvator, må den ha en stivhet som tilsvarer 15 GV ($= 15 \times 10^9$ V) (fig. 2.15). Ved våre breddegrader er den tilsvarende stivhet mindre enn 0,5 GV, og ved polene enda mindre.



Figur 2.15: Kurven viser hvilken stivhet i GV en kosmisk partikkel må ha for å nå jordoverflaten på ulike breddegrader ved 15° Ø.



Figur 2.16: Kartet angir områder på kloden hvor kosmiske partikler når bakken ved en gitt stivhet. (Fra Jursa, 1985.)

Fig. 2.16 angir områdene på jorda som svarer til samme stivhet. Vi legger merke til at på den nordlige halvkula er det eurasiske kontinentet forbundet med større stivhet, slik at partikler med lavere energi når bakken i Canada enn ved tilsvarende bredder i Sibir og Skandinavia. Bare partikler med spesielt høy stivhet > 17 GV kan nå bakken i Sørøst-Asia. Ved tilsvarende bredde i Sør-Amerika kan partikler med en stivhet ned mot 12 GV nå bakken, og dette henger sammen med atlanterhavsanomalien.

Partikkelstivheten er gitt ved forholdet

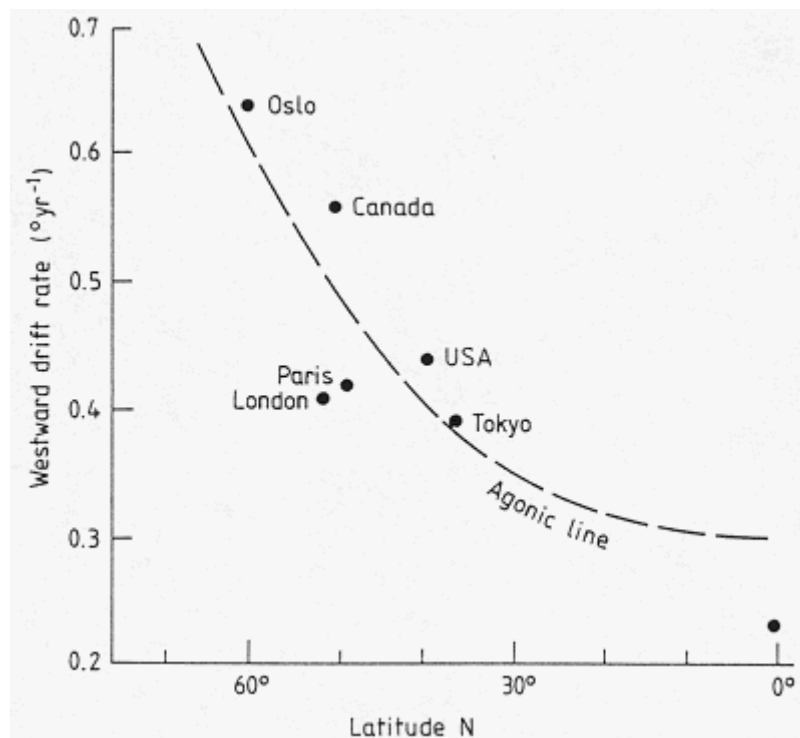
$$\rho = \frac{p \cdot c}{q} \quad (4)$$

hvor p er partikkelens bevegelsesmengde (massefart), c er lysets hastighet og q er ladningen til partikkelen. Sammenhengen mellom stivhet og kinetisk energi er avhengig av partikkelslag, spesielt gjelder dette ulike antall ladninger. Dette er redegjort for i kap. 2.B.1. Fra fig. 2.B.2 og 2.B.3 ser vi at det er en betydelig mengde partikler i den kosmiske strålinga som har evne til å nå jordoverflaten hvor som helst på kloden.

I tidens løp har biosfæren innstilt seg på et visst innfall av kosmisk stråling. Om denne strålinga skulle forandre seg betydelig ved de midlere breddegrader på grunn av en sterk svekkelse av magnetfeltet, kan dette få konsekvenser for livet slik vi kjenner det i dag. Situasjonen på høye breddegrader vil bli mindre påvirket i og med at den magnetiske skjermen for kosmisk stråling allerede er så svak her.

2.7 Nordlysringen flytter seg

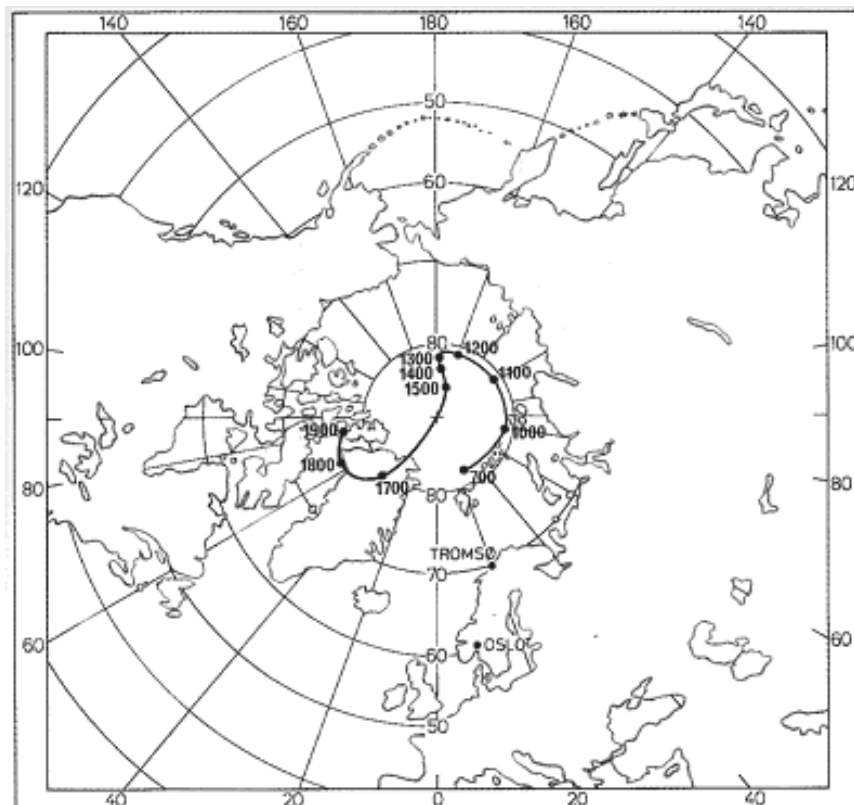
Ved å studere misvisningen på flere steder på jordoverflaten har en funnet at denne driver over alt, svakest ved ekvator og raskere ved polene som fig. 2.17 viser. På våre kanter driver den med $0,7^\circ$ mot vest hvert år i gjennomsnitt.



Figur 2.17: Den vestlige driften av det magnetiske system angitt som forandring i misvisning med $^\circ$ /år for ulike breddegrader. (Etter Yukutake, 1967.)

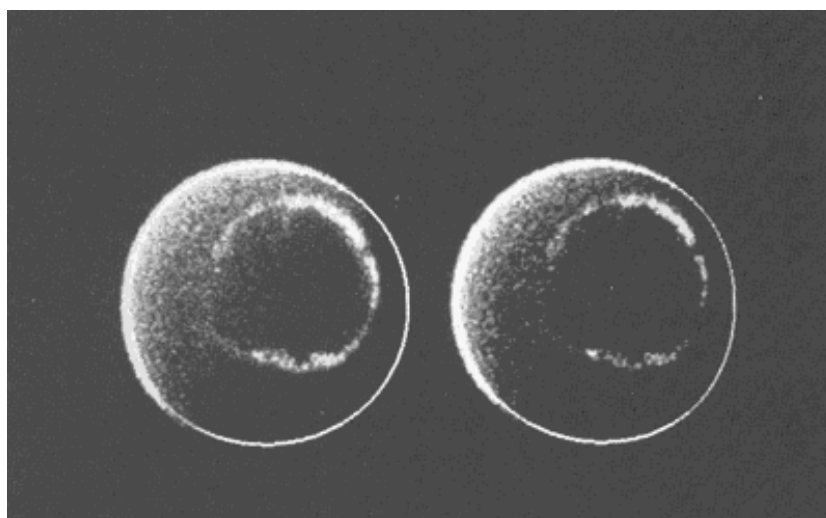
Denne driften henger sammen med at de geomagnetiske polene også flytter seg. Ved såkalte arkeomagnetiske studier, dvs. studier av geomagnetismen forbundet med arkeo- logiske utgravninger i for eksempel størknet lava, avleiringer, gamle ovner for leirbrenning etc., kan en skaffe seg data over det geomagnetiske systemet langt tilbake i tiden. I fig. 2.18 er det vist hvordan en ut fra slike historiske data er kommet til at den geomagnetiske nordpolen har

flyttet seg i det polare området. I vikingtiden lå den mellom Svalbard og Nysibirøyene, mens den i vår tid befinner seg ved Baffin Land.



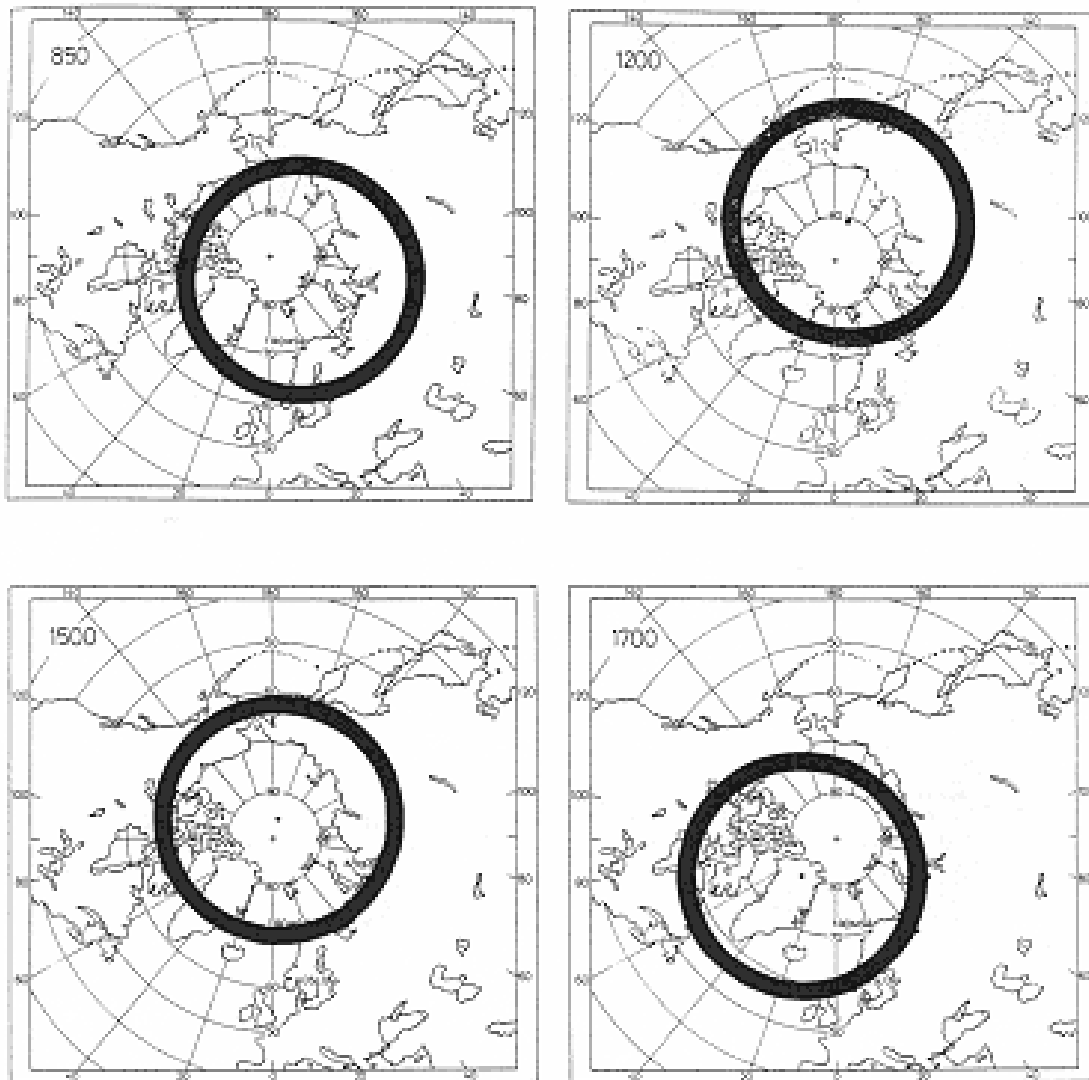
Figur 2.18: I løpet av tiden har den geomagnetiske nordpolen flyttet seg rundt i det polare området. Figuren viser en rekonstruksjon av denne bevegelsen. (Fra Brekke og Egeland, 1994.)

Som nevnt har magnetfeltet sterk innflytelse på nordlyspartiklene og tvinger disse ned mot jordas atmosfære ved polene. I våre dager er det mulig å ta bilder av nordlyset med kamera plassert i satellitter i verdensrommet. Om disse bildene tas i det ultrafiolette området av spektret, kommer nordlyset og sørlyset fram som to parallelle, lysende ringer, en rundt hver pol. Dette kommer av at i UV-området er dette lyset så sterkt at det ikke blendes om dagen av sola (fig. 2.19).



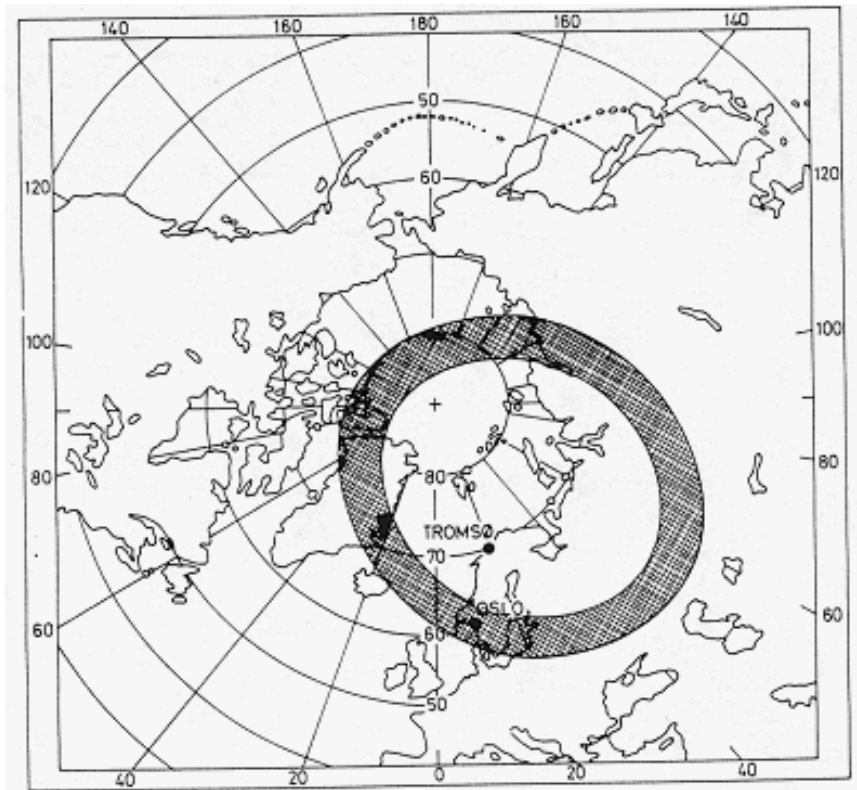
Figur 2.19: Bilder av jorda med polarlysringene tatt i UV-området fra DE.1-satellitten i en avstand av ca. 20 000 km. Polarlysene framstår som sammenhengende lysende ringer. (Fra Frank, 1994.)

Disse ringene er sentrert omkring hver sin geomagnetiske pol, og dersom disse polene flytter seg, vil ringene følge med. I fig. 2.20 har vi prøvd å forestille oss hvordan nordlysringen (ovalen) har flyttet seg i fire perioder i historien. Mens nordlyset var langt i sør over Norge i vikingtiden, trakk det seg nordover fram mot 1500-tallet for så å komme sørover igjen mot 1700-tallet. I dag faller denne ringen sentralt over Troms og Finnmark.



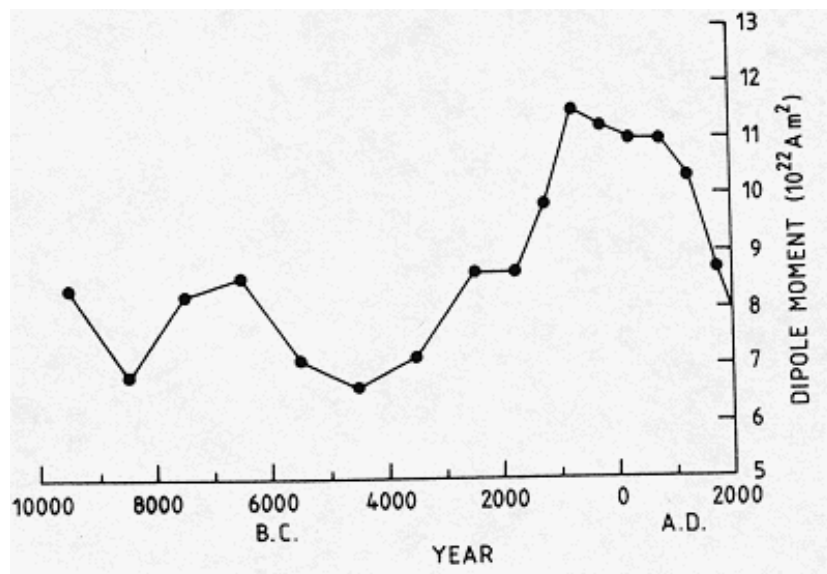
Figur 2.20: Posisjon til nordlysringen for fire perioder i historien. (Fra Brekke, 1997.)

Hvordan det vil gå med denne ringen i tiden framover, er vanskelig å forutsi siden vi forstår så lite av grunnen til driften i det magnetiske system. Den historien en ikke forstår, er et dårlig egnet redskap til å spå framtiden med. Ut fra de tendenser vi ser i dag med bakgrunn i studier av tidsvariasjoner i de ulike komponenter av magnetfeltet, har en likevel beregnet posisjonen til nordlysringen i år 2300 som vist i fig. 2.21. Av denne ser vi at ringen da vil ligge sentralt over Oslo. Om dette er riktig, vil det om ca. 300 år være bedre muligheter for et sprakende nordlys over Oslo enn over Tromsø.



Figur 2.21: Figuren viser plasseringen av nordlysringsen om 300 år om de tendenser en nå ser i magnetfeltet vil fortsette på samme måte. (Etter Oguti, 1994.)

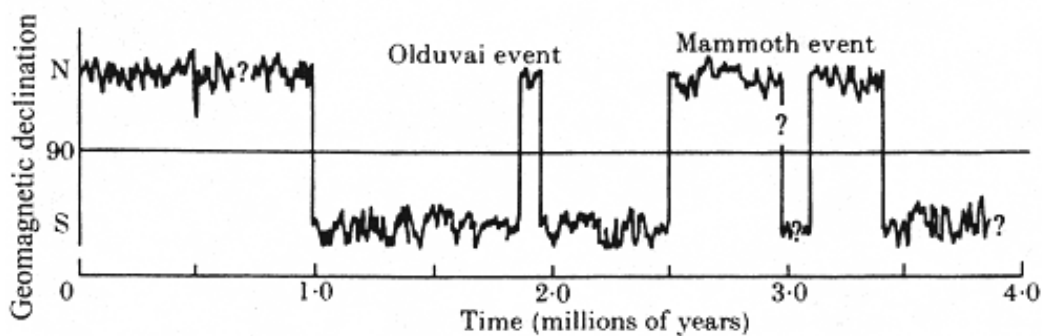
Hvor vanskelig det er å spå om jordas magnetfelt, gir fig. 2.22 en pekepinn om, der jordas magnetiske moment er vist for de siste 10 000 år. Vi er som nevnt inne i en periode med vedvarende svekkelse av magnetfeltet i og med at det magnetiske dipolmoment var sterkest for omlag 3000 år siden. Magnetfeltet hadde etter resultatene i fig. 2.22 å dømme også en svak periode for vel 6000 år siden da det faktisk var svakere enn nå. Vi har ingen klare tegn som viser hvor lenge den nedgangen vi nå ser vil fortsette.



Figur 2.22: Forandringene i jordas magnetiske dipolmoment slik det kan utledes av arkeomagnetiske data for de siste 12 000 år. (Etter McElhinny og Senanayake, 1982.)

Det er imidlertid indikasjonjer i geologiske data på at jordas magnetfelt har vært igjennom dramatiske forandringer i geologisk tid, det vil si i løpet av de siste 4 millioner år. Fig. 2.23 viser en framstilling av hvordan retninga på jordas magnetiske akse har tippet helt over slik at magnetisk nordpol er blitt sørpol og omvendt. Siste gang dette hendte var for omlag 1 million år siden. Når magnetaksen tipper rundt, kan det skje i løpet av noen titusen år, men vanligvis holder aksen seg noenlunde stabil i perioder på en million år eller så etter disse resultatene å dømme.

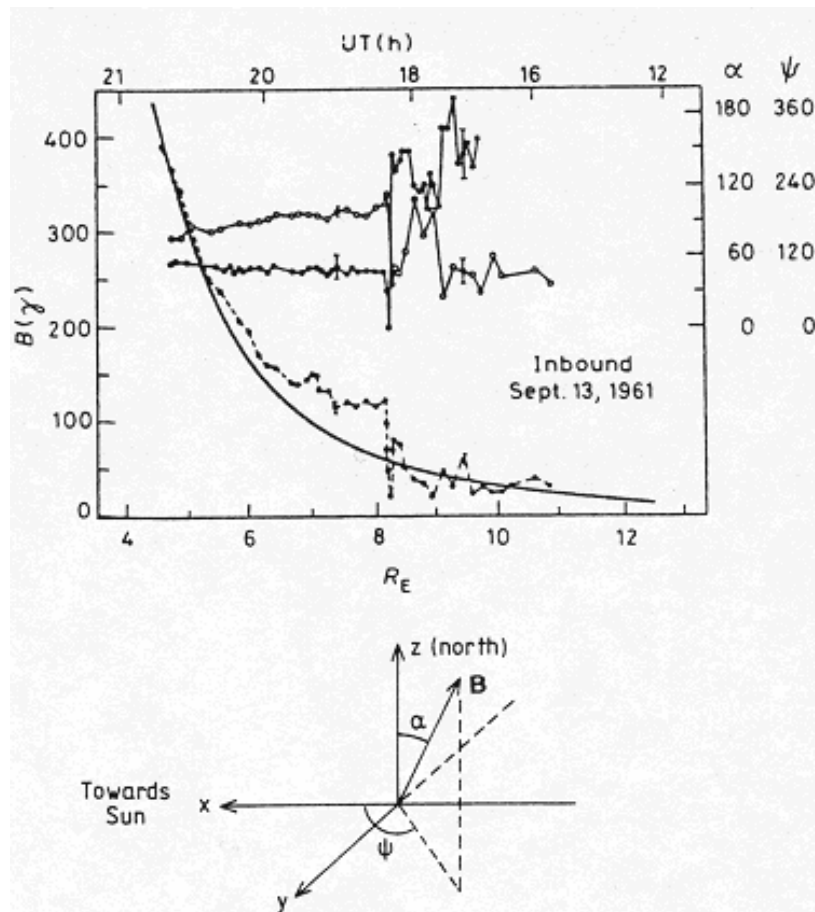
Om magnetfeltet forandrer polaritet slik fig. 2.23 tyder på, vil en kunne tenke seg at det må få betydelige følger for biosfæren i og med at der hvor magnetfeltet før var en skjerm, blir denne skjermen plutselig borte. Dette vil være alvorligst i de ekvatoriale områder av magnetfeltet hvor også de rikeste variasjoner i dyre- og planteriket finnes. Idet magnetfeltet snur, må det en tid være svakt ved ekvator, enten snuinga skjer ved at dipolmomentet beholder sin styrke, men tipper rundt, eller dipolmomentet går mot null og snur mens det vokser opp igjen. Dersom dipolen tipper rundt, vil de magnetiske poler være ved ekvator en periode, noe som gir partiklene lettere evne til å trenge ned mot overflaten. Dette skjer altså i løpet av noen titusen år, som er lenge nok til at liv som er avhengig av en skjerm mot kosmisk stråling, vil kunne bli ekstinkt.



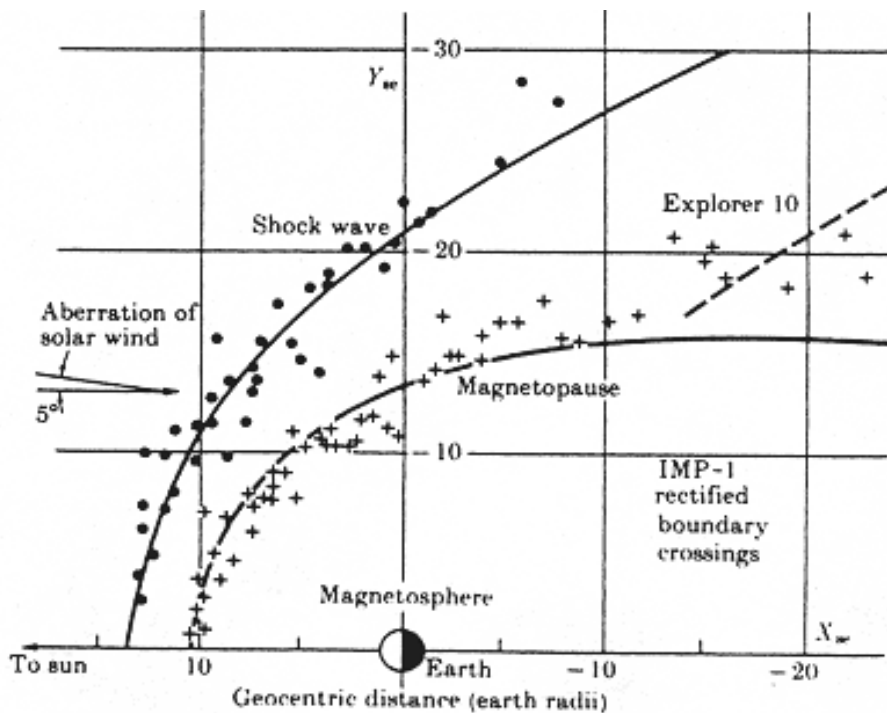
Figur 2.23: Den magnetiske polariteten slik den framkommer for de siste 4 millioner år etter analyse av lava fra 64 vulkaner. (Fra Cox et al., 1967.)

2.8 Magnetfeltet utenfor jorda

Til nå har vi befattet oss med magnetfeltet i nærheten av jorda hvor det med en nøyaktighet på omlag 10% kan beskrives ved feltet av en magnetisk dipol. Da de første satellittene ble skutt ut for å måle magnetfeltet, fant en at det beholdt dipolformen ut til 4-5 R_e , men så ble det målte magnetfeltet i større avstander fra jorda sterkere enn det en forventet fra et dipolfelt. Ved en avstand på omlag 8 R_e var det målte feltet dobbelt så stort som forventet, men utenfor denne avstanden var det plutselig redusert til nesten ingen feltstyrke. Dette er illustrert øverst i fig. 2.24 hvor abscissen angir avstanden fra jorda i retning mot sola og ordinaten angir magnetfeltstyrken. I andre retninger fra sola vil en måle tilsvarende variasjoner, men det skarpe fallet i magnetfeltet opptrer ved større avstander jo lenger vekk fra jord-sol linja en kommer. Dette er anskueliggjort i fig. 2.25.

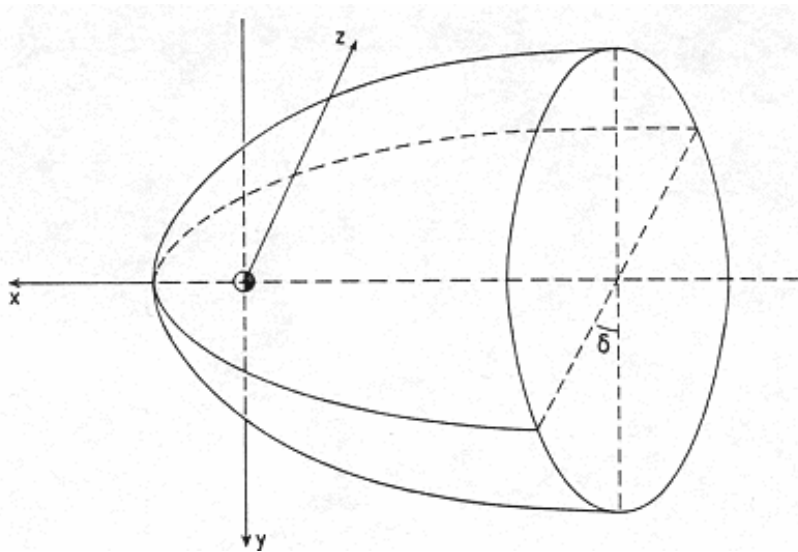


Figur 2.24: Øverst: Observasjoner av styrken på jordas magnetfelt ved ulike avstander fra jorda målt langs en retning fra jorda mot sola. Et skarpt fall i magnetfeltet observeres ved ca. $8 R_E$. (Fra Cahill og Amazeen, 1963.) Nederst: Et koordinatsystem som ofte brukes ved presentasjon av satellittdata. (Fra Brekke, 1997.)



Figur 2.25: Posisjon i det sterke fallet i magnetfeltet ved ulike retninger fra jorda er vist med den innerste heltrukne kurven, kalt magnetopausen. (Fra Ness et al., 1964.)

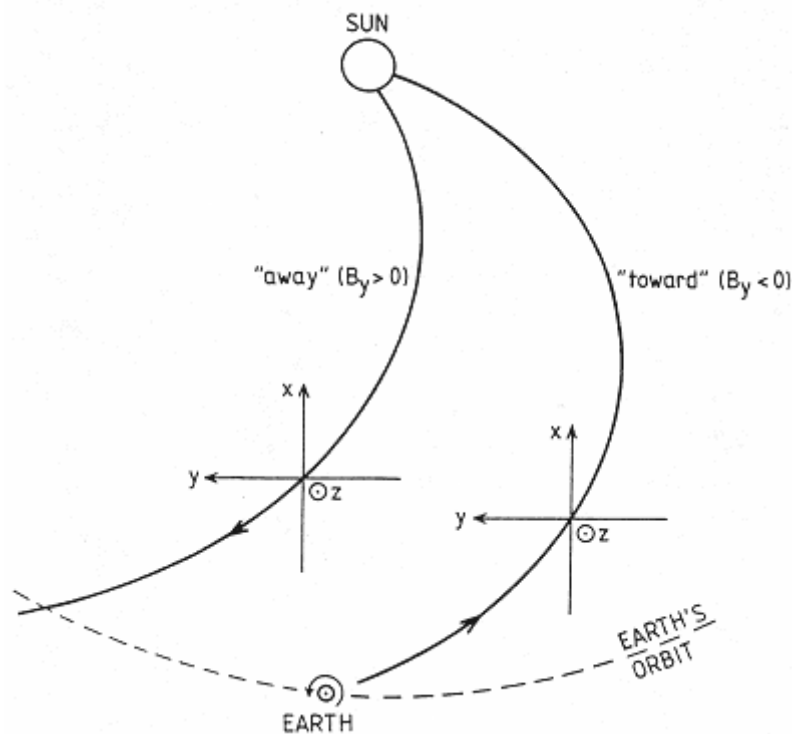
Det er partikkelstrømmen fra sola, kalt solvinden, og det interplanetariske magnetfeltet som påvirker jordas magnetfelt på denne måten. Solvinden består av elektrisk ladede partikler, protoner og elektroner, samt noen α -partikler som strømmer ut fra sola i alle retninger og omgir jorda. Selv om denne strømmen er elektrisk nøytral, vil de elektriske partiklene i den bli påvirket av jordas magnetfelt, og positive og negative ladninger tar til å bevege seg i ulike retninger. Det oppstår dermed en elektrisk strøm rundt jorda i store avstander fra jorda som deformerer det geomagnetiske feltet der. Det deformerte feltet vil igjen påvirke partikkelbevegelsene, og det vil etter hvert innstille seg i en balanse. Det viktigste av denne vekselvirkningen skjer utenfor det vi kaller magnetopausen, og innenfor den er magnetosfæren som danner en paraboloidform rundt jorda (fig. 2.26). Innenfor denne sfæren er det det geomagnetiske feltet som dominerer mens utenfor er det solvinden og det interplanetariske magnetfeltet som er viktigst.



Figur 2.26: En skjematisk framstilling av magnetosfæren som en paraboloid som omgir jorda. (Fra Brekke, 1997.)

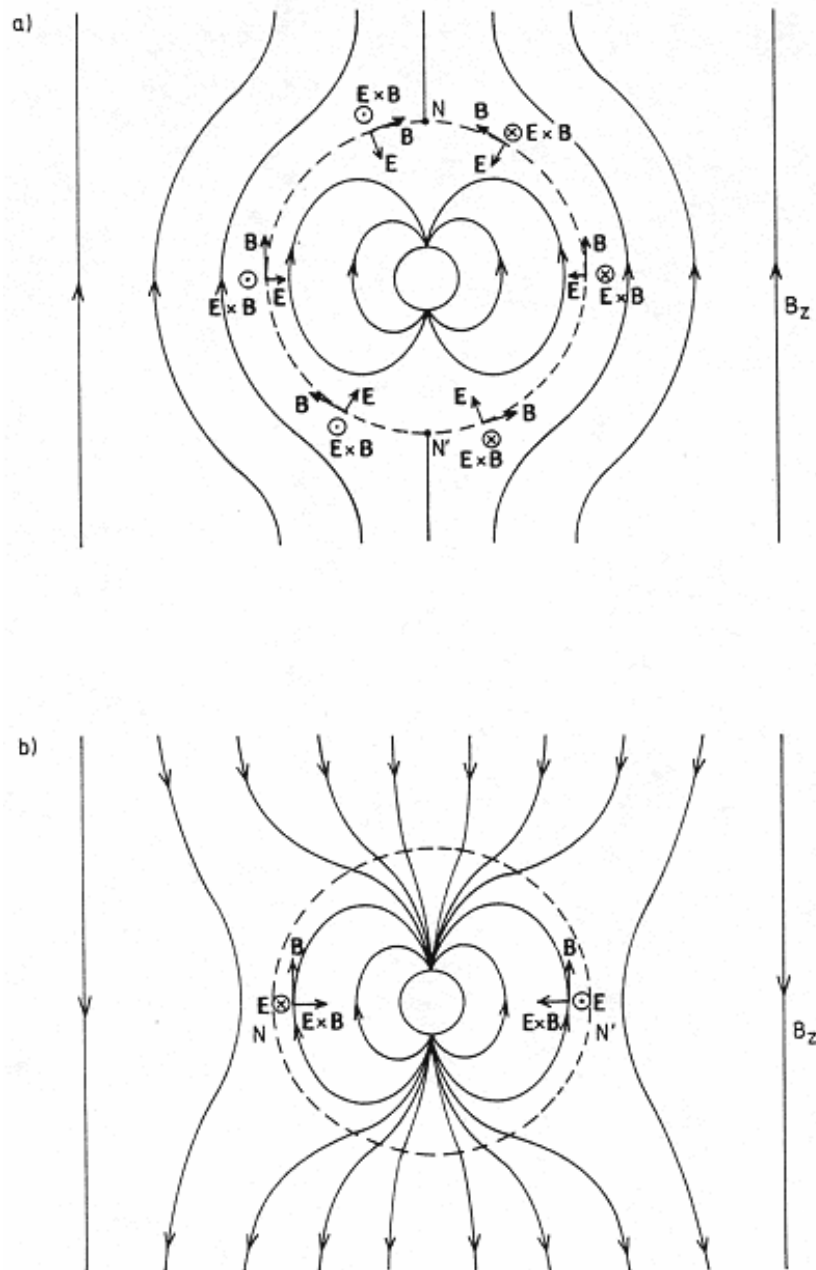
Solvinden er ikke en konstant og stabil vind, men er full av byger og stormkast. Derfor er aldri magnetopausen i ro, og den kan få noen kraftige støt iblant som skyver den inn både 5 og 6 R_E . Da kan vi vente kraftige forstyrrelser i jordas magnetfelt og sprakende nordlys.

2.9 Det interplanetariske magnetfeltet er nøkkelen til solvindpartiklene



Figur 2.27: En skisse som illustrerer hvordan det interplanetariske feltet får en spiralform rundt sola. Jordas bane i en avstand av 1 AU er indikert. (Fra Brekke, 1997.)

Jorda er omhyllt av et interplanetarisk magnetisk felt som har sin vesentligste kilde på sola. Dette feltet presses ut fra sola med solvinden som strømmer radielt ut fra sola. Men fordi sola roterer, får solvinden en roterende komponent, og dermed trekkes magnetfeltlinjene seg ut i spiraler rundt sola. Jorda som beveger seg i ekliptikkplanet i en avstand av 1 AU ($1 \text{ AU} = 1,5 \times 10^{11} \text{ m}$) fra sola, krysser disse magnetfeltlinjene som vekselvis er rettet inn mot sola og bort fra sola i sektorale områder (fig. 2.27). Selv om det er komponenten av det interplanetariske magnetfeltet i ekliptikkplanet som er sterkest, er det komponenten loddrett på dette planet som er viktigst for forholdene i jordas nære verdensrom. Dette henger sammen med at i ekliptikkplanet til jorda, er jordas magnetfelt tilnærmet loddrett på planet siden dipolaksen og rotasjonsaksen er nesten parallelle. Dette betyr at komponenten av det interplanetariske magnetfeltet loddrett på ekvatorplanet vil være nesten parallell eller antiparallell med jordas magnetfelt. Parallell magnetfelt forsterker hverandre, og antiparallell magnetfelt svekker hver- andre. Om vi tenker oss, som i fig. 2.28 øverst, at det interplanetariske magnetfelt loddrett på ekliptikkplanet B_z er antiparallellt med dipolaksen, vil det geomagnetiske feltet i ekliptikkplanet bli parallellt med B_z , og de forsterker hverandre. Følgen er at jordas magnetiske skjerm forsterkes, og solvindpartiklene får større problemer med å trenge inn i magnetosfæren. En sier at magnetosfæren er lukket. Omvendt derimot, som illustrert nederst i fig. 2.28, vil et interplanetarisk magnetfelt som er parallellt med dipolaksen, svekke jordas magnetfelt i ekliptikkplanet, og den magnetiske skjermen blir svakere. Solvindpartiklene kan lettere trenge inn i magnetosfæren, og magnetosfæren er åpen.

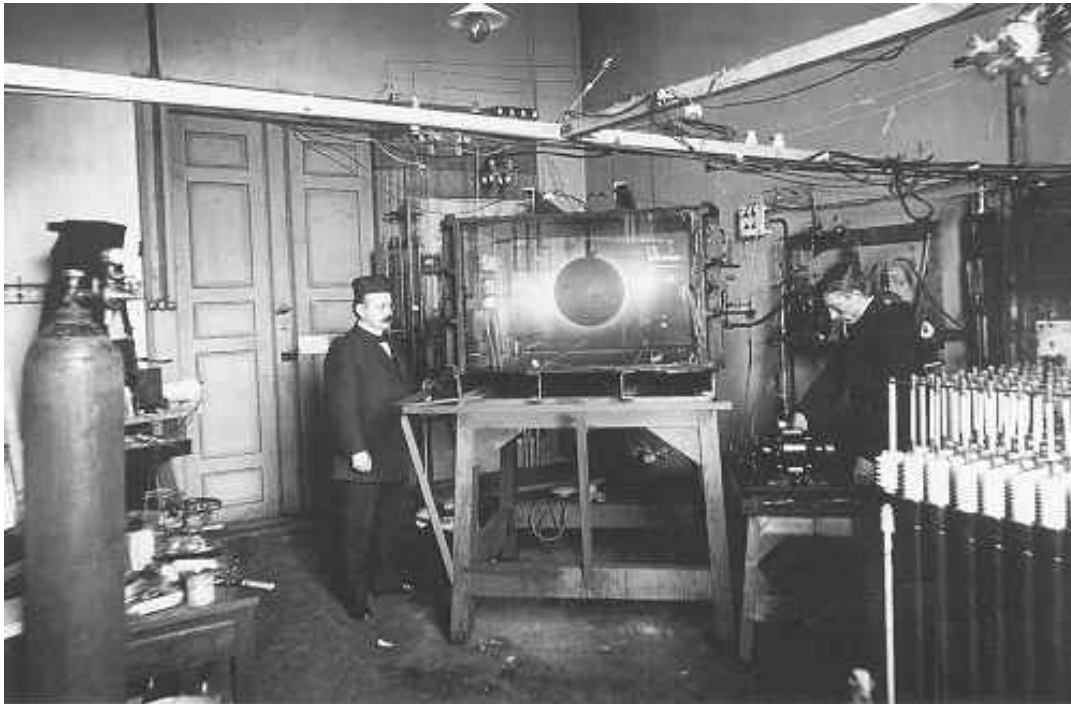


Figur 2.28: En skisse av jorda som en idealisert dipolmagnet omgitt av et ytre homogent, interplanetarisk magnetfelt. Øverst er dette rettet mot nord ($B_z > 0$) og magnetosfæren er lukket. Nederst er $B_z < 0$, det interplanetariske magnetfeltet er rettet mot sør og magnetosfæren er åpen. (Fra Brekke, 1997.)

Av denne sammenhengen ser vi at når det interplanetariske magnetfeltet er rettet parallelt med dipolaksen (sørover), vil solvindpartiklene lettere nå magnetosfæren og danne nordlys. Er derimot det interplanetariske magnetfeltet rettet nordover eller antiparallelt til dipolaksen, vil det være vanskeligere for disse partiklene å danne nordlys - de må i så fall representere et større trykk mot det geomagnetiske feltet. Av denne grunn kan vi si at det interplanetariske magnetfeltet er nøkkelen til solvindpartiklene for at de skal slippe inn i magnetosfæren.

I og med at solvinden hele tiden trykker mot jordas magnetfelt, er bildene i fig. 2.28 svært idealiserte da magnetfeltet vil måtte trekkes ut i retning med solvinden slik at magnetosfæren får sin typiske paraboloidform.

2.10 Professor Kristian Birkeland og nordlyset



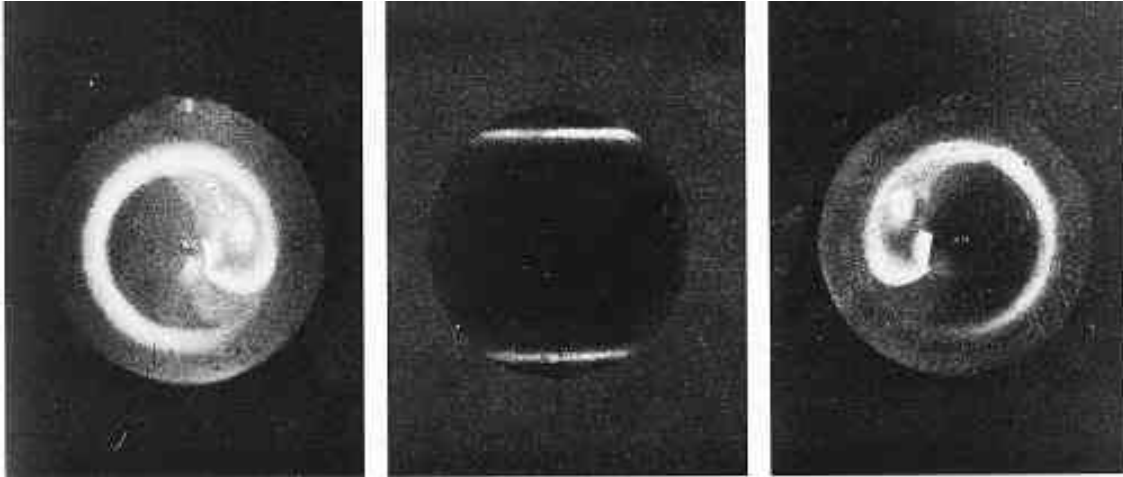
Figur 2.29: Birkeland til venstre ved siden av sitt "verdensrom". Dette utstyret er nå restaurert til demonstrasjon ved Nordlysobservatoriet i Tromsø. (Fra Birkeland, 1913.)

Det var professor Kristian Birkeland (1867-1917) som innledet den moderne nordlysforskningen, men tross i mer enn 100 år med intenst studium er en ennå ikke kommet til full forståelse om hvordan nordlyset dannes.

I 1896 la Birkeland fram sin første teori for dannelse av nordlyset, hvor han hevdet at nordlyset oppstod av katodestråler fra sola. Katodestråler var et ganske nytt begrep i 1896, og det var forbundet med de strålene som forlot katoden i et utladningsrør - det er det vi i dag kaller elektroner. Elektronene, hevdet Birkeland, ble innfanget av jordas magnetfelt et stykke utenfor jorda i ekliptikkplanet (ekvatorplanet) og sugd inn mot de polare områder. Dette fordi katodestrålene hadde vanskeligheter med å bevege seg loddrett på magnetfeltet, i motsetning til *langs* det. Når disse strålene kom langt nok ned i atmosfæren, kolliderte de med atmosfæregassene og lagde nordlys.

Birkeland utførte så egne eksperimenter i laboratoriet for å etterprøve sine teorier. Han lagde seg et lite verdensrom i form av et bur på ca. 1 m^3 . Veggene i buret var av tykt glass ($\sim 10 \text{ cm}$) for å hindre at katodestrålene skulle slippe ut. Sentralt i dette buret hengte han ei hul metallkule (terrella) forsynt med en elektromagnet i det indre av kula (fig. 2.29).

Etter å ha pumpet "verdensrommet" tomt for luft så langt det var mulig i de dager, satte han en høy spenning mellom en elektrode som representerte sola i et hjørne, og terrellaen som representerte jorda med sitt magnetfelt i sentrum. Ved å la spenningen bli høy nok, løsnet katodestrålene eller elektronene fra elektrodene og raste av gårde mot "jorda". Magnetfeltet tvang så disse elektronene mot polene, og ved terrellaens overflate dannet det seg to parallelle, lysende bånd, et rundt hver pol. Ved å forandre polariteten og styrken på magneten kunne han få fram de underligste lysende figurer som kunne minne både om nordlys, Saturns ringer og zodiakallys (fig. 2.30).



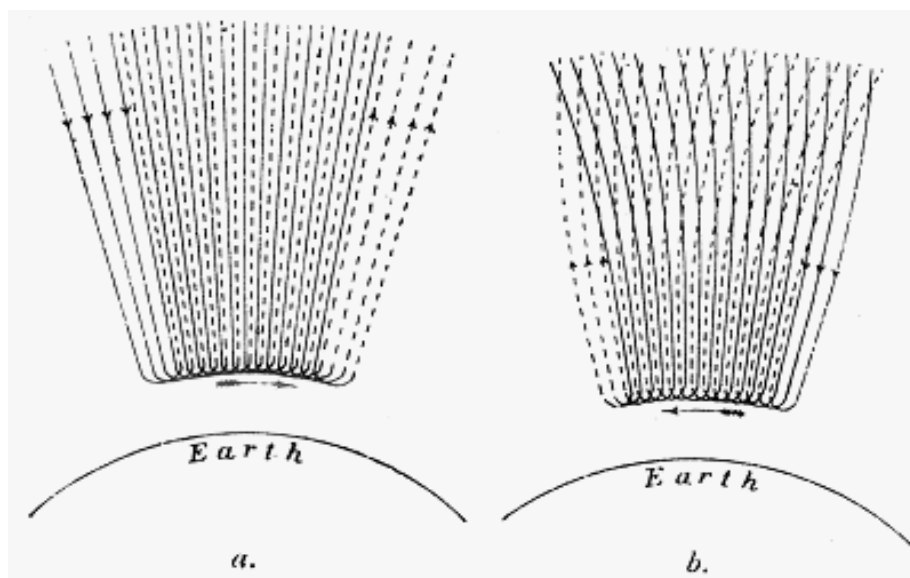
Figur 2.30: Eksempler på et par lysende ringe som Birkeland framskaffet med sitt terrella-eksperiment. Bildene til venstre og høyre er tatt over polene mens bildet i midten er fra ekvatorplanet. (Fra Birkeland, 1913.)

Men Birkeland gikk videre med sitt studium av nordlyset, og i 1899 bygde han det første nordlysobservatoriet på Halddetoppen ved Alta (fig. 2.31). Her forsøkte han først og fremst å måle høyden av nordlyset ved hjelp av triangulering fra en bistasjon på Talviktoppen. Dette var ikke så vellykket, men i stedet ble han opptatt av sammenhengen mellom nordlysene og forstyrrelsene på magnetfeltet som han registrerte ved hjelp av medbrakte magnetometre og som samtidig ble observert både i Potsdam og St. Petersburg.



Figur 2.31: En tegning av det første nordlysobservatoriet på Halddetoppen som Birkeland bygde i 1899. (Fra Birkeland, 1901.)

Han kom til det resultat at nordlysene dannes av katodestråler eller elektroner som kommer fra sola og innfanges av jordas magnetfelt for så å tvinges ned mot atmosfæren ved høye breddegrader. Idet disse katodestrålene bremses opp ved å kolliderer med atmosfæregassene og nordlyset oppstår som følge av disse kollisjonene, bøyer katodestrålene av og beveger seg parallelt med jordoverflaten i nordlysbuene for så å svinge ut igjen langs magnetfeltet for å slutte strømsløyfen et sted i verdensrommet (fig. 2.32).



Figur 2.32: Eksempler på modeller som Birkeland framførte for å forklare de elektriske strømmene forbundet med nordlys. (Fra Birkeland, 1913.)

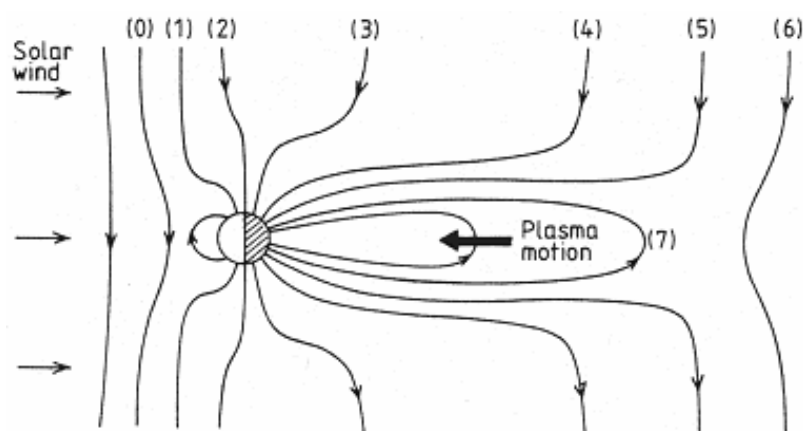
I hovedtrekk holder denne teorien mål også i dag, bortsett fra at elektronene kommer ikke så direkte inn mot polene fra sola som Birkeland trodde, idet de kommer inn en omvei gjennom magnetosfæren.

Stridens kjerne i Birkelands teori var hvorvidt det fløt elektriske strømmer langs jordas magnetfelt. Disse lar seg ikke enkelt måle med instrumenter på bakken. På grunn av at Birkeland døde så tidlig og at dominerende krefter i fagmiljøet avviste Birkelands arbeider, ble de glemt i nesten 50 år. Da satellittene kom i bane rundt jorda og for alvor observerte magnetfeltet ved høye breddegrader, ble det klart på 1960-tallet at de strømmene Birkeland antok, var der. Strømmer parallelt med jordas magnetfelt bærer da også ofte navnet Birkelandstrømmer. Norges Bank har nylig æret Birkelands studier av nordlyset ved å gi ut en ny 200-kroneseddel med hans portrett og illustrasjoner av terrellaen så vel som strømsystemene (fig. 2.33). Dette er første gangen en norsk fysiker er blitt en slik ære til del i Norge.



Figur 2.33: 200-kroneseddelen utgitt i 1994 med portrett av Kristian Birkeland og illustrasjoner av terrellaen og de elektriske strømsystemene i jordas magnetfelt.

2.11 Magnetosfæren og nordlyset



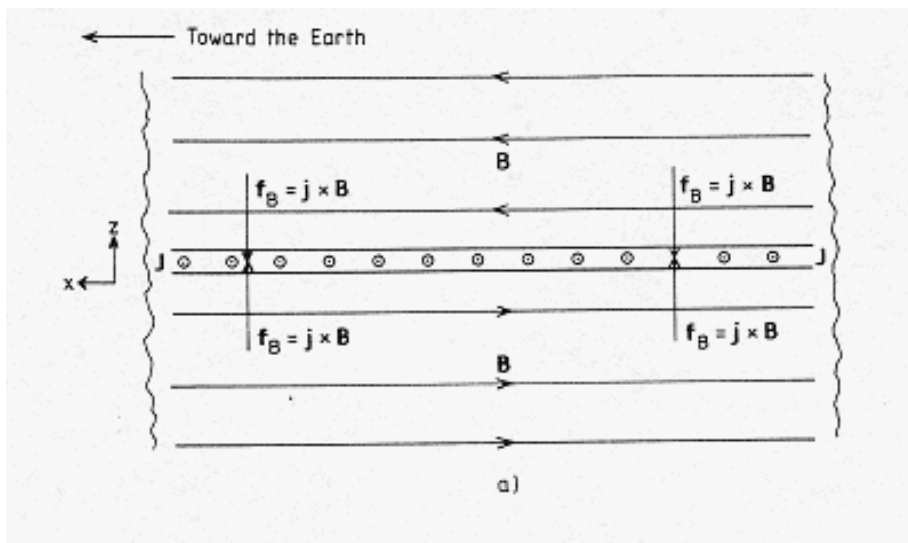
Figur 2.34: Et vertikalt snitt av magnetosfæren som viser magnetfeltet i et plan loddrett på ekliptikkplanet som inneholder middag-midnatt meridianene. (Fra Brekke, 1997.)

Vi har i fig. 2.26 tegnet en meget enkel framstilling av magnetosfæren som en idealisert paraboloid. Magnetosfæren er et meget komplisert system hvor plasma (en gass med ladete partikler), elektromagnetiske felt og krefter av ulike slag vekselvirker og påvirker hverandre gjensidig. I hovedtrekk kan vi si at solvinden påtvinger magnetosfæren den karakteristiske formen hvor jordas magnetfelt blir presset sammen på den siden som vender mot sola (dagsiden) og dradd ut i en hale på den siden som vender fra sola (nattsiden).

Magnetfeltlinjene som er knyttet til jorda ved høye breddegrader, vil gjennomgå en sterk døgnlig variasjon forbundet med jordas rotasjon (fig. 2.34). Fra å være lukket rundt jorda om dagen, strekkes de ut i større sløyfer mot kvelden og slites av om natten, slik at feltlinjene blir parallelle med ekliptikkplanet om natten og knytter seg med en ende mot det interplanetariske magnetfeltet mens den andre er forbundet med jordas dipol. Mot morgenen lukker

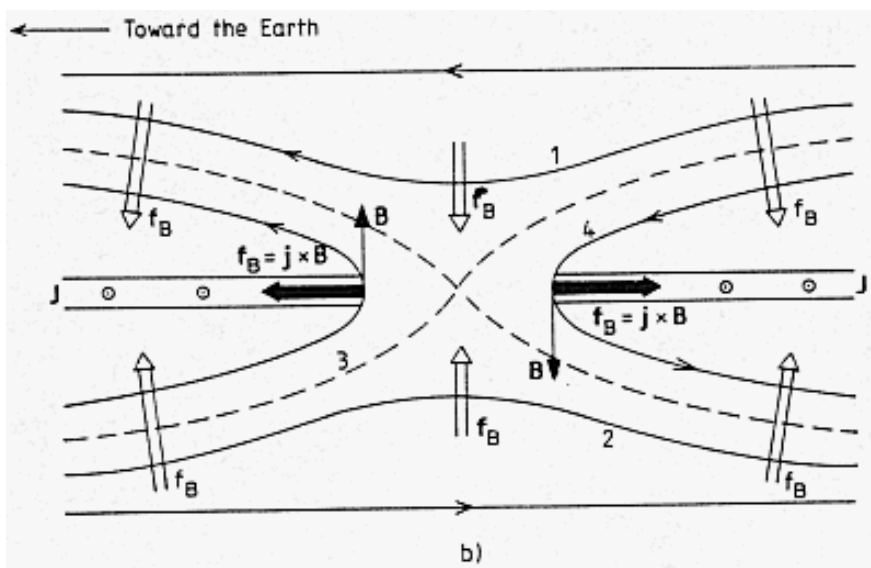
magnetfeltlinjene seg sammen, og om dagen danner de igjen den korteste sløyfen rundt jorda. En magnetfeltlinje som befinner seg i en avstand av $10 R_e$ fra jorda om dagen, kan nå flere titalls jordradier om natten. Idet plasmaet har en tendens til å følge med magnetfeltlinjenes bevegelse eller omvendt, vil denne bevegelsen på nattsiden føre til at plasma trekkes inn mot jorda fra store avstander. Vi kaller dette forholdet mellom magnetfeltets og plasmaets bevegelse for "frozen in"-effekten, og plasmabevegelsen omtales som konveksjon.

Vi legger spesielt merke til at i nærheten av ekliptikkplanet er de magnetiske feltlinjene antiparallelle. Dette tilsier at det må finnes en strøm på tvers av ekliptikkplanet rettet fra øst mot vest. Denne strømmen må være et resultat av vekselvirkningen mellom solvinden og jordas magnetfelt (fig. 2.35).



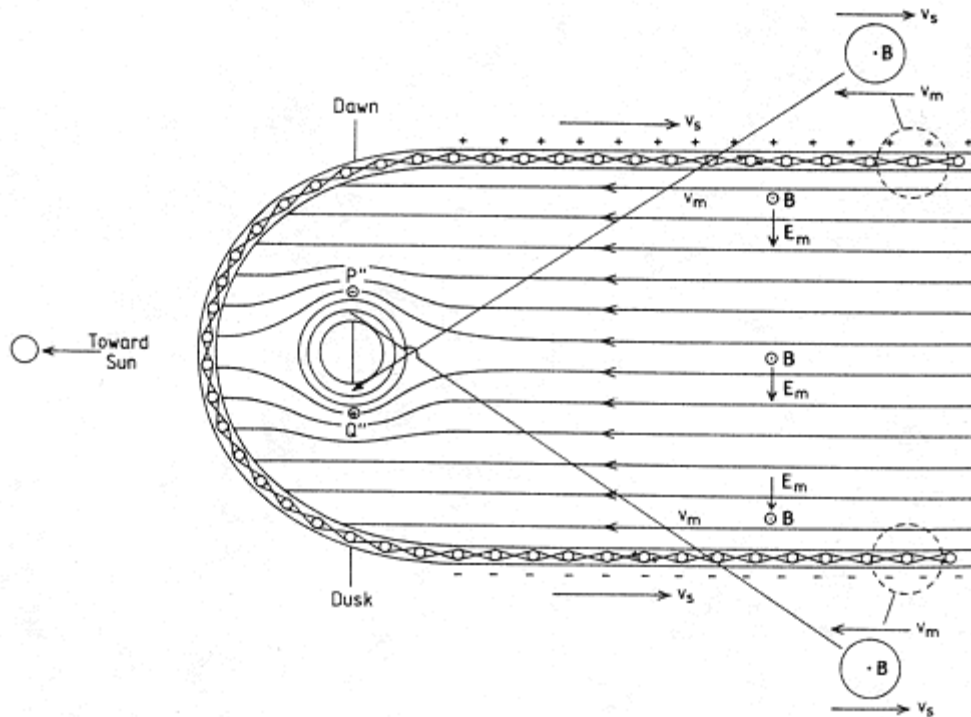
Figur 2.35: Et utsnitt av magnetfeltet over og under ekliptikkplanet langt ute i magneto- sfærehalen. (Fra Brekke, 1997.)

Nå slites magnetfeltlinjene i to om kvelden og knyttes sammen igjen slik at plasma som befinner seg på magnetfeltlinjene, skyves enten ut i halen eller trekkes inn mot jorda. Dette er vist i fig. 2.36 hvor de tykke pilene viser plasmastrømmen.

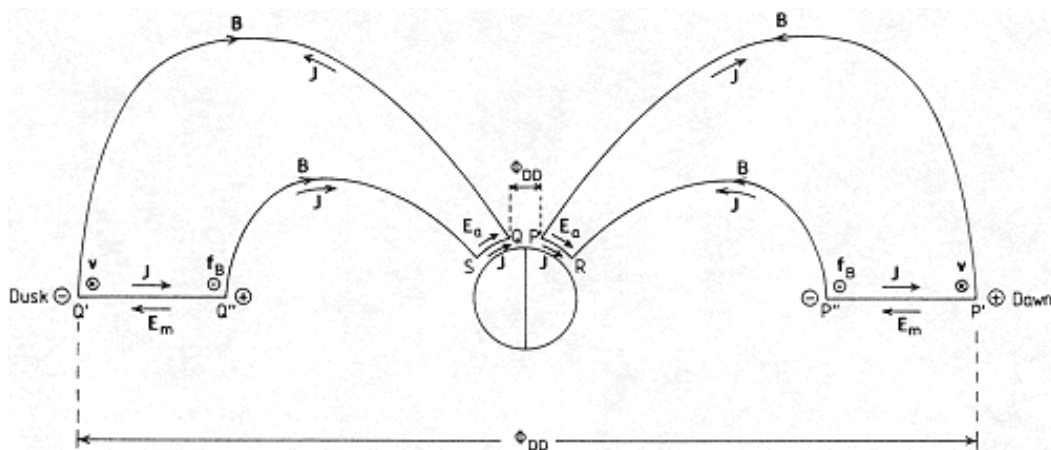


Figur 2.36: Plasmastrømmen (tykke piler) og bevegelse av magnetfeltlinjene i en situasjon hvor feltlinjene rives opp eller knyttes sammen i ekliptikkplanet. (Fra Brekke, 1997.)

Om vi nå tar et snitt langs ekvatorplanet gjennom magnetosfæren, finner vi en situasjon som illustrert i fig. 2.37. De parallelle pilene viser plasmastrømmen mot jorda som følge av denne konveksjonen (strømmen) av magnetfeltlinjene rundt jorda i ekvatorplanet. Om alt var stabilt, ville dette bildet vi har beskrevet holde seg uforandret, men fordi solvinden har store og kraftige uregelmessigheter, oppstår det ofte sterke forstyrrelser i dette systemet.



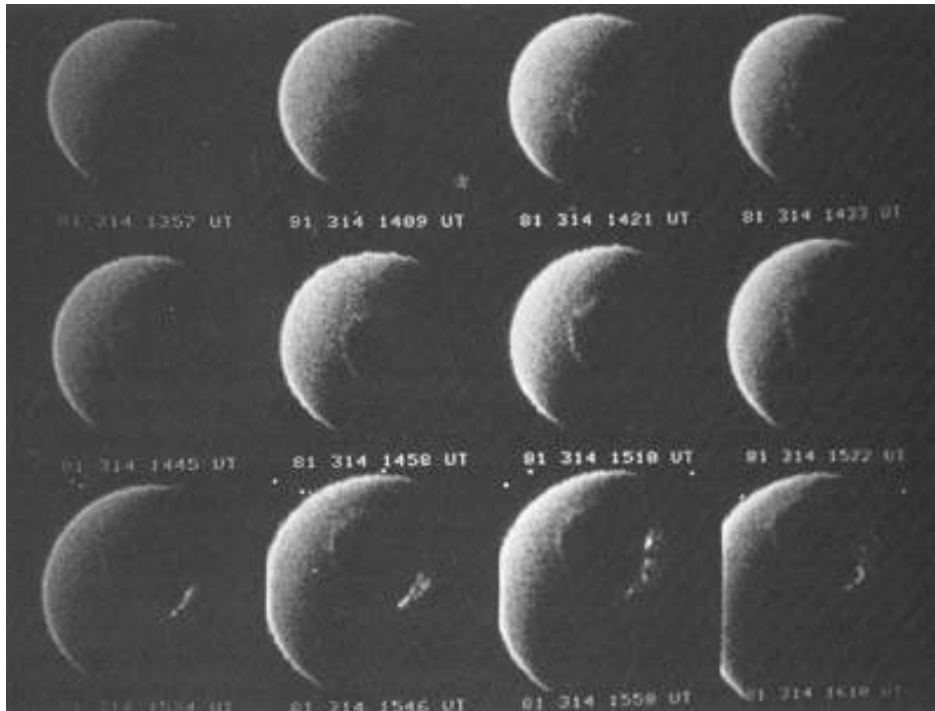
Figur 2.37: Snitt gjennom magnetosfæren som viser situasjonen i ekliptikkplanet. (Fra Brekke, 1997.)



Figur 2.38: Et snitt gjennom magnetosfæren som viser magnetfeltlinjer og strømmer i det planet som inneholder meridianene 1800 til venstre og 0600 til høyre. (Fra Brekke, 1997.)

Om vi nå tenker oss et snitt gjennom magnetosfæren i det planet som inneholder kvelds- (1800) og morgen- (0600) meridianene, og at vi ser dette planet bakfra slik at sola er inne i arket skygget av jorda (fig. 2.38), vil det flytte strømmer fra ekliptikkplanet langs magnetfeltlinjene ned mot jordas atmosfære slik Birkeland forestilte seg det. Dette kommer av at den elektriske ledningsevnen langs magnetfeltlinjene er så høy. Et sted på høye breddegrader vil rotere under disse strømsystemene og se døgnlige variasjoner i magnetfeltet. Dersom nå solvinden gir magnetfeltet et ekstra støt, vil prosessene i magnetosfæren lede til en

større plasmastrøm inn mot jorda og igjen kraftigere strømmer langs magnetfeltlinjene, og dermed oppstår forstyrrelser i atmosfæren med kraftige nordlys. I og med at strømsystemet alltid er der, vil det også alltid være nordlys slik satellittbildene viser med sammenhengende nordlysringer (fig. 2.39).



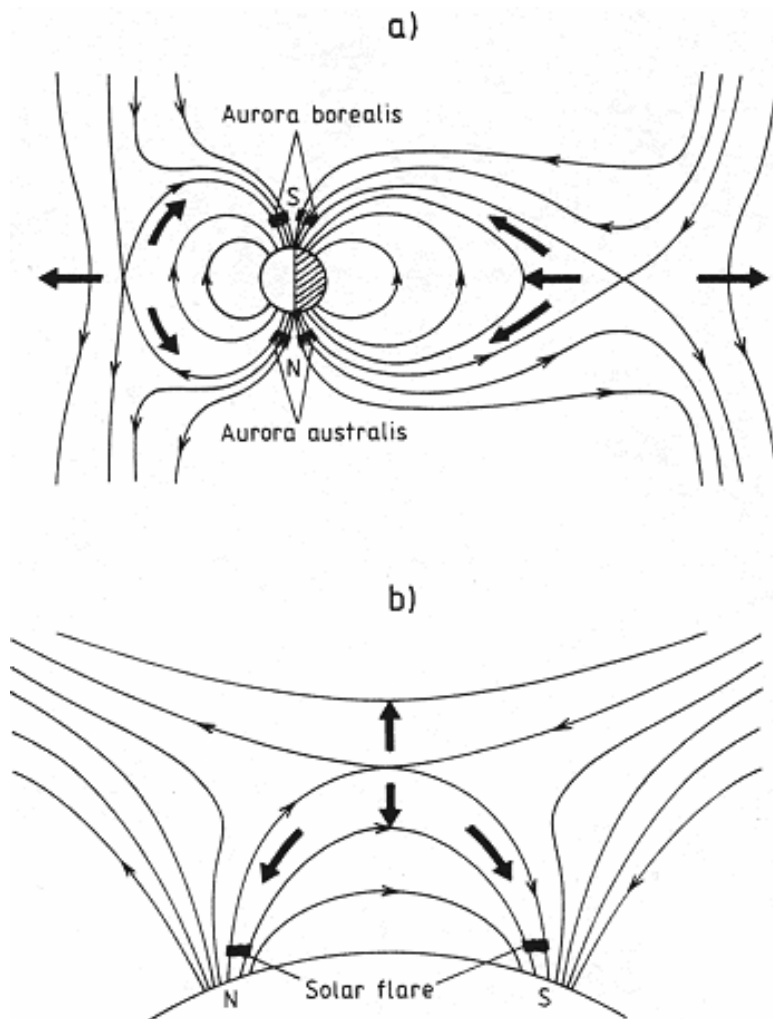
Figur 2.39: En serie med bilder av nordlysovalen før og under en isolert forstyrrelse. Ringen eller ovalen er sammenhengende rundt polarområdet. (Fra Frank og Craven, 1988.)

2.12 Nordlyset er ikke et isolert fenomen

Nordlyset synes å være et universelt fenomen idet det også er tilsvarende lysfenomen ved andre himmellegemer enn jorda. På sola, for eksempel, har en lenge observert såkalte "flares" som er to sterke parallelle, lysende bånd dominert av lys fra hydrogenatomer. Disse har først og fremst gitt forskerne informasjon om atmosfæren på sola og at den er rik på hydrogen, som nordlysene har gitt oss informasjon om gassene i de høyere lag av atmosfæren som er rik på nitrogen og atomært oksygen.

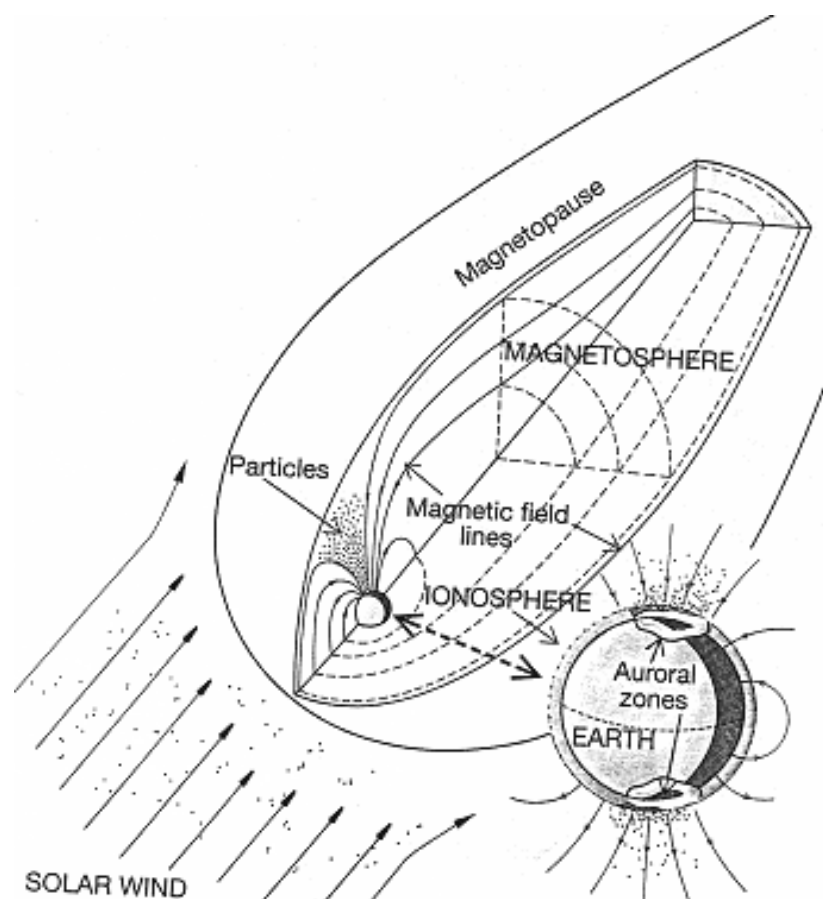
Prosessene bak flarene på sola har mye til felles med prosessene bak nordlysene, og vi kan gjerne kalle dem for søsterfenomener. Ja, de er faktisk mer enn det siden det nesten er et mor-datter forhold mellom dem.

Geometrien til flarene på sola er også som for polarlysene bestemt av magnetfeltet, nemlig magnetfeltet mellom to solflekker. Solflekkeene opptrer gjerne parvis med motsatt magnetisk polaritet. Dette magnetfeltet knytter seg til andre magnetfelt som er på og rundt sola, og denne sammenkoplinga fører til at magnetfeltlinjer rives opp og knyttes sammen. Med i denne prosessen er også plasmaet. Noe av plasmaet blir tvunget fra koplingsområdet ned mot solas atmosfære i nærheten av de magnetiske polene. Her kolliderer de energirike plasmapartiklene med hydrogenatomer som solatmosfæren er så rik på. To parallelle, lysende bånd oppstår, de vi ser fra bakken som flares (fig. 2.40), tilsvarende de parallelle polarlysene som en kan se fra satellitter utenfor jorda.



Figur 2.40: Figuren viser en sammenligning av dannelsen av nordlys og sørllys i jordas polare atmosfære og flares i solas atmosfære. Magnetfeltene mellom to magnetpoler forbundet med solflekker på sola spiller tilsvarende rolle som magnetfeltet mellom polene på jorda. Som plasma slynges inn mot jorda og ut av magnetosfæren, slynges plasma inn mot sola og ut i verdensrommet. Dette siste plasmaet kan så oppleve å ta del i nordlysprosessen om det skulle bli innfanget av jordas magnetfelt. (Fra Brekke, 1997.)

Noe av plasmaet som tar del i denne koplingsprosessen mellom magnetpolene på sola, kastes ut i rommet rundt sola, og dette strømmer i alle retninger, også mot jorda. Når disse plasmaskyene møter jordas magnetfelt, forårsaker de forstyrrelser og kan lede til nordlysutbrudd. Slike plasmaskyer sendes også ut fra jorda utover i halen fra koplingsområdet til magnetfeltet. Disse plasmaskyene forsvinner ut i verdensrommet som en del av solvinden og det plasmaet som alltid er der.



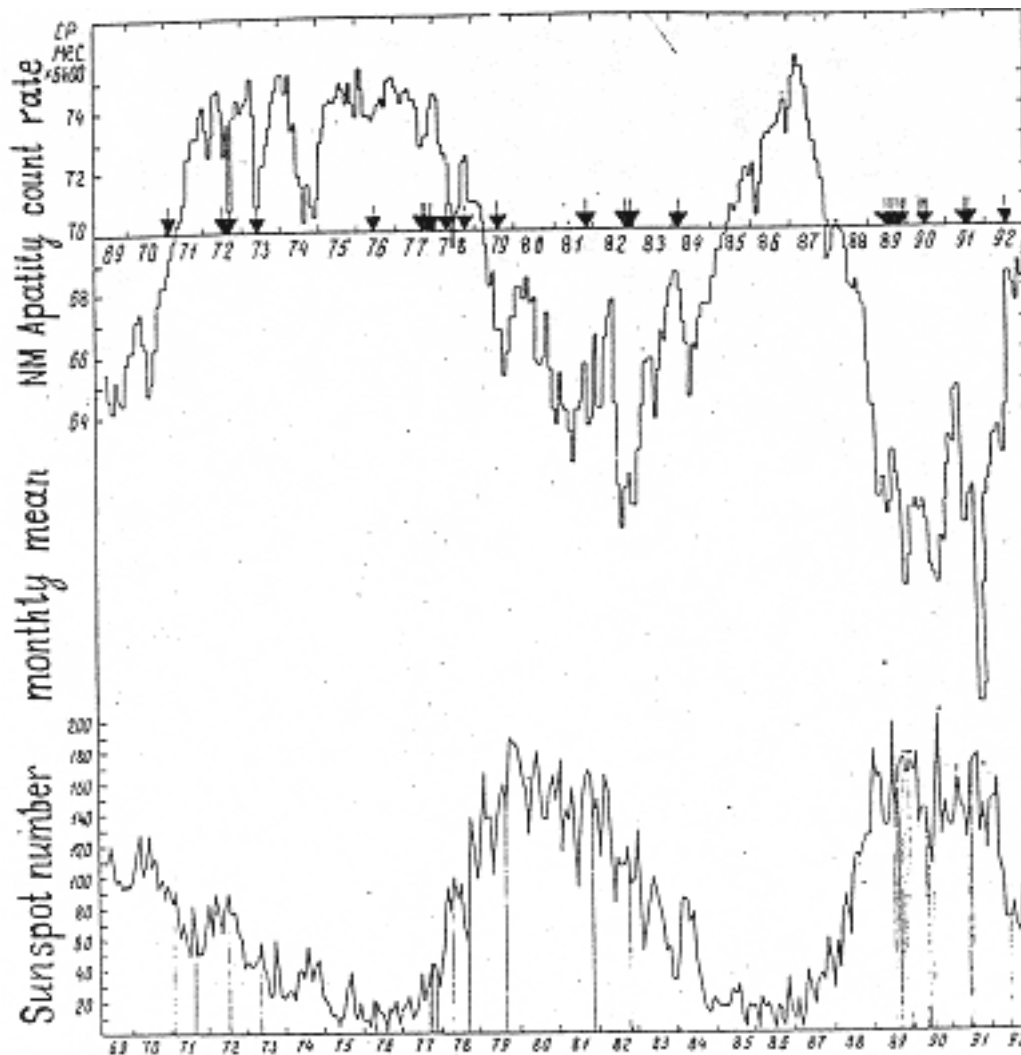
Figur 2.41: En tredimensjonal modell av magnetosfæren. Inntegnet er også jorda med to parallelle polarlysbånd. (Med tillatelse fra EISCAT Association, 1990.)

En tredimensjonal framstilling av magnetosfæren og solvinden er vist i fig. 2.41. Det er spesielt inntegnet partikler som kommer inn over polarkalotten som lager nordlys om dagen der. Disse partiklene kommer ganske direkte inn fra solvinden. Jorda er tegnet inn i et utsnitt ved siden av med de parallelle båndene av polarlys. Ionosfæren framstår som et tynt sjikt rundt jorda. Partiklene som lager nordlys om natten, er ikke inntegnet.

2.13 Effekten av kosmisk stråling på klimaet

Jorda er altså omgitt av et plasma som strømmer ut fra sola med skiftende styrke og skiftende tetthet - solvinden. Forstyrrelsene i solvinden har en tendens til å variere i forhold til solflekkaktiviteten. I perioden med mye solflekker er det ofte mye solvindplasma rundt jorda og omvendt.

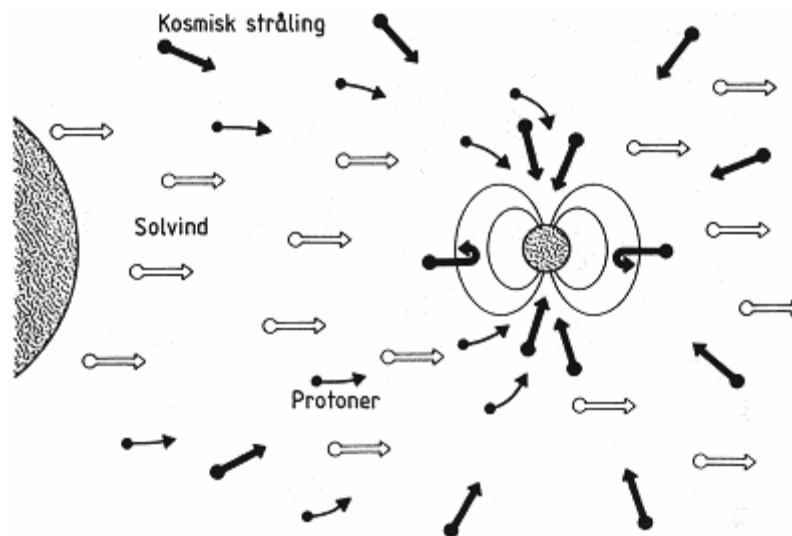
Universet som omgir oss representerer en ganske homogen kilde for kosmisk stråling, den strømmer inn mot jorda med noenlunde samme intensitet fra alle himmelretninger, og kilden varierer bare ubetydelig i styrke med tiden. Denne strålinga kalles ofte *galaktisk kosmisk stråling* (GCR).



Figur 2.42: Månedlige middelerverdier av intensiteten av kosmisk stråling slik denne er blitt observert fra Apatity på Kolahalvøya i perioden 1969 til 1993 sammenlignet med det midlere solflekktalet i samme periode. (Apatity-observatoriet, 1995.)

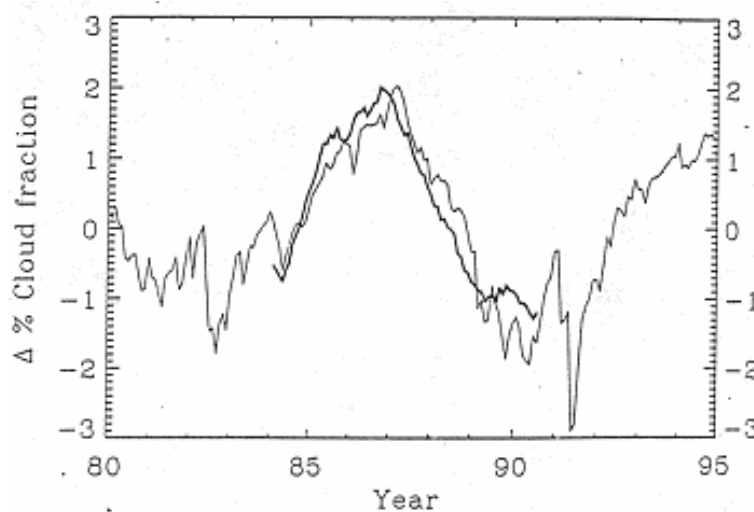
Dersom vi observerer den kosmiske strålinga som når bakken, finner vi imidlertid at den viser ganske klare tidsavhengige variasjoner, og det mest iøynefallende er at den kosmiske strålinga varierer i motfase med solfleckaktiviteten slik som det kommer klart fram i observasjonene i Apatity på Kolahalvøya, som vist her for perioden 1969-1993 i fig. 2.42.

En forstår denne sammenhengen slik at når det er høy solfleckaktivitet, er det så mye plasma omkring jorda som den kosmisk strålinga må trenge gjennom, at den blir sterkt absorbert før den kommer inn mot jordoverflaten. Når solfleckaktiviteten er lavere, trenger den kosmiske strålinga lettere gjennom solvindplasmaet, og en større strålingsdose når bakken. Dette er illustrert skjematisk i fig. 2.43.



Figur 2.43: En skjematisk framstilling av jorda og strålingsmiljøet omkring. Fra sola strømmer solvindplasmaet med vekslende intensitet avhengig av solflekksyklusen, mens den kosmiske strålinga strømmer noenlunde homogent og med konstant intensitet inn mot jorda fra universet. Protonene i solvinden slår av og til inn med ekstra intensitet over polarområdene.

Ved et arbeid som nylig er utført ved Dansk Meteorologisk Institutt har en gjort en sammenligning av variasjonene i det globale skydekket, slik disse kan bestemmes ut fra satellittmålinger, og sammenlignet disse med variasjonene i solflekketallet for perioden 1985 til 1991. Dette er vist i fig. 2.44.



Figur 2.44: Den tykke kurven gjengir det løpende 12-månedersmidlet av det globale skydekket for perioden 1984 til 1991 sammenlignet med variasjonene i de månedlige middelveiene av den kosmiske strålinga slik denne er observert i Climax, Colorado i perioden 1980 til 1995 (den tynne kurven). (Fra Svensmark og Friis-Christensen, 1997.)

Det er en slående sammenheng mellom økningen i intensiteten i kosmisk stråling og skydekket, med et klart maksimum i begge parametre rundt 1987.

En mulig forklaring på dette er at de høyenergetiske kosmiske strålene som når ned i troposfæren, danner kondenskjerner for vanndamp som dermed former skyer. Når det er mye kosmisk stråling som i år med lav solflekkaktivitet, skulle en altså forvente mere skyer. Om

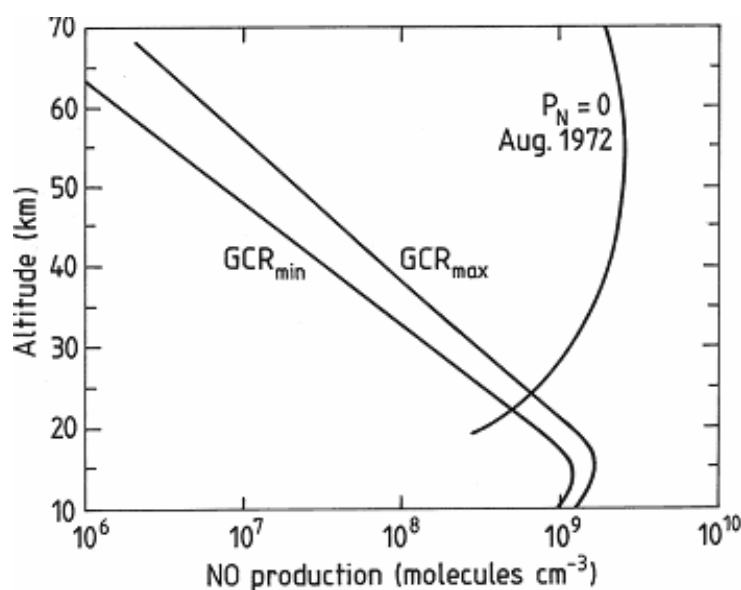
det nå er slik at skyene reduserer energien i solstrålinga som faller inn mot jorda på grunn av en økende albedo, bør vi forvente lavere globale temperaturer i år med lav solaktivitet.

I fig. 1.9 har vi vist at den globale middeltemperaturen øker når solflekkysyklusene er korte og omvendt. Videre kan vi se fra fig. 1.6 og 1.7 at de lengste solflekkysyklusene har de lengste perioder med lav solflekkaktivitet. Dermed vil en i disse solflekkysyklusene få den største dosering av kosmisk stråling og dermed også mest skydannelse.

Ut fra disse sammenhengene mellom kosmisk stråling, solflekkysyklusen, den globale skydannelse og den midlere globale temperaturen kan en ikke som de fleste modeller gjør, se bort fra disse påvirkningene på jordas klima fra disse ytre kildene.

2.14 Kosmisk stråling og ozon

Den høyenergetiske kosmiske strålinga må også passere ozonlaget og kan derfor ha muligheter til å påvirke dette. I fig. 2.45 er det gjengitt noen beregninger over dannelsen av NO i atmosfæren på grunn av kosmisk stråling ved høy og lav strålingsaktivitet. Fra avsnitt 1.8 vet vi at NO er en naturlig faktor ved nedbrytninga av ozon. Produksjonen av NO i høydeområdet 10-35 km hvor ozonlaget befinner seg, er størst i perioder med sterk kosmisk innstråling, altså ved lav solaktivitet. Vi skal derfor kunne forvente at ozon har en naturlig reduksjon i perioder med lav solflekkaktivitet. I fig. 2.44 er det også gjengitt noen beregninger av en produksjonsprofil av NO under et sterkt tilfelle av protoninnstråling i den polare atmosfæren i august 1972. Disse protonene sendes av og til ut fra sola i forbindelse med sterke solare flares og legger seg som et teppe i den øvre polare atmosfæren. Denne strålinga kalles ofte *solar kosmisk stråling* (SCR). Idet de forårsaker sterk ionisering i den øvre atmosfæren med påfølgende absorpsjon av radiobølger, kalles disse tilfellene for Polar Cap Absorption (PCA). I fig. 2.45 ser en at disse protonene kan produsere NO via kjemiske reaksjoner i betydelige mengder helt ned til 20 km, og over 30 km er produksjonen av NO på grunn av disse protonene fra sola 1000 ganger mer intens enn for den kosmiske strålinga. Under slike kraftige PCA-tilfeller kan vi derfor vente svekkelse av ozoninnholdet i den polare atmosfæren. Slike tilfeller kan vare fra en dag eller to til en uke eller to.



Figur 2.45: Beregnede profiler av NO-produksjonen i atmosfæren på grunn av kosmisk stråling ved høy (GCR_{max}) og lav (GCR_{min}) strålingsintensitet og ved såkalte solare protoner ($P_N = 0$).

2.A Matematisk beskrivelse av magnetfeltet

2.A.1 Det magnetiske potensialet

Matematisk kan en beskrive det geomagnetiske feltet med potensialet til en magnetisk dipol med dipolmomentet \mathbf{M}_0 i første tilnærming. Dette momentet består egentlig av tre delkomponenter: \mathbf{M}_1 , \mathbf{M}_2 og \mathbf{M}_3 (fig. 2.A.1) hvor \mathbf{M}_1 er rettet antiparallelt til jordas rotasjonsakse, og \mathbf{M}_2 og \mathbf{M}_3 ligger i ekvatorplanet. Summen av disse tre er det endelige dipolmomentet

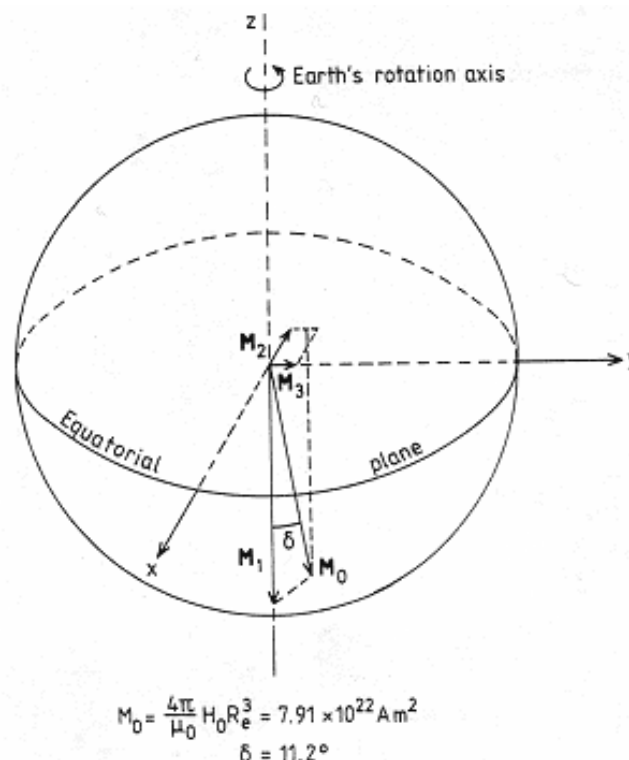
$$\mathbf{M}_0 = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 \quad (1)$$

hvor

$$\mathbf{M}_1 = -7,77 \times 10^{22} \hat{\mathbf{z}} \text{ (A m}^2\text{)} \quad (2)$$

$$\mathbf{M}_2 = -0,48 \times 10^{22} \hat{\mathbf{x}} \text{ (A m}^2\text{)} \quad (3)$$

$$\mathbf{M}_3 = +1,41 \times 10^{22} \hat{\mathbf{y}} \text{ (A m}^2\text{)} \quad (4)$$



Figur 2.A.1: De tre dipolleddene \mathbf{M}_1 , \mathbf{M}_2 og \mathbf{M}_3 som en i første tilnærming kan beskrive jordas magnetfelt med. Summen av disse tre momentene er det endelige magnetiske dipolmoment \mathbf{M}_0 som danner vinkelen δ med jordas rotasjonsakse. (Fra Brekke, 1997.)

Alle verdiene er gitt i A m^2 etter referansemодellen (IGRT 90) fra 1990. $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$, $\hat{\mathbf{z}}$ er **enhetsvektorer** som refererer seg til fig. 2.A.1. Størrelsen av \mathbf{M}_0 blir etter dette:

$$M_0 = (M_1^2 + M_2^2 + M_3^2)^{1/2} \quad (5)$$

som innsatt fra (2)-(4) gir:

$$M_0 = 7,91 \times 10^{22} \text{ A m}^2 \quad (6)$$

Vinkelen, δ , som \mathbf{M}_0 danner med jordaksen, er gitt ved:

$$\arctan \delta = \frac{(M_2^2 + M_3^2)^{1/2}}{M_1} \quad (7)$$

Innsatt i (2)-(4) finner en:

$$\delta = 11,2^\circ \quad (8)$$

Om en nå lar dette dipolmomentet \mathbf{M}_0 danne origo i koordinatsystemet (x,y,z) i fig. 2.A.2, kan en beskrive det magnetiske dipolmomentet ved

$$\mathbf{M}_0 = -M_0 \hat{\mathbf{z}} \quad (9)$$

og det magnetiske potensialet i en avstand \mathbf{r} fra origo er:

$$V_M = -\frac{\mu_0}{4\pi} M_0 \nabla \left(\frac{1}{r} \right) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{M}_0 \cdot \mathbf{r}}{r^3} \quad (10)$$

hvor $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ er permeabilitetskonstanten. Om en heller velger å uttrykke dette ved polarkoordinater (r, ϕ, θ) , får en:

$$V_M = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M_0 z}{r^3} = -\frac{\mu_0 M_0}{4\pi} \frac{\cos \theta}{r^2} \quad (11)$$

Komponentene av det magnetiske feltet er definert ved

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial V_M}{\partial r} = -\frac{\mu_0 M_0}{2\pi} \frac{\cos \theta}{r^3} \quad (12)$$

$$B_\phi = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V_M}{\partial \phi} = 0 \quad (13)$$

$$B_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial V_M}{\partial \theta} = -\frac{\mu_0 M_0}{4\pi} \frac{\sin \theta}{r^3} \quad (14)$$

$B_\phi = 0$ fordi feltet er symmetrisk om z -aksen.

2.A.2 De magnetiske komponentene

Om vi i stedet for kolatituden θ velger den magnetiske latituden λ_m , finner vi (fig. 2.A.2)

$$\lambda_m = 90 - \theta \quad (15)$$

og for enhetsvektorene:

$$\hat{\lambda}_m = -\hat{\theta} \quad (16)$$

Fra fig. 2.A.3 ser en nå at siden $B_\phi = 0$, blir

$$\mathbf{B} = B_r \hat{\mathbf{r}} + B_\lambda \hat{\lambda}_m \quad (17)$$

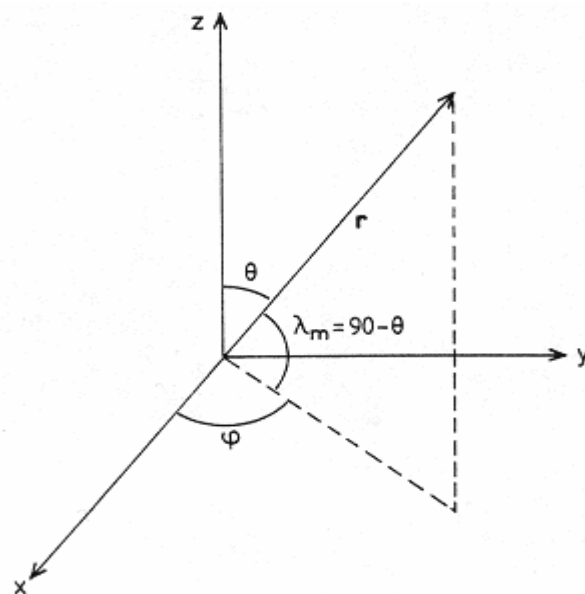
hvor

$$B_r = -\frac{\mu_0 M_0}{2\pi} \frac{\sin\lambda_m}{r^3} \quad (18)$$

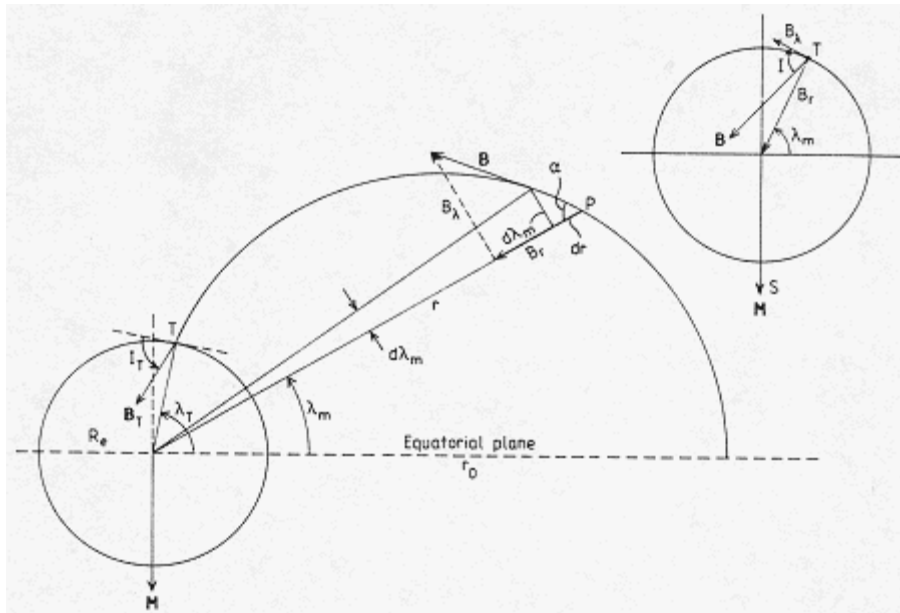
$$B_\phi = 0$$

$$B_\lambda = \frac{\mu_0 M_0}{4\pi} \frac{\cos\lambda_m}{r^3} \quad (19)$$

Styrken til magnetfeltet på et sted i rommet i avstand r fra dipolens senter blir:



Figur 2.A.2: Koordinatsystemet brukt i teksten. (Fra Brekke, 1997.)



Figur 2.A.3: En illustrasjon av geometrien til en magnetisk feltlinje. (Fra Brekke, 1997.)

$$B = (B_r^2 + B_\phi^2 + B_\lambda^2)^{1/2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M_0}{r^3} (1 + 3\sin^2 \lambda_m)^{1/2} \quad (20)$$

Idet det magnetiske moment kan uttrykkes ved

$$M_0 = \frac{4\pi}{\mu_0} H_0 R_e^2 \quad (21)$$

hvor R_e er jordas radius, blir den magnetiske feltstyrken på et sted på jordas overflate:

$$B = H_0 (1 + 3\sin^2 \lambda_m)^{1/2} \quad (22)$$

hvor $H_0 = 30319$ nanotesla $= 3,0 \times 10^{-5}$ tesla.

Magnetfeltstyrken på jordoverflaten er altså på grunn av symmetrien i feltet bestemt ved den magnetiske breddegraden alene. Ved Nordpolen er

$$B_p = 2H_0 \quad (23)$$

mens den tilsvarende verdien ved ekvator blir

$$B_e = H_0 \quad (24)$$

Magnetfeltet ved polene er altså dobbelt så sterkt som ved ekvator. I Tromsø tilsvarer den magnetiske breddegraden $\lambda_m = 66,97^\circ$, og feltstyrken skulle dermed bli $B_T = 57051$ nanotesla, som er mindre enn 10% forskjellig fra dagens målte verdi.

2.A.3 Formen på magnetfeltlinjene

Ved å benytte (2.A.18), (2.A.19) og (2.A.21) i (2.A.17) får en

$$\mathbf{B} = B_r \hat{\mathbf{r}} + B_\lambda \hat{\boldsymbol{\lambda}}_m = H_0 (-2 \sin \lambda_m \hat{\mathbf{r}} + \cos \lambda_m \hat{\boldsymbol{\lambda}}_m) \quad (25)$$

Idet inklinasjonsvinkelen I er definert som vinkelen magnetfeltet danner med horisontalplanet på stedet, blir

$$\tan I = -\frac{B_r}{B_\lambda} = 2 \tan \lambda_m \quad (26)$$

I Tromsø finner vi dermed at $I = 78,0^\circ$, mens den målte verdien er $77,9^\circ$ for tiden.

Fra fig. 2.A.3 legger vi merke til at vinkelen α som \mathbf{B} danner med radiusvektor \mathbf{r} er gitt ved:

$$\tan \alpha = \frac{B_\lambda}{B_r} = \frac{r d\lambda_m}{dr} \quad (27)$$

Fra (2.A.25) finner vi:

$$\frac{B_\lambda}{B_r} = -\frac{\cos \lambda_m}{2 \sin \lambda_m} \quad (28)$$

og dermed blir

$$\frac{dr}{r} = -2 \frac{\sin \lambda_m}{\cos \lambda_m} d\lambda_m \quad (29)$$

Ved å integrere denne får vi:

$$\ln r = 2 \ln \cos \lambda_m + C \quad (30)$$

hvor C er en konstant. Om $r = r_0$ er avstanden fra den magnetiske dipolen i jordas sentrum til det punkt hvor en magnetisk feltlinje skjærer gjennom ekvatorplanet,

så er den magnetiske breddegraden for dette punktet $\lambda_m = 0$. Dermed blir

$$C = \ln r_0 \quad (31)$$

Den magnetiske feltlinja for en symmetrisk dipol er altså beskrevet ved:

$$r = r_0 \cos^2 \lambda_m \quad (32)$$

hvor r er avstand fra jordas sentrum til et punkt på feltlinja, og λ_m er breddegraden til dette punktet.

For et sted på jorda vil $r = R_e$, og en finner at magnetfeltlinja som skjærer jordoverflaten ved en breddegrad λ_m , skjærer ekvatorplanet i en avstand r_0 gitt ved:

$$r_0 = \frac{R_e}{\cos^2 \lambda_m} \quad (33)$$

For Tromsø vil spesielt $r_0 = 6,53 R_e$.

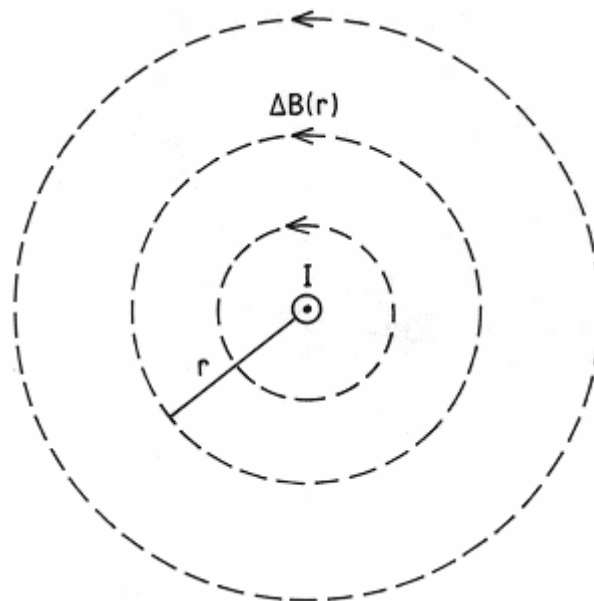
Vi oppgir gjerne dette forholdet med L -verdien til et sted, gitt ved

$$L = \frac{r_0}{R_e} = \frac{1}{\cos^2 \lambda_m} \quad (34)$$

For Tromsø er altså L -verdien lik 6,53.

Det kan være verdt å legge merke til at om vi beregner avstanden fra jordas sentrum til en geostasjonær satellitt ved hjelp av (1.B.30), så finner vi at denne er $6,63 R_e$. Magnetfeltlinja fra et sted innenfor nordlyssonen passerer ekvatorplanet omtrent der hvor jordas tyngdekraft er ved å miste overtaket.

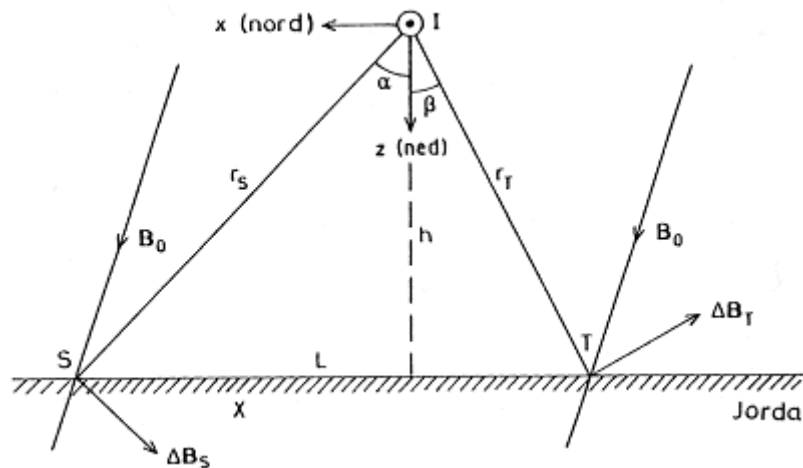
2.A.4 Høyden av en nordlysstrøm



Figur 2.A.4: Magnetfeltet rundt en rett strømførende leder kan anskueliggjøres med konsentriske sirkler med lederen i sentrum.

Vi vet at om vi har en uendelig lang, rett leder som fører en strøm I , vil det dannes magnetfeltlinjer som danner konsentriske ringe rundt lederen. Om lederen med strømmen I er rettet ut av planet som fig. 2.A.4 viser, vil magnetfeltlinjene danne lukkede sirkler rettet mot klokka, og sentrum for sirklene er i lederen selv. I avstand r fra lederen vil magnetfeltstyrken $\Delta B(r)$ på grunn av strømmen I være gitt ved

$$\Delta B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (35)$$



Figur 2.A.5: En skjematisk illustrasjon av en uendelig lang, rett elektrisk linjestrøm forbundet med nordlys.

En kan tenke seg at den elektriske strømmen forbundet med en nordlysbue er en uendelig lang, rett linjestrøm i øst-vest retninga slik om antydnet i fig. 2.A.5. Her befinner den elektriske strømmen med strømstyrke I seg i en høyde h over bakken mellom to stasjoner S og T i avstand L fra hverandre. L er ikke større enn at magnetfeltlinjene \mathbf{B}_0 på de to stedene er parallelle. \mathbf{B}_0 er gitt ved

$$\mathbf{B}_0 = B_0^x \hat{x} + B_0^z \hat{z} \quad (36)$$

På de to stedene S og T måles de magnetiske utslagene $\Delta\mathbf{B}_S$ og $\Delta\mathbf{B}_T$ på grunn av strømmen henholdsvis. Disse utslagene er gitt ved

$$\Delta\mathbf{B}_S = \Delta X_S \hat{x} + \Delta Z_S \hat{z} \quad (37)$$

$$\Delta\mathbf{B}_T = \Delta X_T \hat{x} + \Delta Z_T \hat{z} \quad (38)$$

På grunn av Amperes lov (35) må $\Delta\mathbf{B}_S$ og $\Delta\mathbf{B}_T$ stå loddrett på linjene r_S og r_T henholdsvis. Vi finner derfor ved hjelp av likeformede trekanter at

$$\tan\alpha = \frac{x}{h} = \frac{\Delta Z_S}{\Delta X_S} \quad (39)$$

$$\tan\beta = \frac{L-x}{h} = \frac{\Delta Z_T}{\Delta X_T} \quad (40)$$

Ved å legge sammen (39) og (40) og løse med hensyn på h , får vi

$$h = \frac{L}{\frac{\Delta Z_S}{\Delta X_S} + \frac{\Delta Z_T}{\Delta X_T}} \quad (41)$$

Dermed er høyden bestemt av målingene av utslagene i magnetfeltene fra to steder i en kjent avstand fra hverandre.

En kan også fra denne enkle modellen finne styrken i strømmen ved hjelp av Amperes lov.

Med utgangspunkt i målingene i S er

$$x = h \cdot \frac{\Delta Z_S}{\Delta X_S} = L \cdot \frac{\frac{\Delta Z_S}{\Delta X_S}}{\frac{\Delta Z_S}{\Delta X_S} + \frac{\Delta Z_T}{\Delta X_T}} \quad (42)$$

Videre er

$$r_S = \sqrt{h^2 + x^2} = L \cdot \frac{\frac{\Delta Z_S}{\Delta X_S}}{\frac{\Delta Z_S}{\Delta X_S} + \frac{\Delta Z_T}{\Delta X_T}} \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta Z_S}{\Delta X_S} \right)^2} \quad (43)$$

Dessuten er

$$\Delta B_S = \Delta X_S \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta Z_S}{\Delta X_S} \right)^2} \quad (44)$$

slik at

$$\begin{aligned} I &= \frac{2\pi}{\mu_0} r_S \cdot \Delta B_S \\ &= \frac{2\pi}{\mu_0} L \cdot \Delta X_S \frac{1 + \left(\frac{\Delta Z_S}{\Delta X_S} \right)^2}{1 + \frac{\Delta Z_T}{\Delta X_T} \cdot \frac{\Delta Z_S}{\Delta X_S}} \end{aligned} \quad (45)$$

Oppgave

La $L = 200$ km og $\Delta X_T = 1,42 \times 10^{-6}$ tesla, $\Delta Z_T = 0,59 \times 10^{-6}$ tesla, $\Delta X_S = 0,65 \times 10^{-6}$ tesla, $\Delta Z_S = -0,81 \times 10^{-6}$ tesla, og beregn:

$$(\mu = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m})$$

- (a) Høyden h av nordlysstrømmen.
- (b) Strømstyrken I i nordlysstrømmen.
- (c) Bestem uttrykket for I med utgangspunkt i målingene i T .

La strømmen I bevege seg langs x -aksen loddrett på strømrretninga med hastighet v .

- (d) Vis at denne hastigheten kan uttrykkes som:

$$v = h \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta Z_S}{\Delta X_S} \right) = -h \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta Z_T}{\Delta X_T} \right) \quad (46)$$

2.B Kosmisk stråling

2.B.1 Stivhet og kinetisk energi

Partiklene i kosmisk stråling har så høy energi ($1 \text{ GeV} = 1,6 \times 10^{-10}$ joule) at en må benytte relativitetsteori for å kunne beskrive bevegelsen til dem.

Dersom partikkelen har en hvilemasse m_0 og den kinetiske energien er E , blir partikkelens totale energi

$$E_T = E + m_0 c^2 = mc^2 = \gamma m_0 c^2 \quad (1)$$

hvor c er lysets hastighet, m den relativistiske massen

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \gamma m_0 \quad (2)$$

hvor v er partikkelens hastighet, og

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (3)$$

er den relativistiske parameteren.

Fra kvantemekanikken er sammenhengen mellom partikkelens bevegelsesmengde p og den totale energien gitt ved

$$E_T^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad (4)$$

eller

$$\begin{aligned} p^2 c^2 &= \gamma^2 m_0^2 c^4 - m_0^2 c^4 \\ &= (\gamma^2 - 1) m_0^2 c^4 \end{aligned} \quad (5)$$

Partikkelens stivhet er definert ved

$$\rho = \frac{pc}{q} \quad (6)$$

hvor q er partikkelens ladning. Dermed blir

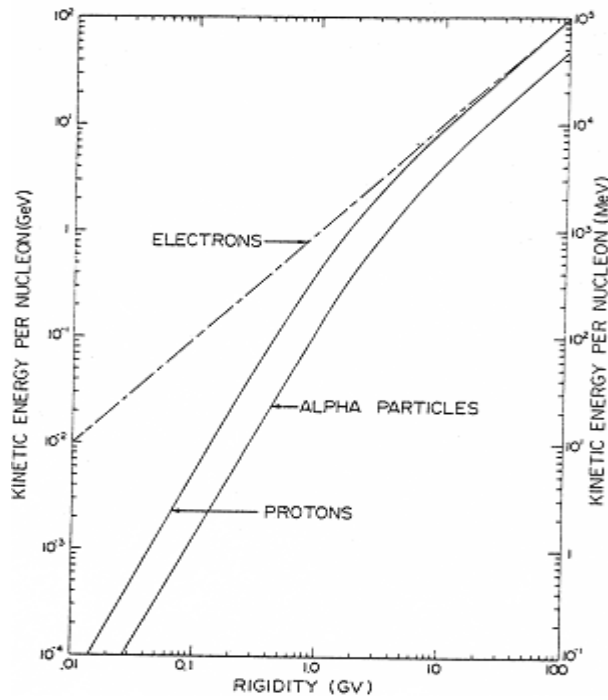
$$\rho = \frac{(\gamma^2 - 1)^{1/2} m_0 c^2}{q} \quad (7)$$

Lar vi nå antall nukleoner i partikkelen være A og hvileenergien pr. nukleon være ϵ_0 mens den atomære ladningen er $Z \cdot e$, blir

$$\rho = \frac{A}{Z \cdot e} (\gamma^2 - 1)^{1/2} \epsilon_0 = \frac{A}{Z \cdot e} \sqrt{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}} \epsilon \quad (8)$$

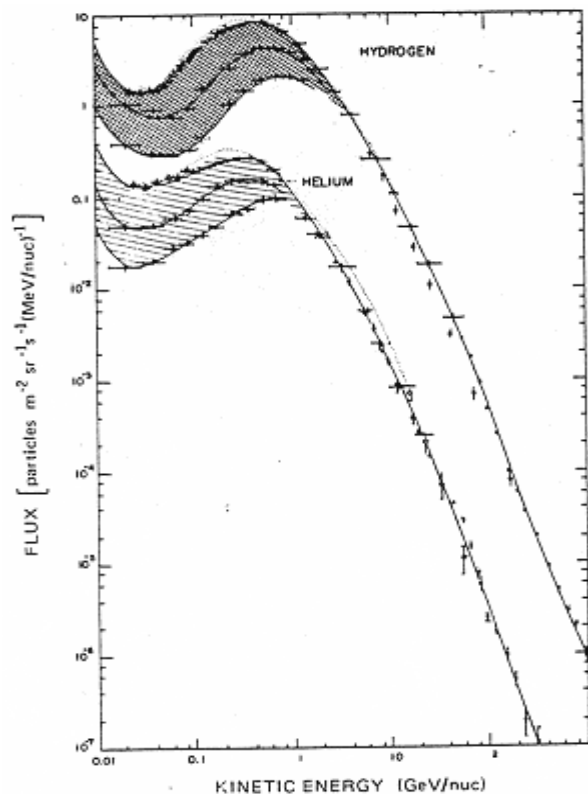
Dette er stivheten for en partikkel med atomært nummer A og antall ladninger Z uttrykt med den kinetiske energien ϵ pr. nukleon. Denne er gitt ved:

$$\epsilon = (\gamma - 1) \epsilon_0 \quad (9)$$



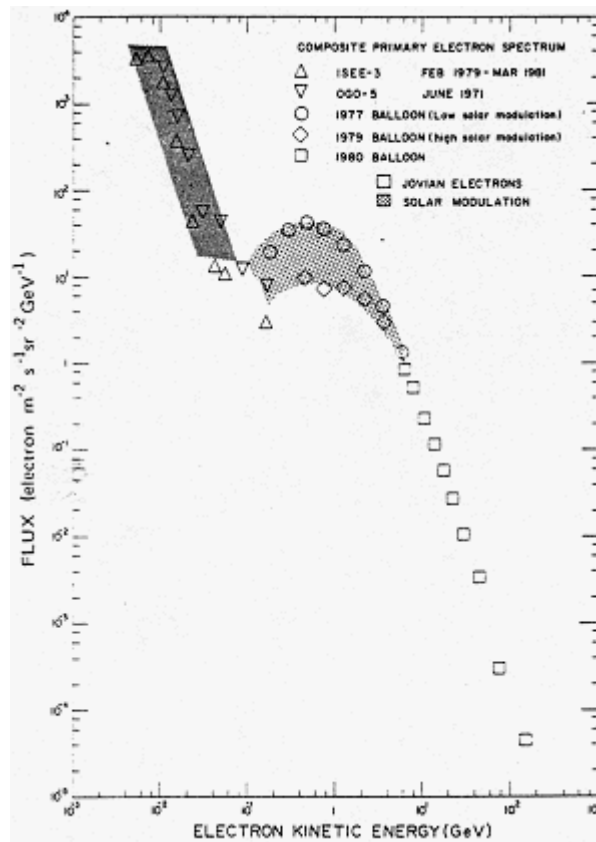
Figur 2.B.1: Sammenhengen mellom stivhet og kinetisk energi for elektroner, protoner og alfapartikler i kosmisk stråling. (Fra Jursa, 1985.)

Fig. 2.B.1 viser sammenhengen mellom stivheten og kinetisk energi for elektroner, protoner og alfapartikler. For stivheter over omlag 1 GV er måltallene for stivhet i GV og kinetisk energi i GeV, omlag de samme for protoner og elektroner. For alfapartikler er måltallet for stivhet en faktor 2 større enn for kinetisk energi i det samme området.



Figur 2.B.2: Spektra av hydrogen- (protoner) og helium- (alfa) partikler forbundet med kosmisk stråling. Kurven til hydrogen er multiplisert med en faktor 5. De skraverte områdene viser variasjoner i løpet av en solflekksyklus. De høyeste verdiene gjelder solflekksminimum. (Fra Jursa, 1985.)

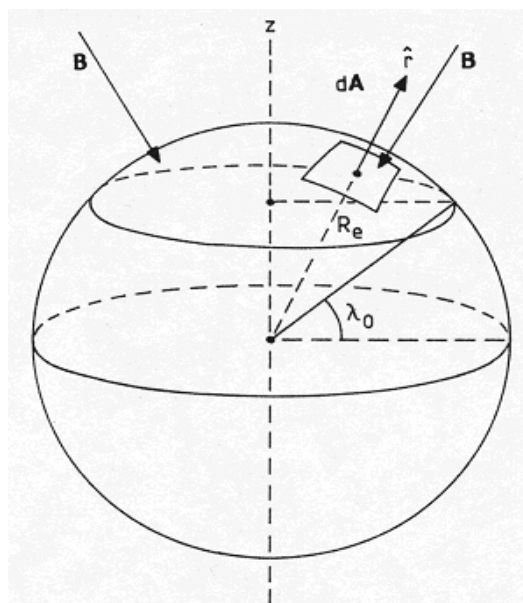
Fig. 2.B.2 og 2.B.3 viser noen typiske energispektra av den kosmiske strålinga. Selv om det meste av de kosmiske partiklene har energier rundt 1 GeV eller mindre og derfor ikke er i stand til å nå bakken ved lavere bredder enn ca. 60° , er det en betydelig mengde partikler med energier over 10 GeV. Merk at 1 GeV = $1,6 \times 10^{-10}$ joule er energien et elektron eller et proton får ved å bevege seg over et potensial på 1 GV = 10^9 V.



Figur 2.B.3: Energispektra av elektroner i kosmisk stråling. (Fra Jursa, 1985.)

2.C Magnetisk fluks og magnetisk latitude

2.C.1 Den magnetiske fluks i nordlysringen



Figur 2.C.1: Nordlysringen er plassert ved breddegraden λ_0 .

Anta at det magnetiske feltet rundt jorda er symmetrisk rundt jordaksen og at nordlysringen er plassert ved den magnetiske breddegraden λ_0 . Fra (2.A.25) har vi at magnetfeltet ved breddegraden λ er:

$$\mathbf{B} = H_0 (-2\sin\lambda \hat{\mathbf{r}} + \cos\lambda \hat{\boldsymbol{\lambda}}_m) \quad (1)$$

Den magnetiske fluksen gjennom et lite arealelement $d\mathbf{A}$ er gitt ved

$$d\phi = \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \quad (2)$$

hvor $d\mathbf{A}$ er arealvektoren for det lille arealelementet. Vi legger merke til at

$$d\mathbf{A} = dA \cdot \hat{\mathbf{r}} = R_e d\lambda \cdot R_e \cos\lambda d\phi \hat{\mathbf{r}} \quad (3)$$

hvor ϕ er asimutvinkelen og R_e er jordas radius. Dermed blir

$$d\phi = -H_0 R_e^2 2\sin\lambda \cos\lambda d\lambda d\phi \quad (4)$$

Over hele kulekalotten blir fluksen:

$$\begin{aligned} \phi &= -H_0 R_e^2 \int_{\lambda_0}^{\pi/2} 2 \sin\lambda \cos\lambda d\lambda \int_0^{2\pi} d\phi \\ &= +2\pi H_0 R_e^2 \left| \cos^2 \lambda \right|_{\lambda_0}^{\pi/2} = -2\pi H_0 R_e^2 \cos^2 \lambda_0 \end{aligned} \quad (5)$$

2.C.2 Magnetisk latitude

Den magnetiske breddegraden λ_m for et sted på jorda med geografiske koordinater (λ, ϕ) , hvor λ er geografisk bredde og ϕ er geografisk lengde, er gitt ved:

$$\sin\lambda_m = \sin\lambda_p \sin\lambda + \cos\lambda_p \cos\lambda \cos(\phi_p - \phi)$$

hvor $\lambda_p = 78,8^\circ$ N og $\phi_p = 289,1^\circ$ Ø er de geografiske koordinatene for den geomagnetiske nordpol.

2.C.3 Oppgave om nordlysringen

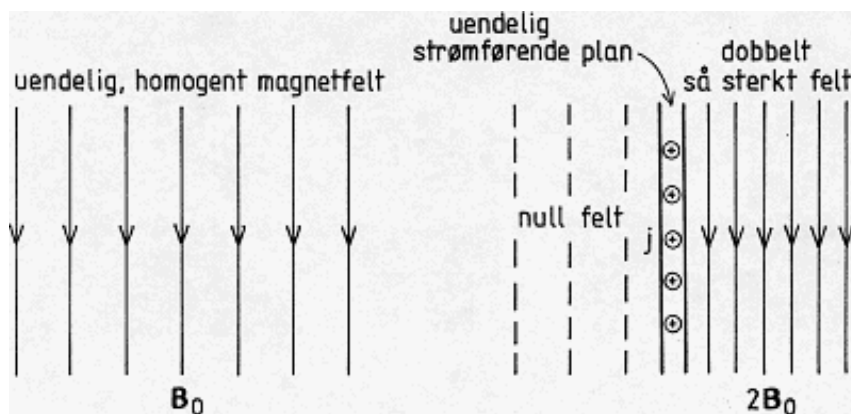
Vi antar nå at fluksen innenfor nordlysringen forblir konstant idet den er bestemt av forholdene i solvinden etc. For tiden er nordlysringen ved $\lambda_m = 67^\circ$.

- (a) Bestem ved hvilken breddegrad den ville være om magnetfeltet ble redusert til halvparten av dagens verdi.
- (b) Vi antar at magnetfeltet reduseres med en faktor 0,001 i året. Bestem når nordlysringen vil være ved ekvator.

- (c) Bestem hvor nordlysringen var for 2000 år siden
- (d) Lag en kurve som viser sammenhengen mellom tid og breddegrad for nordlysringen.

2.D Dannelse av magnetopausen

2.D.1 Strømførende plan



Figur 2.D.1: Til venstre et uendelig homogent magnetfelt med feltstyrke B_0 . Til høyre en uendelig flatestrøm rettet ut av arket, hvor strømstyrken j , er avpasset slik at feltet blir null til venstre for lederen og $2B_0$ til høyre for denne.

En kan tenke seg et uendelig homogent magnetfelt, B_0 , som vist i fig. 2.D.1. Ved å plassere en uendelig strømførende flate i dette feltet med en strømtetthet j kan en justere strømmen til magnetfeltet forsvinner på den ene siden og blir dobbelt så sterkt på den andre.

Idet magnetfeltet rundt en uendelig strømførende flate med strømtetthet j er

$$B = \frac{\mu_0 j}{2} \quad (1)$$

må strømmen i flaten være

$$j = \frac{2B_0}{\mu_0} \quad (2)$$

for at det beskrevne forholdet skal opptre.

På denne måten kan en forestille seg at det utenfor jorda befinner seg en strøm som avgrenser jordas magnetfelt, slik at utenfor denne strømmen er jordas magnetfelt redusert til null, mens på innsiden er det dobbelt så sterkt som det ville ha vært for en dipol. Rommet til høyre for strømfalten tilsvarer magnetosfæren, og rommet til venstre det interplanetariske rom.

2.D.2 Trykket i solvinden og avstand til magnetopausen

Det er partikkelstrømmen fra sola-solvinden og det interplanetariske magnetfeltet som påvirker jordas magnetfelt på denne måten. De elektrisk ladede partiklene i solvinden beveger seg med en hastighet i nærheten av jorda på $v = 400$ km/s eller mer, og når disse møter jordas magnetfelt, opplever de det som en hindring, et mottrykk, om en vil.

Trykket som solvinden representerer er:

$$p_S = 2mnv^2 \quad (3)$$

hvor m er massen og n er tettheten av partiklene i solvinden. Trykket som magnetfeltet representerer mot elektriske ladninger, er:

$$p_B = \frac{B_m^2}{2\mu_0} \quad (4)$$

hvor B_m er magnetfeltet ved magnetopausen. I og med at dette er dobbelt så sterkt som dipolfeltet, finner vi:

$$B_m = 2B_0 \left(\frac{R_e}{r_0} \right)^3 \quad (5)$$

hvor r_0 er avstanden til magnetopausen fra jordas sentrum slik den framkommer i fig. 2.24. I og med at solvindtrykket og dette magnetiske trykket balanserer hverandre ved magnetopausen, er

$$2mnv^2 = \frac{2B_0^2}{\mu_0} \left(\frac{R_e}{r_0} \right)^6 \quad (6)$$

Avstanden til magnetopausen blir dermed

$$r_0 = \left(\frac{B_0^2}{\mu_0 mnv^2} \right)^{1/6} R_e \quad (7)$$

For $v = 400$ km/s, $m = m_p = 1,672 \times 10^{-27}$ kg, $n = 5 \times 10^6$ m⁻³ og $B_0 = 3 \times 10^{-5}$ tesla finner vi

$$r_0 = 9 R_e \quad (8)$$

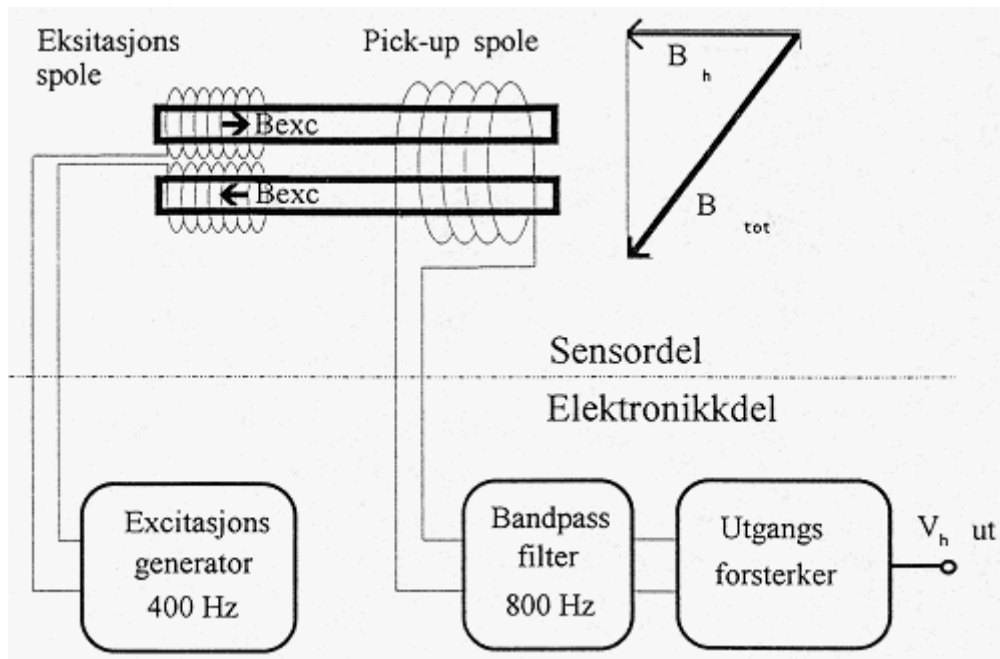
2.D.3 Oppgaver om magnetopausen

- (a) La solvinden ha hastighetene $v_1 = 340$ km/s og $v_2 = 570$ km/s mens forholdene ellers er de samme som ovenfor. Beregn r_0 i disse to tilfellene.
- (b) Hvor stor måtte v være for at $r_0 = 5 R_e$?
- (c) La dipolmomentet avta til halvparten av dagens verdi. Hvor langt fra jorda ville magnetopausen havne?

2.E Fluxgate-magnetometer

Et av hovedinstrumentene i geofysiske målinger er magnetometre, et instrument for måling av jordas magnetfelt. Disse har gjennom årene vært basert på flere prinsipper, men den mest anvendte type i dag er det såkalte fluxgate-magnetometeret. Etter som det lokale statiske feltet er mye sterkere (ca. 60 000 nT) enn de små variasjonene en er interessert i å måle, ofte ned til noen få nT, for- søker en å kompensere for det lokale statiske feltet, slik at en i praksis måler små variasjoner om et satt, kjent nullpunkt. Signalvariasjonene en ønsker å måle, vil være fra ca. 0,1-1000 nT i et frekvensområde fra likestrøm til 20-30 Hz for moderne magnetometre.

Arbeidsprinsippet for fluxgate-magnetometeret benyttes også i radiokompass, men her er en selvfølgelig kun interessert i feltets retning og ikke i en kalibrert styrke.



Figur 2.E.1: Prinsipp-skisse for 1-kanals fluxgate. (Fra Wold, 1997.)

Fig. 2.E.1 viser en enkel prinsipp-skisse for en fluxgate-sensor. Den kan bygges på flere måter, men en av de enkleste består av to parallelle staver med relativt høy permeabilitet, vanligvis en ferritforbindelse. (Ferrit er jernoksyder som males til pulver og blandes med en bindemasse, slik at massen kan formes til f.eks. stenger, ringer, o.l.) Hver stav påvikles en eksitasjonsvikling, og viklingene på de to stavene serieforbindes slik at eksitasjonsstrømmen fra generatoren setter opp et like stort, men motsatt rettet magnetfelt i de to stavene, og strømmen settes slik at de to kjernestavene drives hardt i metning. En felles pickup-vingling for de to stavene fanger opp et induisert signal fra kjernen. Dersom en forutsetter at kjernen ikke påvirkes av et eksternt magnetfelt, vil feltet fra de to stavene kansellere hverandre, og signalet på pickup-spolen vil bli null. Dersom en utsetter kjernen for et eksternt magnetfelt B_{tot} som har en komponent B_h som er parallell med kjernen, forskyves hysteresekurven for de to kjernehalvdelene, slik at en får induisert en restspenning i pickup-spolen. Når en magnetisk krets drives i metning, oppstår en midlertidig reduksjon av permeabiliteten. Siden dette skjer både ved positiv og ved negativ retning på feltet i kjernen, vil det oppstå en frekvens på pickup-siden som er 2 ganger eksitasjonsfrekvensen. I praksis vil det også være en viss direkte kopling mellom eksitasjons- og pickup-vinglingene, slik at både grunnfrekvensen og en mengde odde-harmoniske vil forplante seg gjennom sensoren selv når denne ikke er påvirket av et eksternt felt. Denne "lekkasjen" er uønsket, og høyere ordens odde-harmoniske steller ofte til ulineariteter i forsterkerne, slik at en innfører et båndpassfilter og filtrerer ut kun den andre harmoniske. Styrken til dette signalet er proporsjonal med styrken til den eksterne komponenten B_h . Til sist setter en sammen tre slike énaksesensorer til en felles treaksekjern, hvor eksitasjonsviklingene for de tre delkjernene serieforbindes slik at aksene til enhver tid har samme eksitasjonsstrøm. Ved oppstilling av sensorhodet orienteres aksene slik at en akse justeres parallelt med *magnetisk nord* og horisontalt. Denne aksene defineres som H -aksen, dvs. magnetisk nord-akse. I tillegg får vi en D -akse, deklinasjon eller misvisning, og Z -akse som er den vertikale aksene. Denne oppstillingen av sensorene er mest brukt på høyere breddegrader, mens en ved montering på midlere og lavere breddegrader ofte justerer sensorene etter *geografiske koordinater*. Aksene benevnes da henholdsvis X , Y og Z . (Etter Wold, 1997).

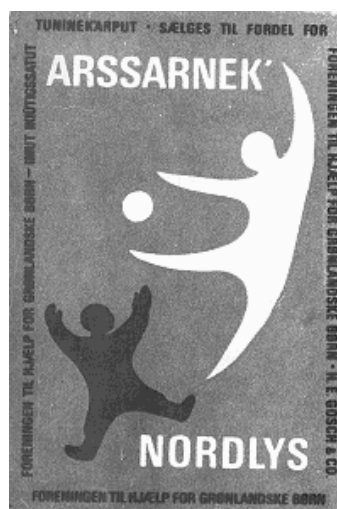
Kapittel 3: Nordlyset og ionosfæren

3.1 Litt nordlyshistorie

Ingen kan selvsagt med sikkerhet si hvor og når det første nordlys ble sett. Trolig har det hatt tilhold mellom stjernene på den mørke vinterhimmelen så lenge som mennesket har trått sin fot på jorda, og langt lenger enn det. Formene, fargene og den geografiske posisjonen kan ha forandret seg. Noen mennesker tror de kan finne spor av nordlysallégorier i Bibelen eller andre mytologiske framstillinger slik som i en del gestalter i den norrøne mytologien eller den eldre Edda. Andre tror de kan kjenne igjen nordlysmotiv fra gamle helleristninger som for eksempel i Palmyra i India.

I gamle Kina ble nordlyset kalt "flygende drager"; i Skottland "Fir Chlis" eller "de glade dansere"; i det klassiske Hellas kaltes det "chasmata" eller svelg, et annet navn var "hoppende geiter"; og i Norge fikk det navn som nordlys, værlys, vindlys, brag, luimme og enda flere. Men *nordlys*, som vikingene kalte "norðethur ljós", er det navnet som består og som vel er en av de eldste betegnelse på fenomenet i daglig bruk. I den internasjonale vitenskapelige litteraturen brukes betegnelsen *Aurora borealis* for nordlys og *Aurora australis* for sørllys, og bare *Aurora* som fellesbetegnelse for polarlys. Denne bruken av *Aurora* bunner i en misforståelse som en vel kan si Galileo Galilei gjorde seg skyld i. Han observerte rundt 1620 et nordlys over Roma som hadde den karakteristiske røde fargen som nordlys gjerne har på de bredder. Siden fargen minnet han om morgenrøden, og den romerske gudinnen for dette fenomenet er Aurora, så ble navnet *Aurora borealis* eller den nordlige morgenrøden. Siden har navnet blitt hengende ved, til tross for at Celsius i Sverige forsøkte å protestere på dette vel hundre år senere og mente at det burde hete *Lumini boreale* som ville være den latinske oversettelsen av vikingenes navn på fenomenet. Hans protester var imidlertid til liten nytte.

Hos flere kulturer i de arktiske områder har det vært ganske vanlig å forbinde nordlyset med døden eller dødsriket. Hos oss i Skandinavia var en ofte av den oppfatning at nordlyset var åndene til døde jomfruer eller møyer. I norrøn mytologi var dette val-kyrjene. Blant eskimoene på Grønland sa en at det var åndene til døde og dødfødte barn som sparket ball med hvalrosshoder. I fig. 3.1 er det vist et bilde av en moderne fyrstikkeske fra Grønland hvor motivet nettopp henspeiler på denne forestillingen.



Figur 3.1: Et bilde av toppen på en fyrstikkeske fra Grønland som viser den gamle forestillingen om at nordlys er åndene til døde barn som spiller ball med hvalrosshoder. (Fra Brekke og Egeland, 1994.)

En mer makaber oppfatning fra de kanter er at det er åndene til dødfødte barn som spiller ball med etterbyrden. Hos noen kulturer var det vanlig å tro at nordlyset var blod fra en evig kamp mellom dem som hadde dødd i krig eller på annet brutalt vis. I norrøn mytologi var dette gjerne einherjene.

I historisk tid er nordlysene blitt observert så langt sør som til Hellas og Italia i Europa og i de nordlige deler av Japan, og i moderne tid helt sør til de sørligere stater av USA.

Som i så mange andre områder av naturvitenskapen hadde også forskningen på nordlyset en noe famlende start ved slutten av middelalderen. Fra flyveblad som ble spredd utover Tyskland så sent som i det 17. og 18. århundre var nordlyset framstilt som kjempende horder og fantasifulle monstre på himmelhvelvet. Fig. 3.2 viser et bilde av et slikt flyveblad. Nordlysene var kjent for å bære bud om krig, dyrtider, pest og ildebranner. Ja, så sent som i 1991, ved utbruddet av borgerkrigen i Kroatia, ble det sett nordlys der sør som opprørte deler av folket og som ble tatt som varsel på at noe forferdelig var i gjære.



Figur 3.2: En fantastisk illustrasjon, trolig av et nordlys som ble observert over Freiburg den 10. februar i 1681. Sola er nettopp i ferd med å gå ned bak horisonten til høyre, og nordlyset er representert med brennende slott og fremadstormende kavalerister. Elva i forgrunnen er Donau. (Fra Réthly og Berkes, 1963.)

Personer som den berømte danske astronomen Tycho Brahe som observerte nattehimmelen med den største nøyaktighet fra sitt Uranienborg, merket seg også flere nordlys mellom 1580 og 1600. Opptegnelser som disse er meget nyttige for å kunne studere forekomsten av nordlys i historien.

Da middelalderen gikk mot sin ende med alle miserable kriger, depresjoner og elendighet, var ikke forholdene for å tegne ned observasjoner av nordlyset særlig gode. Idet forekomsten av nordlys kanskje også var ekstra lav i denne perioden fram mot begynnelsen av 1700-tallet, er det ikke mange nedtegnelser å finne mellom Brahes notater og begynnelsen av det 18. århundret. Faktisk ble nordlyset oppfattet av mange som et nytt himmelfenomen da det viste seg over store deler av Europa i mars 1716. I flere publikasjoner som ble utgitt i de mest aktede akademiske kretser, var det ikke uvanlig å se diskusjoner om nordlysets alder. Spesielt reagerte skandinaverne på at en i sentrale deler av Europa mente å ha oppdaget et nytt himmelfenomen. Den norske historikeren Gerhard Schøning (1722-1786) skrev for eksempel en avhandling om nordlysets alder basert på gamle nedtegnelser og kunne selvsagt forkaste

ideen om et nytt fenomen. Han viste til *Kongespeilet* som er skrevet rundt 1230 e.Kr. og hvor nordlyset for første gang er omtalt med sitt norrøne navn. I denne boka ble det nevnt som et fenomen sjøfarende på ferd til Grønland ofte observerte. Til tross for at forfatteren trolig bodde i Trøndelag et sted, gir han ikke uttrykk for selv å ha sett det. Dette har en undret seg over i flere generasjoner - hvorfor nevner forfatteren nordlyset som et fenomen i nærheten av Grønland og ikke over Norge? Dette kan en kanskje forstå når en kjenner den nære sammenhengen det er mellom nordlyset og jordas magnetfelt, slik som dette er omtalt i kap. 2.7.

I *Kongespeilet* gjorde forfatteren forsøk på å forklare hvordan nordlyset oppstår. Han brukte forklaringer som at det var refleksjoner på himmelen fra den varmen som omringet jorda, refleksjoner av solstrålene i snøkrystaller i lufta og utstråling av lys fra isen i nord som den hadde tiltrukket seg om sommeren i midnattsola. Dette var svært avanserte teorier i forhold til mange av de håpløse spekulasjonene som så dagens lys i sørligere egner av Europa flere hundre år senere.

Som allerede omtalt, skapte nordlysene i mars 1716 stor oppstandelse i Europa. Den berømte engelske astronomen Sir Edmund Halley levde i London på denne tiden. Han var kommet en del opp i årene, og en stund før hadde han uttalt at han hadde sett alle lysende himmelfenomener som han kjente utenom nordlyset, og han var engstelig for å måtte forlate denne verden uten å få anledning til å oppleve det. Endelig i mars 1716 fikk han sitt ønske oppfylt da et kraftig nordlys fylte himmelen over London. Han noterte øyeblikkelig ned sine observasjoner og publiserte på grunnlag av dette en artikkel i det ærverdige *Philosophical Transactions of the Royal Society* i London. Her framsatte han en ny teori om nordlyset som var langt mer avansert enn noen av dem forfatteren av *Kongespeilet* hadde spekulert på over 500 år tidligere. På grunn av sine omfattende kunnskaper om jordas magnetfelt foreslo han at krumningen i nordlysbuene måtte være kontrollert av magnetfeltet. Han snudde imidlertid saken på hodet idet han foreslo at et magnetisk fluidum strømmet ut fra jordas indre gjennom porer i jordskorpa. Dette fluidumet strømmet videre opp i atmosfæren hvor det blandet seg med de fuktige dampene der og dannet nordlyset, hevdet Halley.

3.2 Høyden av nordlyset

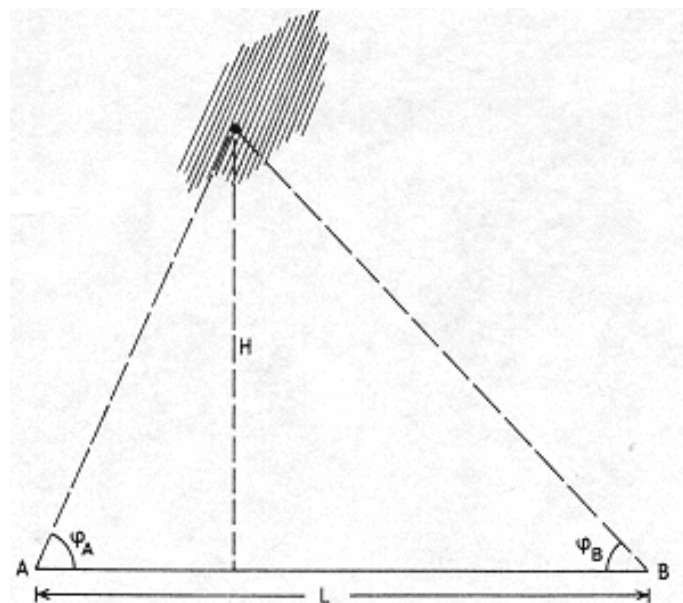
I gamle dager oppfattet en nordlyset som et meteorologisk fenomen, og det ble ofte benevnt som et ``meteoron''. Slik var det også tradisjon mange steder i Norge å benevne nordlyset som værlys, og de fleste steder omkring i landet hadde værtegn forbundet med nordlys, og disse var ofte forbausende like fra strøk til strøk.

Da endelig den deprimerende middelalderen med religiøse forfølgelser av annerledes tenkende og forskere svant hen etter virvaret som oppstod under reformasjonen og trettiårskrigen (1618-1648), økte interessen i folket for naturlige fenomener og også nordlyset. Dette kommer klart til syne i det økende antall nedtegnelser av nordlysobservasjoner ved begynnelsen av det 18. århundre.

Høyden av nordlyset ble et viktig spørsmål. Nokså motstridende rapporter dukket opp, der nordlyset på den ene siden var sett nede mellom fjelltoppene, ja sågar helt nede på havoverflaten, mens andre hevdet at det var et fenomen som holdt til i de øvre områder i atmosfæren. Hvor langt opp atmosfæren nådde, var et omstridt tema rundt slutten av det 17. århundret, selv om Halley hadde vist ved målinger at trykket i atmosfæren avtok eksponentielt med høyden, slik at atmosfæren i prinsippet var uendelig. Om nordlyset holdt til i de høyere

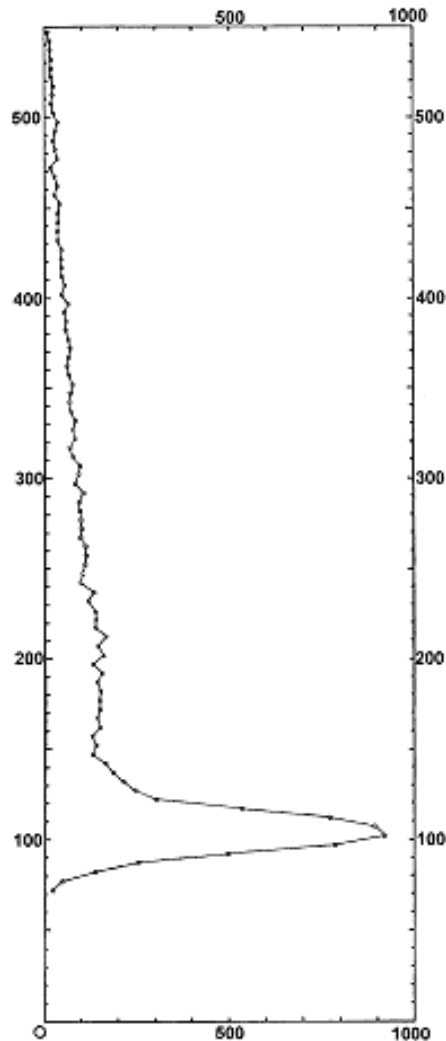
områder av atmosfæren, ville det være av interesse å måle høyden fordi det ville også gi en pekepinn om hvor høyt atmosfæren strakk seg. På denne måten ga studiet av nordlyset viktig informasjon om atmosfærens struktur. En fransk astronom med navnet Gassendi hadde ved et tilfelle så tidlig som i 1621 beregnet høyden på et nordlys over Paris til å være nesten 850 km. Noen få enkeltmålinger av høyden ble også foretatt i Paris, København og St. Petersburg mellom 1730 og 1750, og resultatene var spredd mellom 200 og 1000 km. De fleste observasjonene indikerte høyder på over 600 km. Fra Uppsala rapporterte Anders Celsius (1701-1744) og hans kollegaer om 13 målinger av nordlyshøyder som ble utført ved triangulering, der resultatene lå mellom 380 og 1300 km, med en middelhøyde på 760 km.

Å utføre nøyaktige høydemålinger av en nordlysform tidlig i det 18. århundre var ingen enkel affære. Idet høyden av nordlysene er vel 100 km over jordoverflaten, bør to observatører som skal utføre en triangulering for det første være atskilt med en betydelig avstand, helst av størrelsesorden 100 km for å oppnå best mulige resultater (fig. 3.3), og for det andre må de være sikre på at de observerer nøyaktig samme punkt i nordlyset ved nøyaktig samme tidspunkt. Dette var bortimot umulig på den tiden da telegrafisk kommunikasjon ikke eksisterte. Derfor ble det til at en benyttet seg av for korte basislinjer, som for eksempel avstanden mellom det astronomiske observatoriet i Paris og kirken Sacré-Cur, og det ble mye tilfeldigheter i resultatene.



Figur 3.3: Tegninga viser en skjematisk illustrasjon av prinsippet for triangulering av nordlyshøyden. To observatører, A og B , befinner seg i en kjent avstand L fra hverandre og observerer samtidig samme punkt i nordlysformen ved elevasjonsvinklene (parallaksene) ϕ_A og ϕ_B henholdsvis. Ved en enkel geometrisk beregning kan høyden H bestemmes. (Fra Brekke, 1997.)

Problemet med nøyaktige målinger av høyden til nordlysene kunne derfor ikke løses tilfredsstillende før telegrafi- og fotografiteknikkene ble oppfunnet, og dette fant sted mot slutten av det 19. århundret. Den norske matematikeren og fysikeren professor Carl Størmer (1874-1957) stod klar til å kaste seg inn i et livslangt virke i triangulering av nordlysene. De første forsøk med fotoapparater og telefoni hadde professor Kristian Birkeland utført fra Haldde- og Talviktoppen i Alta allerede vinteren 1899-1900 uten at han hadde lykkes helt. Størmer utførte også trianguleringer i Alta, men foretok de fleste målingene fra Sør-Norge og beregnet til sammen høyden av 10 000 nordlysformer. De statistiske resultatene av hans arbeider er gjengitt i fig. 3.4.



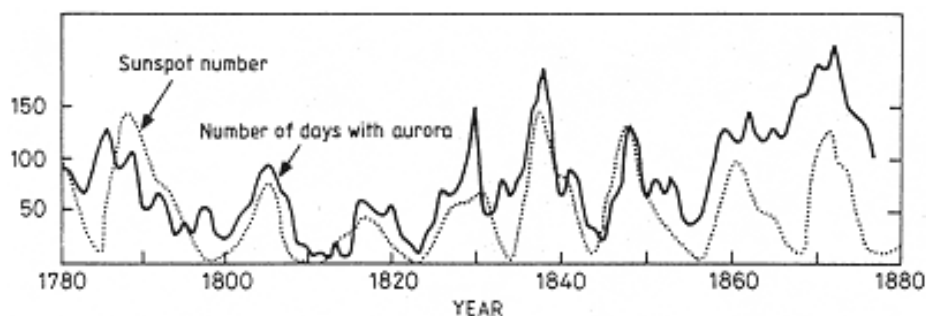
Figur 3.4: Fordelinga av 20 000 høydeobservasjoner av nordlysformer. (Fra Størmer, 1955.)

De fleste nordlys forekommer rundt 100 km, ingen er observert under 70 km, og bare 6,5% av formene er funnet over 150 km ifølge Størmers målinger.

Selv om det er gjort store forbedringer av Størmers metode takket være TV-kameraer og moderne automasjon, har disse resultatene forblitt referanserammen for de fleste diskusjoner om høyden av nordlysene. Det finnes imidlertid indikasjoner på at tynne nordlyslag som ofte opptrer under 100 km, har sluppet unna Størmers skarpe analyser av fotografiske plater.

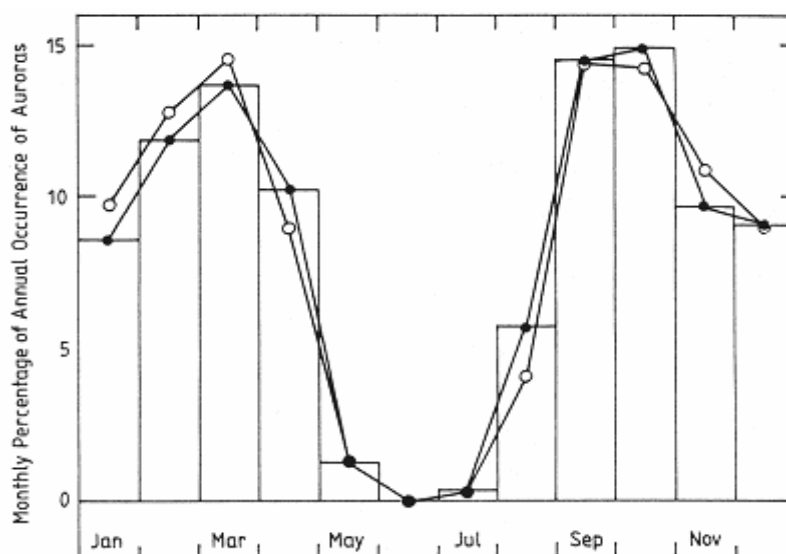
3.3 Hyppigheten av nordlys

Da solflekksyklusen ble oppdaget i 1844, ble en fort klar over at hyppigheten av nordlysene var sterkt forbundet med denne syklusen. Det forhold at nordlysutbruddene syntes å skape uro på magnetnåla, ble allerede rapportert av Hiorter og Celsius i Uppsala så tidlig som i 1741. I 1826 hadde Ørsted i København forklart dette forholdet med at en elektrisk utladning fant sted langs nordlysbuene. Det ble fastslått ved midten av forrige århundre at det var en klar sammenheng mellom variasjoner i jordas magnetfelt og solflekksyklusen. Grunnlaget var dermed lagt for at nordlysforskningen skulle bli en integrert del av utforskningen av det nære verdensrom, i og med at en elektromagnetisk kopling syntes å eksistere mellom sola og jorda.



Figur 3.5: Det årlige antall nedtegnede nordlysobservasjoner i Skandinavia sammenholdt med det midlere årlige solflekktalet mellom 1780 og 1877 ifølge et studium utført av Tromholt. (Etter Brekke og Egeland, 1983.)

Sophus Tromholt (1851-1896), en dansk skolelærer, ble så opptatt av nordlys at han flyttet til Bergen for å få bedre anledning til å studere det. Han satte seg fore å samle inn så mye som mulig av gamle og nye nedtegnelser av nordlysobservasjoner i Skandinavia. På bakgrunn av dette kunne han lage ei framstilling av det årlige antall nordlysobservasjoner med solflekktalet i perioden 1780 til 1877. Denne framstillinga viste en temmelig klar sammenheng mellom disse fenomenene (fig. 3.5). Korrelasjonene er gode helt fram til 1865, men da synes det som om antallet observerte nordlys økte sterkere enn en skulle forvente av solflekkaktiviteten. Dette henger sammen med at Tromholt påvirket sine omgivelser til å være mer observant og rapportere til han når noen observerte nordlys. Slik skaffet han seg et nettverk av oppmerksomme observatører, noe som ikke eksisterte før. Denne figuren viser derfor med all tydelighet hvor forsiktig en bør være når en skal bygge opp historiske statistikker av et fenomen som er så uregelmessig som nordlyset. En skal heller ikke glemme å ta hensyn til de varierende sosiale forhold gjennom historien i de områdene nordlysene oppstår. Om en aktpågivende observatør som Celsius reiste til Lappland ved begynnelsen av 1700-tallet, kunne en lett trekke den gale slutning ved bare å se på statistikken at nordlyshyppigheten brått økte i Lappland. Det er mange fallgruver å gå i, og når noen påstår at nordlysene flyttet seg fram og tilbake mellom nord og sør i Skandinavia på 1700-tallet, kan det like gjerne ha vært aktsomme observatører som har flyttet på seg. Det at nordlysene synes å komme og gå med variasjonene i solflekkaktiviteten, synes imidlertid å være et godt belagt faktum, men å etablere dette forholdet på en kvantitativ måte med for eksempel en korrelasjonskoeffisient, er slett ikke så lett.

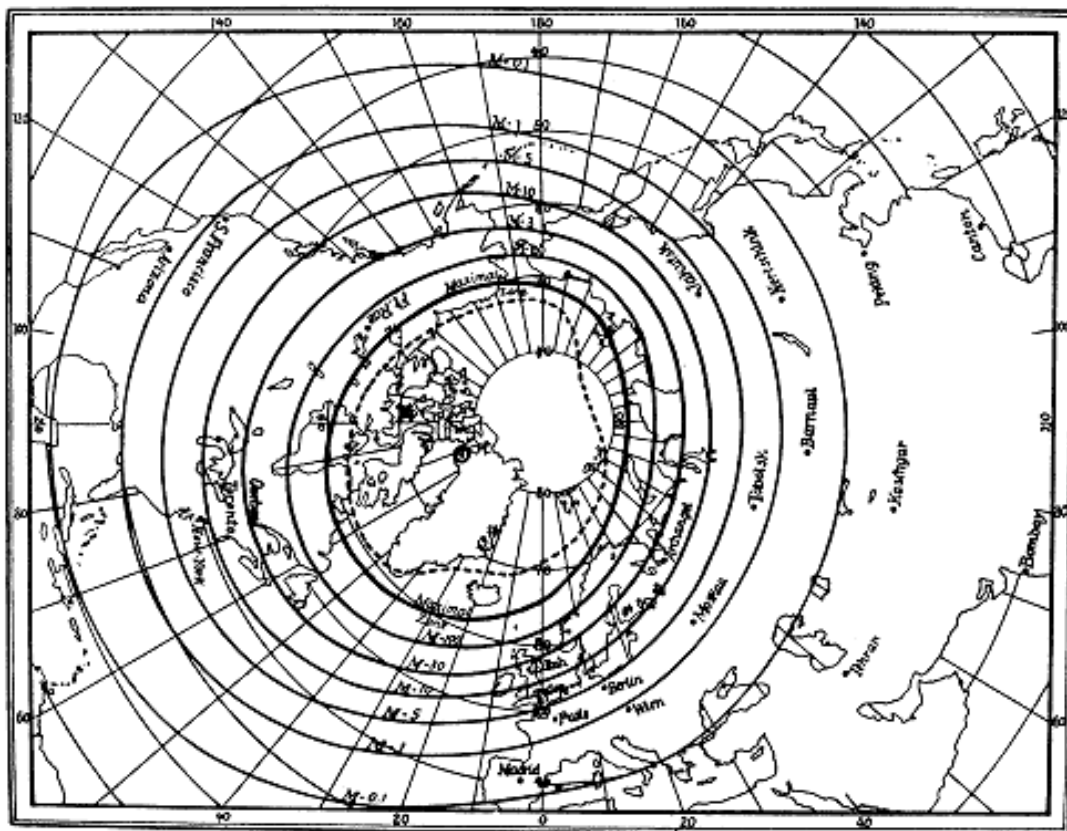


Figur 3.6: Midlere månedsverdier i prosent av antallet observerte nordlys i Sverige (de fylte punktene) fra 1720 til 1877 og fra data samlet i Sør-Finland mellom 1748 og 1843 (de åpne ringene). (Etter Nevanlinna, 1995.)

Når det gjelder forekomsten av nordlys gjennom året, synes det som om nordlysene oftere opptrer ved jevndøgntider enn ved solvervene, selv når en forsøker å ta hensyn til skydekket og antall mørke timer pr. døgn (fig. 3.6). En vet ikke så sikkert hva dette kommer av, men det er nok forbundet med en årlig variasjon i den elektromagnetiske koplinga mellom solvinden, det interplanetariske feltet og jordas magnetfelt og magneto- sfære. Dersom en solflekk er kraftig nok og lever over en solrotasjon eller to, kan en forstyrrelse gjenta seg med en periode på 27 dager som er rotasjonstiden for sola sett fra jorda.

3.4 Den globale fordelinga av nordlysene

Allerede i 1833 hadde en tysker med navnet Muncke forestilt seg at det måtte være en nordlyssone. I 1860 hadde amerikaneren Elias Loomis samlet seg nok nordlysobservasjoner fra ulike geografiske områder til at han kunne tegne et kart over hvordan nordlyshyppigheten varierte rundt kloden. På dette kartet framkom et maksimalområde som slynget seg som en ovalformet sone rundt polarkalotten og som etterhvert fikk betegnelsen nordlyssonen. I 1881 publiserte imidlertid den sveitsiske fysikeren Hermann Fritz et kart hvor han hadde tegnet inn de såkalte isochasmene ("chasm" er et gammelt gresk ord for nordlys som egentlig betyr hull eller svelg). Disse viste områder rundt jorda med like stor hyppighet av nordlys. Fig. 3.7 gjengir en reproduksjon av kartet til Fritz. Tallene som er knyttet til isochasmene viser antall netter pr. år da nordlys forekommer. Ved maksimumssonen er dette, ifølge Fritz, 100 netter. I Roma og Madrid oppstår nordlys sjeldnere enn en natt pr. år, kanskje bare en gang pr. solfleksyklus.

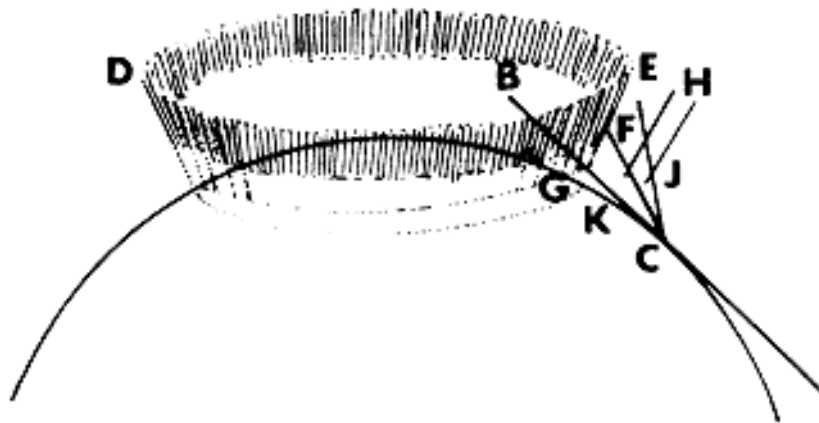


Figur 3.7: Kartet med isochasmene som Fritz lagde, viser de steder på jorda som hadde samme sannsynlighet for at nordlys ville opptre. Tallene på kurvene viser hvor mange netter pr. år nordlys kunne forekomme. Den geomagnetiske pol er markert med en sirkel i det nordvestlige hjørnet av Grønland, og den magnetiske polen er vist med et kryss i det nordlige Canada. Maksimalsonen der nordlyset kan sees mer enn 100 netter pr. år, befinner seg nær 67° N i den europeiske sektor. (Fra Fritz, 1881.)

Om en følger maksimalsonen rundt polarkalotten på Fritz sitt kart, finner en at den følger tilnærmet 67° N geomagnetisk bredde, og at den faller overens med 67° N geografisk bredde i den europeiske sektor. Den tangerer den nordlige delen av Skandinavia og Novaja Semlja, passerer nord for Sibir og krysser over den nordligste delen av Nord-Amerika. Island og Grønland befinner seg begge nord for nordlyssonen hvor hyppigheten av nordlys er mindre.

Det milde klimaet i Skandinavia og den forholdsvis lette atkomsten til denne delen av verden, har på grunn av posisjonen til nordlyssonen gitt disse landene en fordel når det gjelder bakkebaserte observasjoner av nordlys. De mange pionerer innenfor denne forskningen og den betydelige infrastrukturen for dette fagfeltet i Skandinavia er klare bekreftelser på dette.

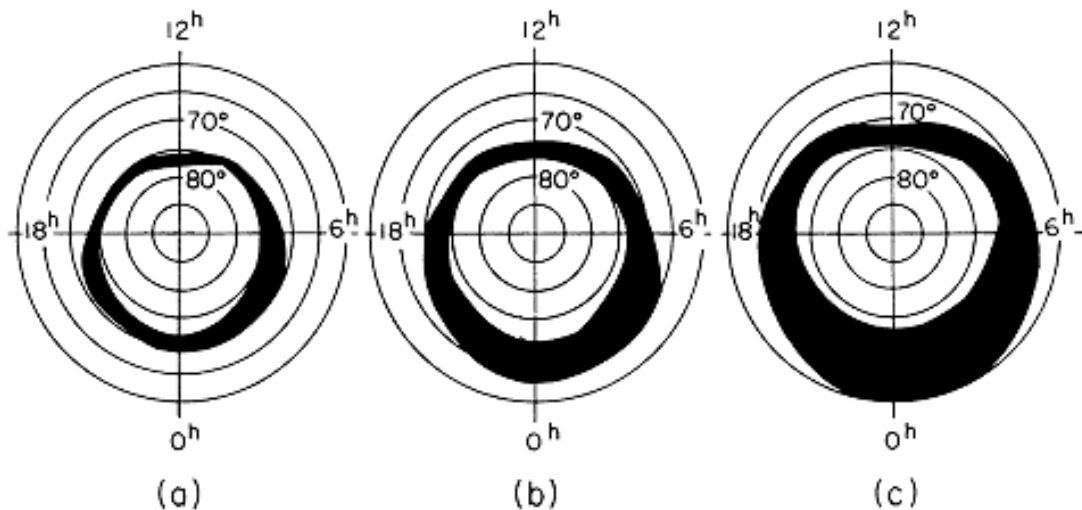
Allerede siden tidlig i det 18. århundret ble det hevdet at nordlysbuene dannet en del av en sammenhengende, lysende ring rundt polen. Faktisk ble denne hypotesen brukt ved en del forsøk på å bestemme høyden av nordlysene fra et enkelt observasjonspunkt (fig. 3.8). Ved å anta at nordlyset danner en fullstendig ring i en fast høyde rundt polen, vil observasjoner fra et eneste punkt av elevasjons- og asimutvinklene til toppunktet på buen sammen med asimutvinklene der hvor buen forsvinner bak horisonten, i prinsippet være nok til å fastlegge høyden av nordlysringen dersom radius til jorda er kjent.



Figur 3.8: En skjematisk illustrasjon som viser prinsippet for å triangulere høyden av et nordlys når en antar at det er en del av en fullstendig ring rundt polen. (Fra Hansteen, 1827.)

Da Birkeland gjennomførte sine terrellaeksperimenter for å bevise at nordlysene ble dannet ved katodestråler som strømmet ut fra sola og ble innfanget av jordas magnetfelt, var han i stand til å framskaffe to parallelle, lysende ringer, en rundt hver pol (fig. 2.30), som ga han indirekte støtte til den gamle forestillingen om nordlysringen.

Under Det internasjonale geofysiske år (IGY) 1956-57 ble teorien om nordlysringen satt på prøve ved at en etablerte et nettverk av observasjonsposter i polarområdene, utstyrt med blant annet automatiske filmkamera som tok bilder av hele himmelen (all-sky camera), gjerne for hvert minutt om natten. Ved å sette sammen bildene fra alle disse kameraene på en systematisk måte, var en i stand til å påvise at nordlysene danner til enhver tid et ringformet belte (fig. 3.9) rundt den geomagnetiske pol, og dette beltet er senere blitt omtalt som nordlysovalen.



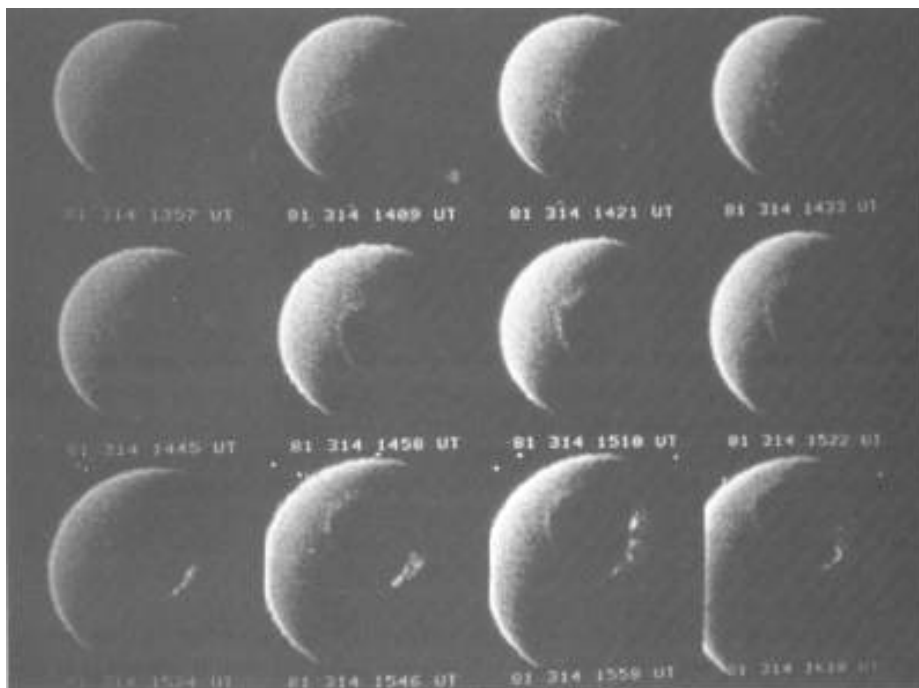
Figur 3.9: Nordlysovalen ved ulike grader av forstyrrelse. (a) Rolige forhold; (b) midlere forstyrrelser; (c) sterke forstyrrelser. Sentrum er geomagnetisk pol, og tiden representerer lokal tid. (Fra Starkov og Feldstein, 1967.)

Ovalen har en fast posisjon i forhold til sola. Den er presset noe sammen på den ene siden som vender mot sola, og her når den vanligvis ned til omlag 78° geomagnetisk bredde. På den siden som vender fra sola strekker den seg til 67° geomagnetisk bredde, og noen ganger til enda lavere breddegrader.

Et sted ved tilstrekkelig høye breddegrader på jorda kan i løpet av døgnet, på grunn av jordrotasjonen, delvis befinne seg under, delvis innenfor og delvis utenfor denne ovalen. Tromsø og Andenes for eksempel roterer gjerne inn under ovalen fra sørsiden om ettermiddagen og ut igjen på ekvatorsiden om formiddagen. Et sted som befinner seg ved en veldig høy breddegrad, kan befinne seg innenfor (på polsiden) av ovalen hele døgnet. Svalbard for eksempel befinner seg på polsiden av ovalen om natten, men under ovalen ved middagstider, og derfor kan en se dagnordlys derifra rundt juletider. Denne relative bevegelsen av en observatør ved høye breddegrader i forhold til nordlysovalen forklarer hvorfor nordlyssonen befinner seg ved 67° geomagnetisk bredde.

Denne ovalen er ikke statisk, den utvider seg og trekker seg sammen avhengig av situasjonen på sola. Når forstyrrelsene øker, ekspanderer ovalen mot lavere breddegrader, og den blir også bredere i formen.

I de senere årene er det blitt mulig å ta bilder av hele nordlysovalen fra rommet ved hjelp av kamera som er følsomme for ultrafiolett lys. Fig. 3.10 gjengir noen slike bilder som viser at ovalen er alltid til stede i en eller annen form som en lysende glorie rundt polarkalotten. Den forandrer ofte form, og av og til kan den deles i to med et lysende bånd tvers over polarområdet slik at ovalen får mer form som den greske bokstaven Θ . Fra fig. 3.10 er det viktig å legge merke til at nordlyset ikke bare er et nattfenomen, men at det også er til stede om dagen og er faktisk sterkere i det ultrafiolette lyset enn sollyset.



Figur 3.10: En serie bilder av nordlysovalen tatt fra en satellitt med et kamera som er følsomt for det ultrafiolette (130,4 nm). (Fra Frank og Craven, 1988.)

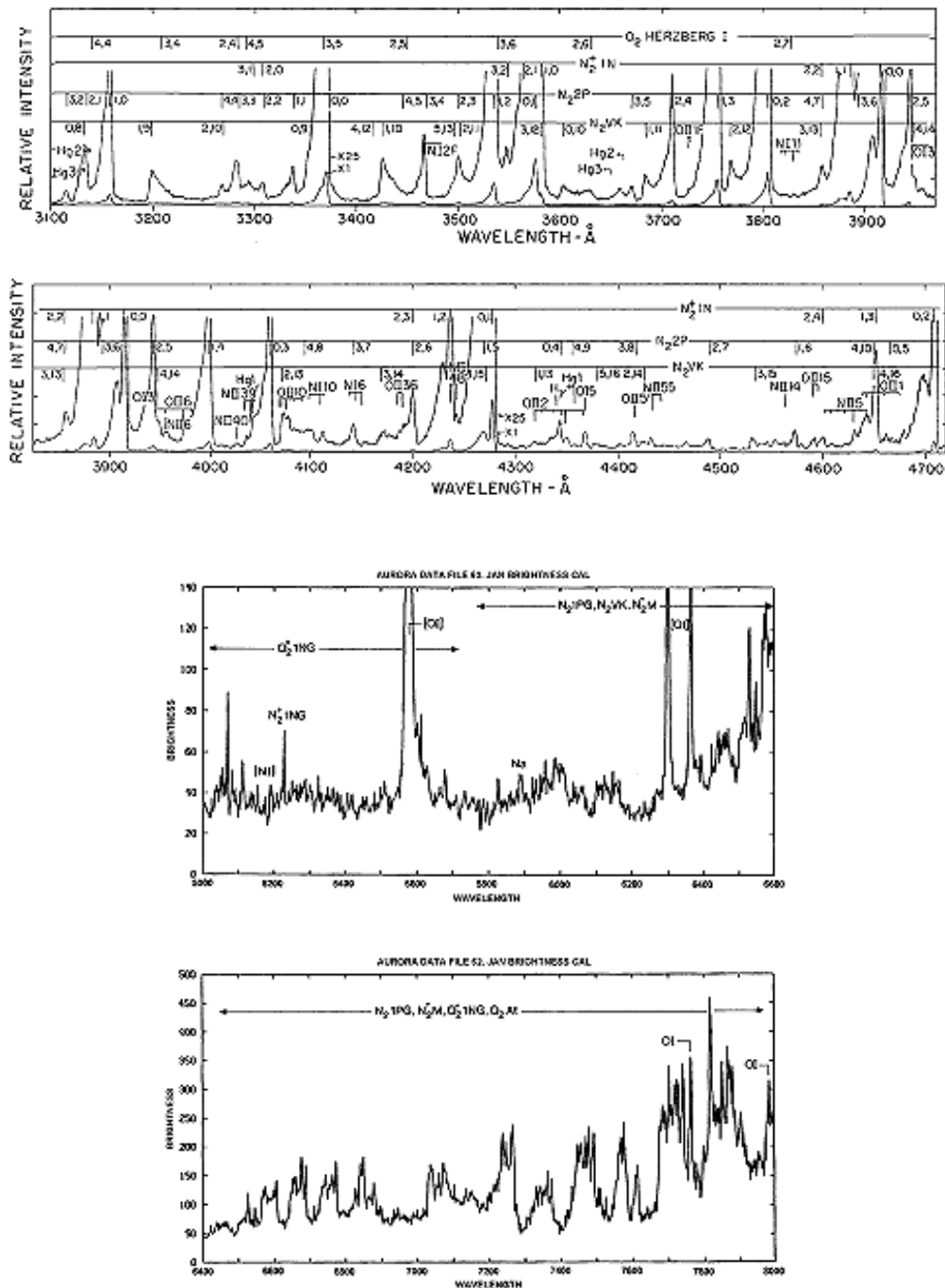
3.5 Hvordan nordlyset framstår

Som allerede nevnt kommer nordlyset av og til til syne ved lave breddegrader når nordlysovalen utvider seg, og da er det ofte rødaktig på farge. Av denne grunn har det også fått navnet ``den nordlige morgenrøden" eller ``aurora borealis". Ved våre breddegrader framstår nordlyset med en rekke farger, ofte blandet sammen i et slikt vakkert fargeflor at en kan undre seg om det er det samme fenomenet en ser fra Tromsø som en av og til kan skimte i Madrid.

Nordlysspektroskopien ble innledet ved midten av det forrige århundre av svensken Anders Ångström som i 1866 observerte den mest dominerende nordlysemisjonen, den såkalte grønne linja, og bestemte at bølgelengden tilsvarte 5577 enheter, eller Ångström som vi sier i dag. Det skulle imidlertid ta nesten 60 år før noen var i stand til å bestemme med sikkerhet hvordan dette lyset ble dannet. Da ble det imidlertid avslørt at denne helt karakteristiske bølgelengden tilsvarte et kvantesprang i oksygenatomet fra den ustabile tilstanden 1S til den lavere tilstanden 1D . Det er fortsatt forunderlig at nettopp dette gulgrønne lyset skal dominere nordlysene på våre kanter så sterkt.

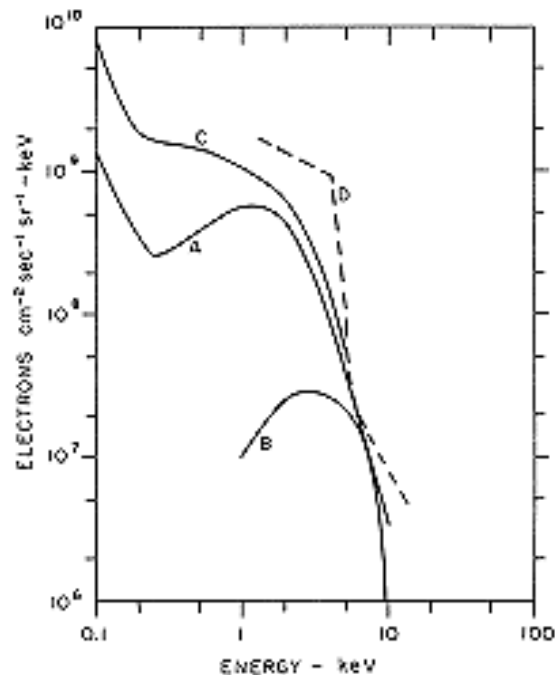
Når et atom bringes opp i en eksitert energitilstand, kvitter det seg gjerne med denne energien i løpet av et mikrosekund eller mindre i et spontant kvantesprang. Men et atom i en metastabil tilstand kan holde på energien over lengre tid, ja for 1S -tilstanden i oksygenatomet er denne 0,75 s. Den ustabile tilstanden 1S kan derfor i løpet av disse 0,75 s lett utsettes for kollisjoner med andre partikler i lufta selv i nordlyshøyder, og ved slike kollisjoner vil den ekstra energien fjernes fra oksygenatomet og det vil ikke skje noe kvantesprang. Faktisk er kollisjonsfrekvensen mellom dette eksiterte oksygenatomet og de andre luftpartiklene så stor at en ville forvente at bare en liten del av de eksiterte 1S -tilstandene vil gi opphav til et kvantesprang ved 557,7 nm. Til tross for dette er den gulgrønne linja i nordlyset den sterkeste emisjonen. Det må derfor være en uhyre stor mengde av oksygenatomer i 1S -tilstanden under nordlys. Den grønne nordlyslinja kommer i hovedsak fra et høydeområde rundt 100 km.

Nordlysspektrene er svært variable både i løpet av natten og fra det ene nordlyset til det andre. Studiene av nordlysspektrene er faktisk en egen forskningsgren i seg selv som stiller store krav til nøyaktighet i måleteknikken. Disse studiene har gitt oss en forbedret innsikt i sammensetning av og temperaturer i atmosfæregassene i de høyere luftlag over 90 km. Faktisk var det meste av vår kunnskap om disse høydeområdene i den polare atmosfæren grunnfestet i nordlysspektroskopi fram til 1960-tallet da raketter og radarer ble tatt i bruk for fullt.



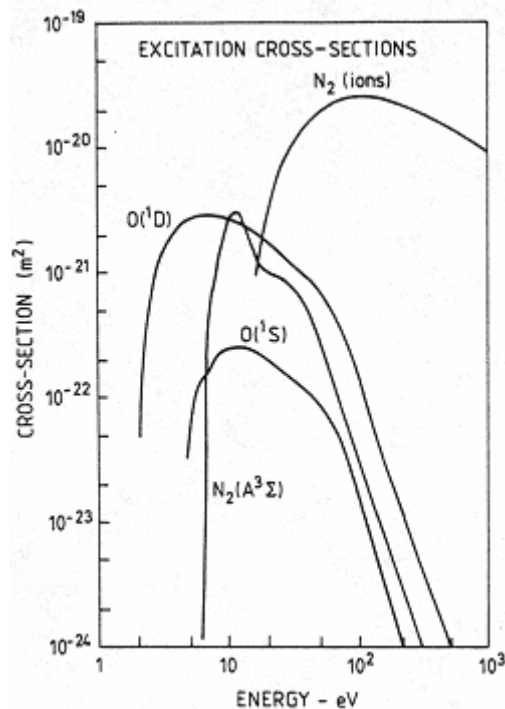
Figur 3.11: (a) Nordlysspektra i det synlige området mellom 3100 og 4700 Å (310,0-470,0 nm). De to kurvene i hvert panel er for ulike forsterkninger på apparaturen. Bånd og linjer er identifisert med tilstandsoverganger i de ulike atomer og molekyler. (Fra Vallance Jones, 1974.) (b) Nordlysspektra i det synlige området mellom 5000 og 7000 Å (500,0-700,0 nm) hvor igjen noen av kildeovergangene er identifisert. (Fra Rees, 1989).

skytes opp med spesialkonstruerte instrumenter for å fange dem. Fig. 3.13 viser noen slike energispektra målt fra satellitter idet de passerte nordlysovalen under nordlysutbrudd. Spektrene er målt ved ulike nordlysformer og i ulike deler av nordlysovalen. En legger merke til at kurvene merket A og B som er målt i nordlysovalen om kvelden og om morgenen henholdsvis, viser tydelige toppler mellom 1 og 10 keV.

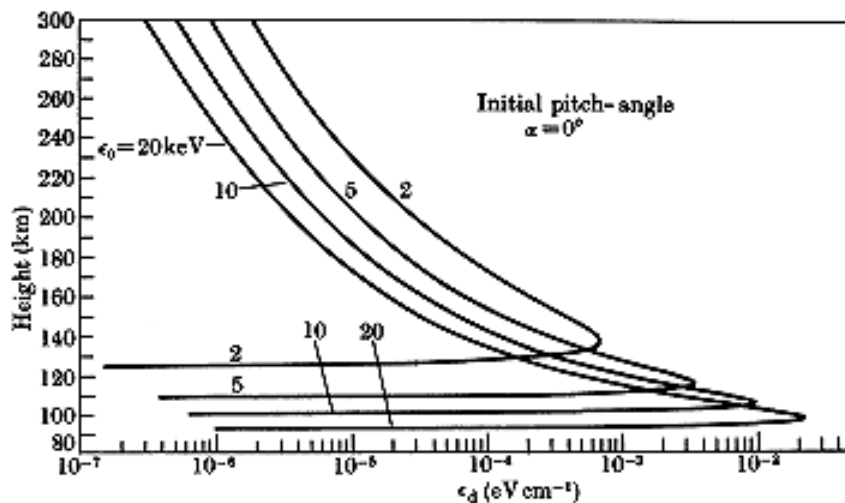


Figur 3.13: Energispektra av innstrømmende elektroner forbundet med ulike nordlysformer ved forskjellige posisjoner i forhold til nordlysovalen. A: tidlig om kvelden i ovalen; B: tidlig om morgenen i ovalen; C: bred, svak nordlysbue; D: svært forstyrret oval og sterkt nordlys ved midnatt. (Fra Vallance Jones, 1974.)

Toppen i spektret om morgenen befinner seg ved en høyere energi enn om kvelden, og dette er en ganske typisk forskjell for kvelds- og morgennordlys. Morgennordlyset befinner seg derfor på en noe lavere høyde i gjennomsnitt enn kveldsnordlyset. På den annen side er det flere elektroner pr. energienhet i energispektret om kvelden enn om morgenen. Dette fører på sin side til at nordlysene om kvelden er mer intense enn om morgenen. Vi legger merke til at det er ca. en faktor 100 flere elektroner pr. energienhet om kvelden enn om morgenen ved deres respektive maksima i energispektret. Spektrene faller sterkt for energier over 10 keV, mens de øker kraftig mot lavere energier under 1 keV. Disse toppene mellom 1 keV og 10 keV tyder på at elektronene på en eller annen måte har vært gjennom en akselerasjonsprosess på veien ned mot atmosfæren, men hvordan og hvor dette foregår i rommet omkring jorda, er ennå en uløst gåte.



Figur 3.14: Eksitasjons- og ionisasjonstverrsnitt for noen karakteristiske energitilstander i nordlys på grunn av kollisjoner med elektroner med energier mellom 1 og 1000 eV. (Etter Vallance Jones, 1974.)



Figur 3.15: Høydeprofiler av energideponeringen i atmosfæren på grunn av elektroner med energier mellom 2 og 20 keV. (Fra Berger et al., 1970.)

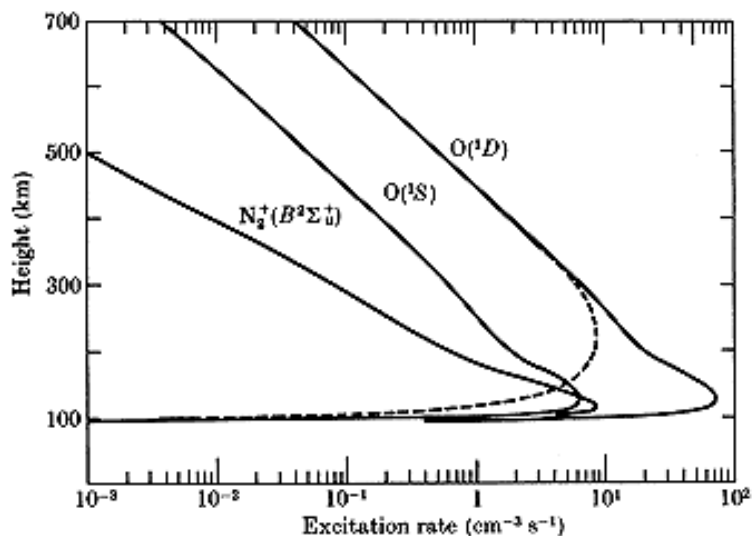
Om en nå kjente alle kollisjonstverrsnitt for alle mulige kollisjoner mellom elektronene av ulike energier og atomene og molekylene i atmosfæren, samt sannsynlighetene (reaksjonstverrsnittene) for alle overganger mellom alle mulige energitilstander i atomene og molekylene, kunne en i prinsippet beregne spektret av et nordlys når en kjente en gitt partikkelstråle som strømmet inn mot atmosfæren. Dette er selvsagt en håpløs oppgave i og med at det er så uhyre mange muligheter for et elektron å kollidere med atmosfæreparklene. En må derfor forsøke å holde seg til noen få typiske reaksjonstverrsnitt. Fig. 3.14 viser disse for 1S - og 1D -tilstanden i oksygenatomet samt en tilstand i N_2 -molekylet og en i N_2 -ionet henholdsvis. Tverrsnittene har maksima mellom 1 og 1000 eV, altså langt lavere enn de typiske energier for elektronene som kommer strømmende ned i atmosfæren. De høyenergetiske elektronene (1-10 keV) må derfor bremses ned før de kan ta aktivt del i

eksitasjonene av de viktige tilstandene for nordlysemisjonene. Et elektron med en energi på 1 keV må gå gjennom en hel rekke kollisjoner før den endelig er brems ned til ca. 10 eV som er energien for maksimum i reaksjonstverrsnittet til O^1S . I løpet av denne prosessen blir det dannet omlag 300 elektron-ionepar i atmosfæren av et enkel elektron som strømmer inn med en energi på 1 keV.

Ved å basere seg på slike modeller for kollisjons- og eksitasjonstverrsnitt og modellen for sammensetningen av den nøytrale atmosfæregassen kan en beregne hvordan energien blir deponert av en elektronstråle i forbindelse med nordlys. Fig. 3.15 viser noen slike modellberegninger hvor en legger merke til at en partikkel med en energi på 20 keV trenger langt dypere ned i atmosfæren, og energien som avsettes er omlag 100 ganger større enn for en partikkel med en energi på 2 keV. Tabell 3.1 viser høyden for maksimal energideponering for noen typiske elektronenergier.

Tabell 3.1:

| ϵ_0 (keV) | H (km) |
|--------------------|----------|
| 20 | 97 |
| 10 | 105 |
| 5 | 115 |
| 2 | 136 |



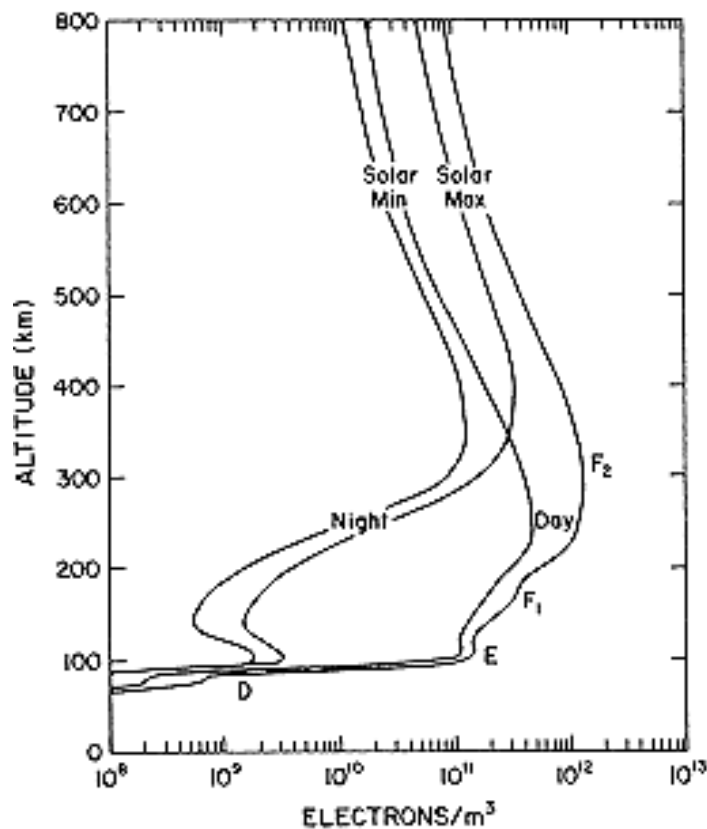
Figur 3.16: Høydefordeling av eksitasjonsratene for $N_2^+(B^3\Sigma_u^+)$ -, $O(^1S)$ - og $O(^1D)$ -tilstandene forårsaket av primærpartikler med en energifordeling gitt ved $J_0 \exp(-\epsilon/5000)$ hvor ϵ er målt i eV og $J_0 = 10^3 (cm^2 ster s eV)^{-1}$. Den stipla linja tar hensyn til at den metastabile tilstand $O(^1D)$ deaktiveres ved kollisjoner. (Fra Kamiyama, 1966.)

Om en nå har et bibliotek av relevante kollisjons- og reaksjonstverrsnitt, kan en beregne produksjonsprofilene av de mest typiske eksitasjonstilstandene i nordlys. Slike resultater er vist i fig. 3.16 hvor en legger merke til at $O(^1S)$ -tilstanden som forårsaker den grønne linja, har et maksimum nesten i samme høyde som $N_2^+(B^3\Sigma_u^+)$ -tilstanden som er årsak til den andre sterke nordlysemisjonen 427,8 nm. $O(^1S)$ -tilstanden produseres likevel i større mengder i den øvre delen av atmosfæren over 200 km. $O(^1D)$ -tilstanden som er kilden til den røde linja ved 630,0 nm, dominerer sterkt i hele høydeområdet over 100 km. Siden denne tilstanden

også er metastabil og har en levetid på 110 s, kveles den av kollisjoner under 200 km. Når en observerer et nordlys som er rødt i den øvre delen, vet en at det kommer fra tilstanden $O(^1D)$. De ulike tilstandene eksiteres samtidig i samme høydeområde når elektronstrålen strømmer inn, men idet 1S -tilstanden er metastabil med en levetid på 0,75 s mens 427,8 nm er en spontan emisjon fra $N_2^+(B^3\Sigma_u^+)$, vil en ofte kunne se at når nordlyset beveger seg, vil det være blåfiolett i forkant på grunn av 427,8 nm-emisjonen og grønt i bakkant på grunn av den forsinkede 557,7 nm-emisjonen.

3.7 Dannelsen av ionosfæren

Det at det eksisterer et ionisert område i de øvre deler av atmosfæren, var trolig forstått ved begynnelsen av dette århundret da Guglielmo Marconi demonstrerte at radiobølger kunne forplante seg over store avstander langt utover den frie horisont, som om de ble forplantet mellom et ledende lag i lufta og jorda. Et ledende luftlag i den øvre atmosfæren ble allerede foreslått av Stewart rundt 1880 for å forklare variasjonene han målte på magnetometrene. Det var imidlertid ikke før i 1924 at det ble bevist at den øvre atmosfæren har et ionisert, ledende lag, og dette skjedde ved hjelp av radioeksperimenter både fra USA og England.

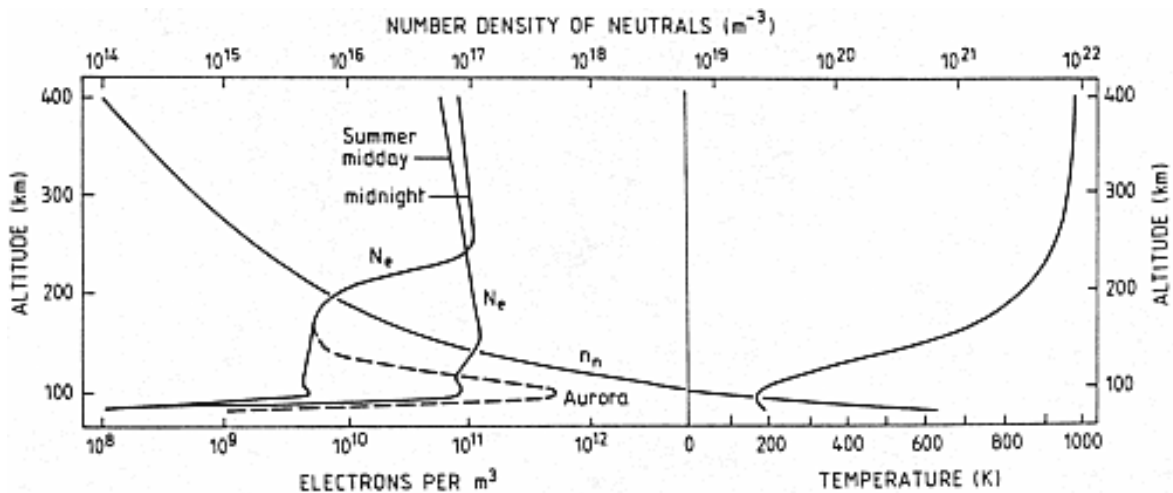


Figur 3.17: Typiske elektrontetthetsprofiler ved midlere breddegrader under solflekk- maksimum- og minimumtilstander for både dag og natt. De ulike områdene i elektrontetthetsprofilen (ionisasjonsprofilen) er indikert med sine respektive betegnelser. (Fra Richmond, 1987.)

Ionosfæren kan betraktes som et variabelt ionisasjonsskall som omgir jorda. Variasjoner i typiske vertikale elektrontetthetsprofiler ved midlere breddegrader opp til 800 km er vist i fig. 3.17. Typisk finner en et maksimum rundt 300 km, men dette kan variere mellom 200 og 600 km. Under dette maksimumet forekommer det små maksima og noen ganger kraftige maksima slik som under nordlysutbrudd (fig. 3.18).

Ionosfæren er av historiske grunner delt opp i lag eller områder. Det laget som ble først oppdaget, fikk navnet E-laget fordi det elektriske feltet i radiobølgen ble reflektert i dette laget. Senere fant en at denne type refleksjoner også kunne forekomme i større høyder og dermed fikk dette laget betegnelsen F-laget, og siden er også D-laget kommet til. E-laget befinner seg altså ved 90-120 km, mens D-laget er mellom 60 og 90 km. Noen ganger omtales de laveste områder av D-laget også som C-laget. F-laget befinner seg rundt maksimum i elektrontetthetsprofilen mellom 200 og 600 km. Noen ganger kan det bestå av to maksima som benevnes som F₁- og F₂-laget.

Elektrontetthetene i disse områdene varierer med tiden på dagen, årstidene, solflekksyklusen og de magnetosfæriske forholdene eller forstyrrelsene som følge av solvinden.



Figur 3.18: Typiske elektrontetthetsprofiler for midlere dag- og nattbetingelser ved høye breddegrader. Den stiplede profilen antyder en situasjon under et nordlys. En profil av tettheten i den nøytrale atmosfæren er tegnet inn for sammenligning sammen med en typisk temperaturprofil i termosfæren. (Fra Brekke, 1997.)

3.8 Dannelsen av ionisasjons- (elektron-) profilene i den øvre atmosfæren

Det er den ultrafiolette delen av solstrålinga som ioniserer molekylene og atomene i den øvre delen av atmosfæren slik at ioner og elektroner blir dannet. Idet denne solstrålinga varierer med tid på døgnet og årstiden, er det en kontinuerlig variasjon i mengden av ioner og elektroner i de øvre luftlag. Vi vil anta at atmosfæren som solstrålinga trenger gjennom, er horisontalt lagdelt, og at atmosfæregassen er en idealgass. For en statisk atmosfære i hydrostatisk likevekt vil som kjent partikeltettheten avta eksponentielt med høyden ifølge (1.B.16),

$$n(z) = n_0 \exp(-z/H) \quad (3)$$

Den innfallende solstrålinga ved en bølgelengde λ vil ha en intensitet $I(\lambda, z)$ i høyden z . Denne intensiteten kan måles i watt/m². Det vil være et ionisasjonstverrsnitt $\sigma(\lambda)$ målt i m² som forteller hvor effektivt solstrålinga ioniserer atmosfæregassen. Solstrålinga ved bølgelengde λ vil derfor ionisere et antall nøytrale partikler pr. m² og sekund som kan uttrykkes ved

$$q_i = n \cdot \sigma \cdot I \quad (4)$$

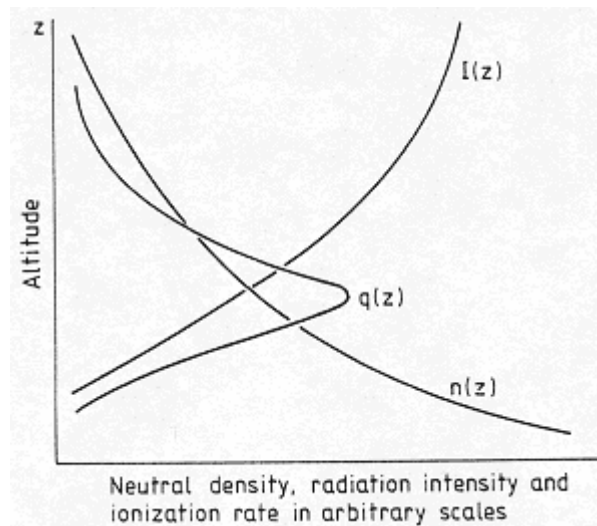
Dersom solstrålinga med intensitet $I(\lambda)$ har passert en avstand s gjennom atmosfæren, vil intensiteten måtte reduseres med et bidrag dI på grunn av tapet ved ionisasjonsprosessen når den passerer en infinitesimal avstand ds . Denne reduksjonen må være proporsjonal med intensiteten i solstrålinga med bølgelengde λ , tverrsnittet for ionisasjon $\sigma(\lambda)$ og antall partikler som kan ioniseres over avstanden ds . Dette kan vi uttrykke på følgende måte:

$$dI = -n \cdot \sigma \cdot I \cdot ds \quad (5)$$

Om vi nå antar at for hver energienhet i strålinga dannes det et antall C med elektroner, så vil produksjonen av elektroner pr. m^3 og sekund kunne uttrykkes ved

$$q = C \cdot \sigma \cdot n \cdot I = -C \cdot \frac{dI}{ds} \quad (6)$$

Her benevnes C som ionisasjonseffektiviteten. Idet n øker og I avtar med avtagende høyde i atmosfæren, så må produktet $n \cdot I$ nå et maksimum et eller annet sted (fig. 3.19).



Figur 3.19: Solstrålinga med intensitet I avtar med fallende høyde på grunn av absorpsjon i atmosfæren mens tettheten av de nøytrale partiklene øker. Det vil derfor oppstå et maksimum i ionisasjonen q ved en høyde hvor kurvene $I(z)$ og $n(z)$ krysser hverandre. (Fra Brekke, 1997.)

Dette maksimumet finner vi der hvor

$$\frac{dq}{ds} = 0 \quad (7)$$

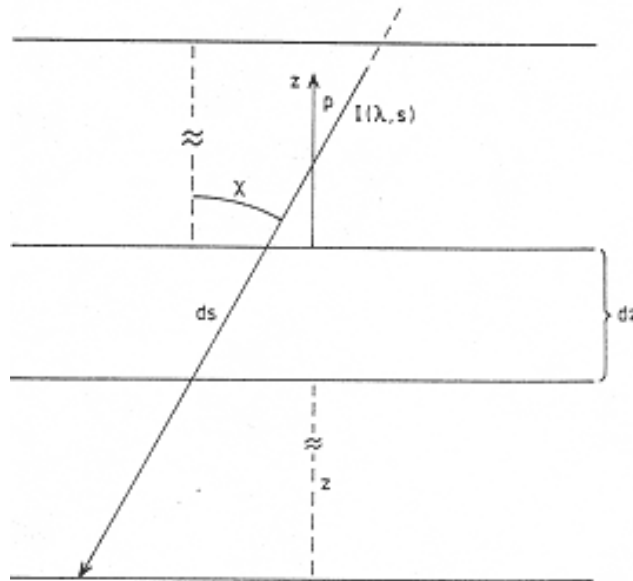
eller der hvor

$$C \cdot \sigma \left(I \cdot \frac{dn}{ds} + n \cdot \frac{dI}{ds} \right) = 0 \quad (8)$$

Idet C og σ er konstante, vil en finne at ved dette maksimum gjelder:

$$\frac{1}{n_m} \left(\frac{dn}{ds} \right)_m + \frac{1}{I_m} \left(\frac{dI}{ds} \right)_m = 0 \quad (9)$$

hvor m indikerer maksimum. Solstrålinga faller imidlertid inn mot atmosfæren med en vinkel χ i forhold til vertikalaksen (fig. 3.20).



Figur 3.20: En illustrasjon av geometrien for en solstråle som faller inn mot atmosfæren med en vinkel χ i forhold til vertikalaksen. Strålegangen er langs retninga s som måles fra kilden mens z måles fra bakken. (Fra Brekke, 1997.)

Av fig. 3.20 finner en at sammenhengen mellom den infinitesimale stråleveien ds og tykkelsen på et høydeelement dz er gitt ved

$$ds = - \frac{dz}{\cos\chi} \quad (10)$$

og dermed har en:

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dz} = - \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} \cos\chi \quad (11)$$

For en atmosfære i hydrostatisk likevekt er

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dz} = - \frac{1}{H} \quad (12)$$

og

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{ds} = \frac{\cos\chi}{H} \quad (13)$$

ved en avstand s fra strålekilden (sola). I maksimum for ionisasjon finner en spesielt

$$\frac{1}{n_m} \left(\frac{dn}{ds} \right)_m = \frac{\cos\chi}{H} \quad (14)$$

og fra (6) er

$$\frac{1}{I_m} \left(\frac{dI}{ds} \right)_m = -\sigma \cdot n_m \quad (15)$$

Setter en dette inn i (9), finner en:

$$\frac{\cos\chi}{H} - \sigma \cdot n_m = 0 \quad (16)$$

eller

$$\sigma \cdot H \cdot n_m \cdot \sec\chi = 1 \quad (17)$$

($\sec\chi = 1/\cos\chi$). Vi har allerede funnet at (1.B.17):

$$N_0 = n_0 H \quad (18)$$

hvor N_0 er det totale antall atmosfærepertikler pr. arealenhet over en referansehøyde der n_0 er tettheten pr. volumenhet og H er skalahøyden. Tilsvarende må det for den totale partikkeltettheten N_m pr. arealenhet over maksimum bli

$$N_m = n_m H \quad (19)$$

Dermed får vi det spesielle resultatet ved å kombinere (17) og (19):

$$\sigma \cdot N_m \sec\chi = 1 \quad (20)$$

For sola i senit (loddrett innfall) er $\chi = 0$ og:

$$\sigma \cdot N_m = 1$$

Dette betyr at ved maksimum ionisasjon er produktet av kollisjonstverrsnittet og det totale antall partikler pr. arealenhet over dette maksimum 1.

Ved å kombinere (5) og (19) finner vi følgende forhold for intensiteten i solstrålinga ved en høyde z :

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{ds} = - \frac{1}{I} \frac{dI}{dz} \cos\chi = -\sigma \cdot n = -\sigma \cdot n_0 \exp(-z/H) \quad (21)$$

og følgelig er

$$\frac{dI}{I} = +\sigma \cdot n_0 \sec\chi \exp(-z/H) dz \quad (22)$$

Idet σ , n_0 , H og $\sec\chi$ er konstante, finner vi ved å integrere (3.22) mellom ∞ og z :

$$\int_{I_\infty}^I \frac{dI}{I} = \sigma \cdot n_0 \cdot \sec\chi \int_{\infty}^z \exp(-z/H) dz \quad (23)$$

eller

$$\ln \frac{I}{I_\infty} = -\sigma \cdot n \cdot H \cdot \sec\chi \quad (24)$$

hvis I_∞ er intensiteten i solstrålinga utenfor atmosfæren og I er intensiteten i en høyde z . Spesielt i høyden z_m ved maksimum ionisasjon blir intensiteten I_m i solstrålinga gitt ved

$$\ln \frac{I_m}{I} = -\sigma \cdot n_m \cdot H \cdot \sec\chi = -1 \quad (25)$$

ifølge (3.17), og dermed er

$$I_m = \frac{I_\infty}{e} \quad (26)$$

Intensiteten i solstrålinga har altså avtatt med faktor e ved høyden for maksimum ionisasjon i forhold til intensiteten i strålinga som faller inn ved toppen av atmosfæren.

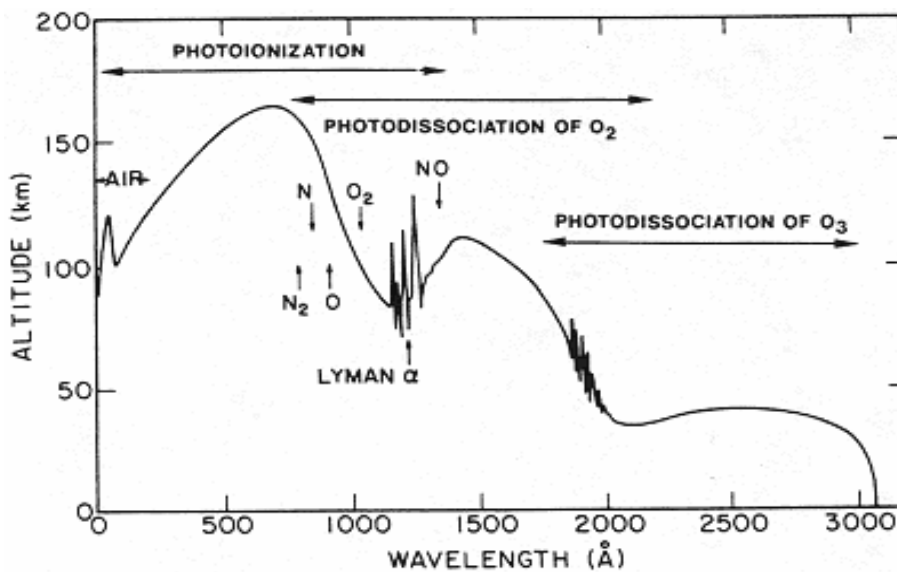
En innfører gjerne begrepet "optisk dybde" τ som er gitt ved

$$\tau = \sigma \cdot n \cdot H \cdot \sec \chi \quad (27)$$

og ved høyden for maksimum ionisasjon er

$$\tau_m = 1 \quad (28)$$

Idet de ulike bølgelengdene i solspektret vil absorberes av ulike årsaker i forskjellige høyder i atmosfæren, vil hver bølgelengde produsere en ionisasjonsprofil med sitt eget maksimum. $\sec \chi$ er alltid større enn 1 for senitvinkler χ mellom 0° og 90° , og derfor vil τ_m bli 1 ved de største verdier av n_m når sola står i senit ($\chi = 0$), og maksimum i ionisasjonsprofilen vil oppstå ved lavere høyder jo høyere sola står på himmelen. I fig. 3.21 vises høydene hvor intensitetene i de ulike bølgelengdene under 300 nm i solspektret er redusert med faktoren e , eller med andre ord, der hvor de produserer maksimum ionisasjon når sola står i senit. Ved andre solvinkler vil disse høydene måtte øke. Spesielt legger en merke til at bølgelengder over 200 nm (2000 Å) når ned til lave høyder (< 50 km) og er viktige for blant annet ozon. Bølgelengder under 100 nm (1000 Å) danner ionisasjon i E-laget og i F-laget. Ly_α -linja med bølgelengden 121,5 nm er spesielt avmerket siden den når ned mot lavere høyder enn bølgelengdene i nærheten. Denne strålen er spesielt viktig for D-laget hvor den ioniserer NO.



Figur 3.21: Høyden hvor intensiteten i solstrålinga er redusert med faktoren e i atmosfæren i forhold til intensiteten i strålinga utenfor atmosfæren for bølgelengden i solspektret under 300 nm (3000 Å). (Fra Giraud og Petit, 1978.)

De ulike gasartene i atmosfæren har ulike ionisasjonspotensialer V_p som en kan uttrykke med bølgelengden av lyset etter Einsteins lov for et energikvant:

$$V_p = h \nu = h \frac{c}{\lambda} \quad (29)$$

Tabell 3.2 gir noen verdier av disse potensialene sammen med de tilsvarende bølgelengdene.

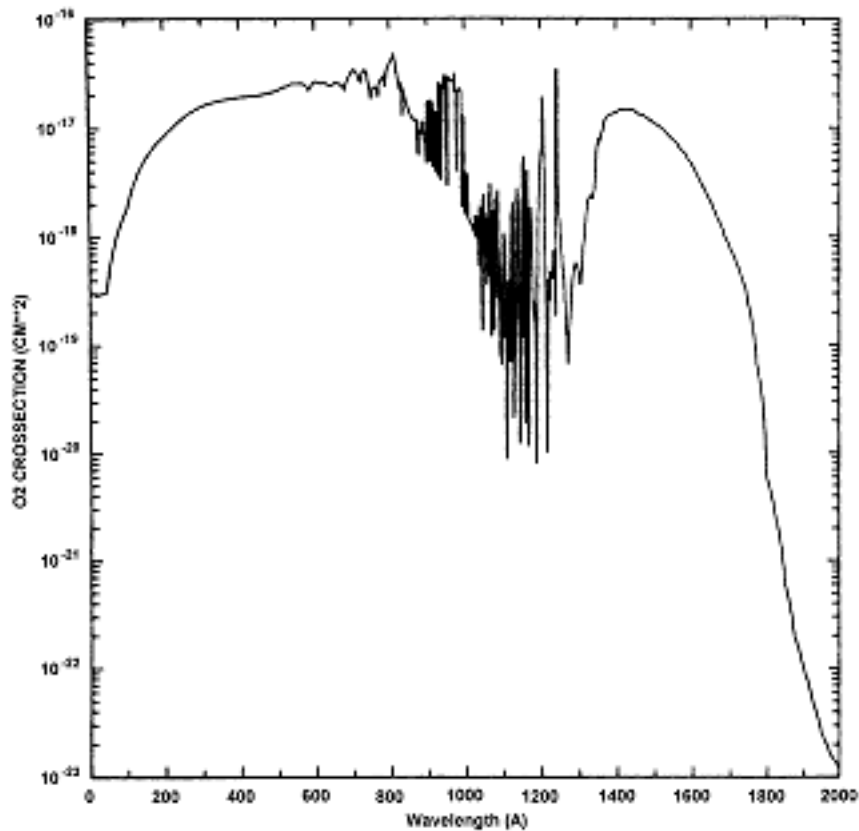
Tabell 3.2:

| Gasser | Ionisasjon | |
|----------------|------------|----------------|
| | V_p (eV) | λ (nm) |
| N ₂ | 15,58 | 79,6 |
| O ₂ | 12,08 | 102,6 |
| O | 13,61 | 91,1 |
| NO | 9,25 | 134,0 |

Fra tabell 3.2 finner en at stråler i området 70-150 nm vil være spesielt viktig for ionisasjonsprosessene i atmosfæren. Typiske ionisasjonstverrsnitt er av størrelsesorden 10^{-17} - 10^{-18} cm² (10^{-21} - 10^{-22} m²). Variasjonene i ionisasjonstverrsnittet for O₂ er vist i fig. 3.22 for bølgelengder under 200 nm (2000 Å). En legger merke til at for bølgelengder

mellom 20 og 80 nm (200 og 800 Å) er tverrsnittet ganske høyt, $> 10^{-17}$ cm² (10^{-21} m²). For sola i senit finner en altså at den optiske dybden for solstrålinga i EUV-området svarer til

$$\frac{1}{\sigma} = nH \approx 10^{21} - 10^{22} \quad (30)$$



Figur 3.22: Absorpsjonstverrsnitt for O₂ i bølgelengdeområdet mellom 20 og 200 nm (200-2000 Å). (Fra Roble og Emery, 1983.)

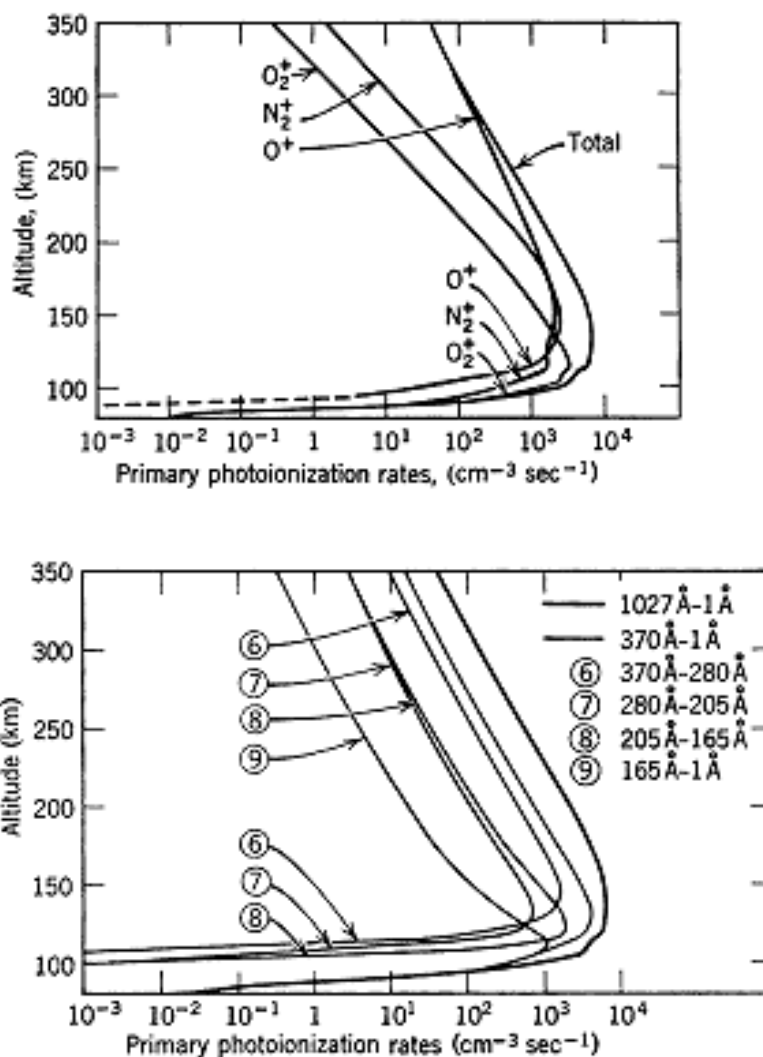
Fra tabell 3.3 finner en at $nH \approx 10^{22}$ ved omlag 110 km, noe som forklarer hvorfor så mye av EUV-strålinga absorberes over 100 km.

Med utgangspunkt i den reelle atmosfæren med alle de ulike slag av gasspartikler som finnes der og det kompliserte og variable solspektret, er det en uoverkommelig oppgave å beregne ionisasjonsprofilene i atmosfæren til enhver tid. En kan likevel komme et stykke på vei med noen typiske eksempler.

Tabell 3.3:

| Høyde | Temperatur | Skalahøyde | Konsentrasjon | Tetthet |
|----------|------------|------------|------------------------|-------------------------|
| h (km) | t (K) | H (m) | n (m ⁻³) | nH (m ⁻²) |
| 0 | 288 | 8,40(03)* | 2,55(25)* | 2,14(29)* |
| 5 | 256 | 7,50(03) | 1,53(25) | 1,15(29) |
| 10 | 223 | 6,50(03) | 8,61(24) | 5,60(28) |
| 15 | 217 | 6,40(03) | 4,04(24) | 2,59(28) |
| 20 | 217 | 6,40(03) | 1,85(24) | 1,18(28) |
| 25 | 222 | 6,50(03) | 8,33(23) | 5,41(27) |
| 30 | 227 | 6,60(03) | 3,83(23) | 2,53(27) |
| 35 | 237 | 6,90(03) | 1,74(23) | 1,20(27) |
| 40 | 250 | 7,30(03) | 6,67(22) | 4,87(26) |
| 45 | 264 | 7,70(03) | 4,12(22) | 3,17(26) |
| 50 | 271 | 7,90(03) | 2,14(22) | 1,69(26) |
| 55 | 261 | 7,60(03) | 1,19(22) | 9,04(25) |
| 60 | 247 | 7,20(03) | 6,45(21) | 4,64(25) |
| 65 | 233 | 6,80(03) | 3,42(21) | 2,33(25) |
| 70 | 220 | 6,40(03) | 1,71(21) | 1,09(25) |
| 75 | 208 | 6,10(03) | 8,36(20) | 5,10(24) |
| 80 | 198 | 5,80(03) | 4,03(20) | 2,34(24) |
| 85 | 189 | 5,50(03) | 1,72(20) | 9,46(23) |
| 90 | 187 | 5,50(03) | 6,98(19) | 3,84(23) |
| 95 | 188 | 5,50(03) | 2,93(19) | 1,61(23) |
| 100 | 195 | 5,70(03) | 1,19(19) | 6,78(22) |
| 105 | 209 | 6,10(03) | 5,20(18) | 3,17(22) |
| 110 | 240 | 7,00(03) | 2,14(18) | 1,50(22) |
| 115 | 300 | 8,80(03) | 9,66(17) | 8,50(21) |
| 120 | 360 | 1,05(04) | 5,03(17) | 5,28(21) |

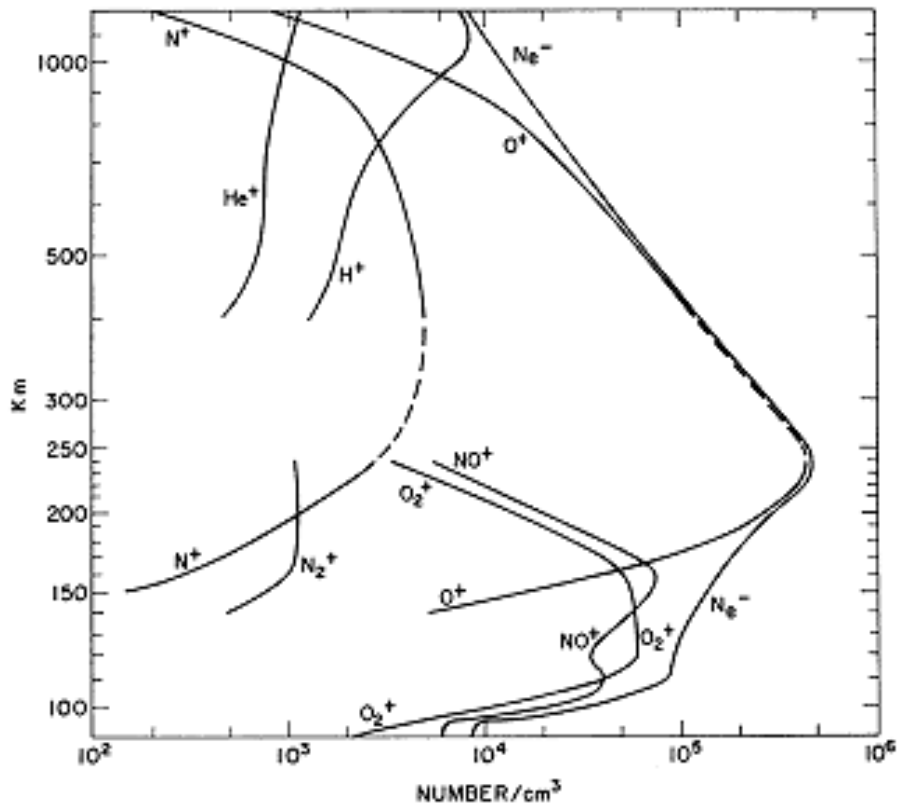
*Les 8,40(03) for eksempel som $8,40 \times 10^3$.



Figur 3.23: Beregnede ionisasjonsprofiler i ionosfærens E- og F-lag. (Fra Hinteregger et al., 1965.)

En antar først en modell av tettheten og sammensetningen av den nøytrale atmosfæren fra bakken og ut i eksosfæren. En tar vanligvis bare hensyn til de mest vanlige gass-slagene som N₂, O₂, O og NO, og anvender noen typiske bølgelengdebånd i solspektret. Med dette som utgangspunkt kan en beregne de ulike ionisasjonsprofilene. Noen slike resultater er vist i fig. 3.23. Den øverste figuren viser hvordan de ulike ionetyper fordeler seg i høydeområdet under 350 km. Mens O⁺-ionene dominerer i store høyder, er O₂⁺ og N₂⁺ sterkest representert under 150 km. Den nederste figuren viser hvordan de ulike bølgelengdeområdene produserer ionisasjonsprofiler, og en legger merke til at bølgelengder mellom 1 og 165 Å (0,1-16,5 nm) har maksimum i profilen ved den laveste høyden, mens den totale ionisasjonsprofilen som produseres av bølgelengdeområdet mellom 1 og 1027 Å (0,1-102,7 nm) har maksimum ved en større høyde.

Helt til slutt vises det i fig. 3.24 rakettopservasjoner av de ulike ioneslagene mellom 100 og 1000 km om dagen ved solarminimum. NO⁺- og O₂⁺-ionene dominerer under 150 km, men O⁺ er sterkest representert over denne høyden. Summen av alle de ulike ioneprofilene danner elektrontetthetsprofilen N_e⁻ siden summen av ladningene må være konstant om atmosfæren skal være nøytral.



Figur 3.24: Raketobservasjoner av ulike ioneslag under 1000 km om dagen ved solarminimum. Elektrontetthetsprofilen N_e^- som representerer summen av alle ioneprofilene er også indikert. (Fra Johnson, 1966.)

Noen nyttige konstanter

Universalkonstanter

- c lysets hastighet ($= 3 \times 10^8$ m/s)
 σ Stephan-Boltzmanns konstant ($= 5,67 \times 10^{-8}$ W m⁻² K⁻⁴)
 m_e elektronmassen ($= 9,1 \times 10^{-31}$ kg)
 m_p protonmassen ($= 1,672 \times 10^{-27}$ kg)
 ϵ_0 permittiviteten i vakuum ($= 8,854 \times 10^{-12}$ F/m)
 μ_0 permabiliteten i vakuum ($= 4\pi \times 10^{-7}$ H/m)
 m_0 den atomære enhet (1 amu = $1,660 \times 10^{-27}$ kg)
 N_A Avogadros tall ($= 6,02 \times 10^{23}$ molekyler/mole)
 R_0 den universelle gasskonstant ($= 8,3$ J/mole K)
 κ Boltzmanns konstant ($= 1,38 \times 10^{-23}$ J/K)
 h Plancks konstant ($= 6,63 \times 10^{-34}$ J/s)
 e elektronets ladning ($= 1,60 \times 10^{-19}$ C)
 G gravitasjonskonstanten ($= 6,67 \times 10^{-11}$ N m² kg⁻²)

Planetære konstanter

- R_e den midlere radius av jorda ($= 6,37 \times 10^6$ m)
 R_s den midlere radius av sola ($= 6,96 \times 10^8$ m)
 M_e jordas masse ($= 5,98 \times 10^{24}$ kg)
 M_s solas masse ($= 1,99 \times 10^{30}$ kg)
 E_e solarkonstanten ved 1 AU ($= 1380$ W/m²)
1 AU en astronomisk enhet ($\approx 1,5 \times 10^{11}$ m)
 H_0 den midlere magnetiske feltstyrke ved ekvator ($= 3,30319 \times 10^{-5}$ tesla)
 M_0 jordas magnetiske dipolmoment ($= 7,91 \times 10^{22}$ A m²)
 g_s tyngdeakselerasjon på soloverflaten ($= 7,24 \times 10^2$ m/s²)
 H den midlere skalahøyde i jordas atmosfære ($= 8,43$ km ved jordoverflaten)
 T_s midlere strålingstemperatur for sola ($= 6000$ K)
 T_e midlere temperatur for jorda ($= 288$ K)
 γ adiabatisk konstant i atmosfæren ($= 1,4$ ved jordas overflate)
 α^* adiabatisk fallrate ($= -9,8$ K/km ved jordas overflate)

- M' molekylarmassen (= 28,8 for jordas atmosfære nær jordoverflaten)
- δ vinkelen mellom jordas rotasjonsakse og den magnetiske symmetriaksen (= $11,2^\circ$)
- ϕ_p geografisk longitude av den nordlige magnetiske dipol pol (= $289,1^\circ \text{ Ø}$)
- λ_p geografisk latitude av den nordlige magnetiske dipol pol (= $78,8^\circ \text{ N}$)
- Ω jordas rotasjonsfrekvens (= $7,27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$)
- g tyngdeakselerasjonen ved jordoverflaten (= $9,81 \text{ m/s}^2$)

Bibliografi

- Aikin, A. C. (1992) *Planet. Space Sci.*, **40**, 7-26.
- Akasofu, S.-I. og Chapman, S. (1972) *Solar-Terrestrial Physics*, Oxford at the Clarendon Press.
- Anderson, J. G., Brune, W. H. og Proffitt, M. H. (1989) *J. Geophys. Res.*, **94**, 11465-11479.
- Berger, M. J., Seltzer, S. M. og Maeda, K. (1970) *J. Atmos. Terr. Phys.*, **32**, 1015-1045.
- Birkeland, K. (1901) *Expédition Norvégienne de 1899-1900 pour l'étude des aurores boréales. Résultats des recherches magnétiques*, Christiania.
- Birkeland, K. (1913) *The Norwegian Aurora Polaris Expedition 1902-3*, Vol. I og II, H. Aschehoug, Christiania, Norway.
- Brekke, A. (1997) *Physics of the Upper Polar Atmosphere*, John Wiley & Sons, Praxis Publishing, Chichester.
- Brekke, A. og Egeland, A. (1983) *The Northern Light. From Mythology to Space Research*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo.
- Brekke, A. og Egeland, A. (1994) *Nordlyset. Kulturarv og Vitenskap*, Grøndahl & Dreyer, Oslo.
- Brekke, A., Nozawa, S. og Sparr, T. (1994) *J. Geophys. Res.*, **99**, 8801-8825.
- Cahill, L. J. og Amazeen, P. G. (1963) *J. Geophys. Res.*, **68**, 1835-1843.
- Cain, J. C. og Cain, S. J. (1968) *IGRF (10/68)*, Goddard Space Flight Center Report X-612-68-501.
- Chapman, S. og Bartels, J. (1940) *Geomagnetism*, Vol. 1, Oxford, at the Clarendon Press.
- Climate Change 1995, The science of climate change. Akseptert av IPCC, WMO-UNEP.
- Cox, A., Dalrymple, G. B. og Doell, R. R. (1967) *Scient. Am.*, **216**, 44-54.
- Dütsch, H. U. (1978) *Pure Appl. Geophys.*, **116**, 511.
- Earth-Atmosphere Radiation Budget Analyses Derived from NOAA Satellite Data June 1974 - February 1978, Washington D.C., NOAA-NESS, 1979.
- EISCAT Association, Kiruna, Sweden (1994).
- Fahey, D. W., Murphy, D. M., Kelly, K. K., Ko, M. K. W., Proffitt, M. H., Eubank, C. S., Ferry, G. W., Lowenstein, M. og Chan, K. R. (1989) *J. Geophys. Res.*, **94**, 16665-16681.
- Farman, J. C., Gardiner, B. C. og Shanklin, D. J. (1985) *Nature*, **315**, 207-210.
- Frank, L. (1994) Personlig kommunikasjon.
- Frank, L. A. og Craven, J. D. (1988) *Rev. Geophys.*, **26**, 249-283.
- Fritz, H. (1881) *Das Polarlicht*, F. A. Brockhaus, Leipzig.
- Gilbert, W. *De Magnete*. Oversettelse ved P. Fleur Mottelay, Dover, New York, 1958.
- Giraud, A. og Petit, M. (1978) *Ionospheric Techniques and Phenomena*, D. Reidel, Dordrecht, The Netherlands.
- Golitsyn, G. S., Semenov, A. I. og Shefov, N. N. (1996) *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 1741-1744.
- Hansen, T. L. (1997) Personlig kommunikasjon.
- Hansteen, C. (1827) *Philos. Mag. Ann. Philos. New Ser.*, **2**, 333-334.
- Henriksen, T. (1994) *Fra Fysikkens Verden*, **4**, 110-114.
- Hinteregger, H. E. (1980) i *Proceedings of the Workshop on Solar UV Irradiance Monitors*, NOAA Environmental Research Laboratories (ERL), Boulder.
- Hinteregger, H. E., Hall, L. A. og Schmidtke, G. (1965) *Space Research*, Vol. 5, pp. 1175-1190, North-Holland Publ., Amsterdam.
- Hofmann, D. J., Harder, J. W., Rosen, J. M., Hereford, J. V. og Carpenter, J. R. (1989) *J. Geophys. Res.*, **94**, 16527-16536.
- Johnson, C. Y. (1966) *J. Geophys. Res.*, **71**, 330.
- Joint NOAA-USAF Space Weather Operations (1996) *Solar Geophysical Data*.
- Joint NOAA-USAF Space Weather Operations (1997) *Solar Geophysical Data*.

- Jursa, A. S. (red.) (1985) *Handbook of Geophysics and the Space Environment*, Air Force Geophysical Laboratory, USAF.
- Kamiyama, H. (1966) *Rep. Ionosph. Space Res. Japan*, **20**, 171-187.
- Koike, M., Kondo, Y., Hayashi, M., Iwasaka, Y., Newman, P. A., Helten, M. og Aïmedieu, P. (1991) *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 791-794.
- Lamb, H. H. (1995) *Climate History and the Modern World*, 2. utg., Routledge, London.
- Lassen, K. og Friis-Christensen, E. (1996) *The Global Warming Debate*, J. Emsley (red.), ESEF, London, pp. 224-232.
- Lean, J. (1991) *Rev. Geophys.*, **29**, 505-536.
- London, J. (1985) i *Ozone in the Free Atmosphere*, Kap. 1, Van Nostrand Reinhold, London.
- McClelland, L., Simkin, T., Summers, T., Nielsen, E. og Stein, T. C. (1989) *Global Volcanism 1975-1985*, AGU, Washington, D.C. og Prentice Hall, New Jersey, p. 30.
- McElhinny, M. W. og Senanayake, W. E. (1982) *J. Geomag. Geoelect.*, **34**, 39-51.
- Merrill, R. T. og McElhinny, M. (1983) *International Geophysics Series*, **32**, Academic Press.
- Ness, N. F., Scarce, C. S. og Seek, J. B. (1964) *J. Geophys. Res.*, **69**, 3531-3569.
- Neuendorffer, A. (1994) Personlig kommunikasjon.
- Nevanlinna, H. (1995) *J. Geomag. Geoelectr.*, **47**, 953-960.
- Nozawa, S. (1997) Personlig kommunikasjon.
- Oguti, T. (1994) Personlig kommunikasjon.
- Pettit, E. (1951) i *Astrophysics*, Hynek, J. A. (red.), p. 259, McGraw-Hill, New York.
- Prentice, C. (1996) Jordens landekosystem och vårt globala klimat, *Jordens Klimat*, Naturvetenskapliga Forskningsrådets Årsbok 1996, Stockholm, pp. 71-82.
- Rees, M. H. (1989) *Physics and Chemistry of the Upper Atmosphere*, Cambridge Atmospheric and Space Science Series, Cambridge University Press, Cambridge.
- Réthly, A. og Berkes, Z. (1963) *Nordlichtbeobachtungen in Ungarn (1523-1960)*, Akadémiai Kiadó, Verlag der Ungarischen Akademie der Wissenschaften, Budapest.
- Richmond, A. (1987) i *The Solar Wind and the Earth*, Akasofu, S.-I. og Kamide, Y. (red.), pp. 123-140, Terra Sci. Publ. Comp., Japan.
- Roble, R. G. (1987) i *The Solar Wind and the Earth*, Akasofu, S.-I. og Kamide, Y. (red.), Terra Sci. Publ. Comp., Tokyo, Japan.
- Roble, R. G. og Emery, B. A. (1983) *Planet. Space Sci.*, **31**, 597-614.
- Saka, T. (1996) Personlig kommunikasjon.
- Shimazaki, T. (1987) i *The Solar Wind and the Earth*, Akasofu, S.-I. og Kamide, Y. (red.), Terra Sci. Publ. Comp., Tokyo, Japan.
- Starkov, G. V. og Feldstein, Ya. I. (1967) *Geomagnetism and Aeronomy*, **7**, 48-54.
- Størmer, C. (1955) *The Polar Aurora*, Oxford University Press, London.
- Svensmark, H. og Friis-Christensen, E. (1997) *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **59**, 1225-1232.
- U.S. Standard Atmosphere (1976) NOAA, NASA, USAF, Washington.
- Vallance Jones, A. (1974) *The Aurora*, D. Reidel, Dordrecht, The Netherlands.
- Waldmeier, M. (1955) *Ergebnisse und Problem der Sonnenforschung*, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig.
- Walterscheid, R. L. (1989) *J. Spacecraft and Rockets*, **26**, 439-444.
- Wold, H. (1997) Personlig kommunikasjon.
- Yukutake, T. (1967) *J. Geomag. Geoelect.*, **19**, 103.