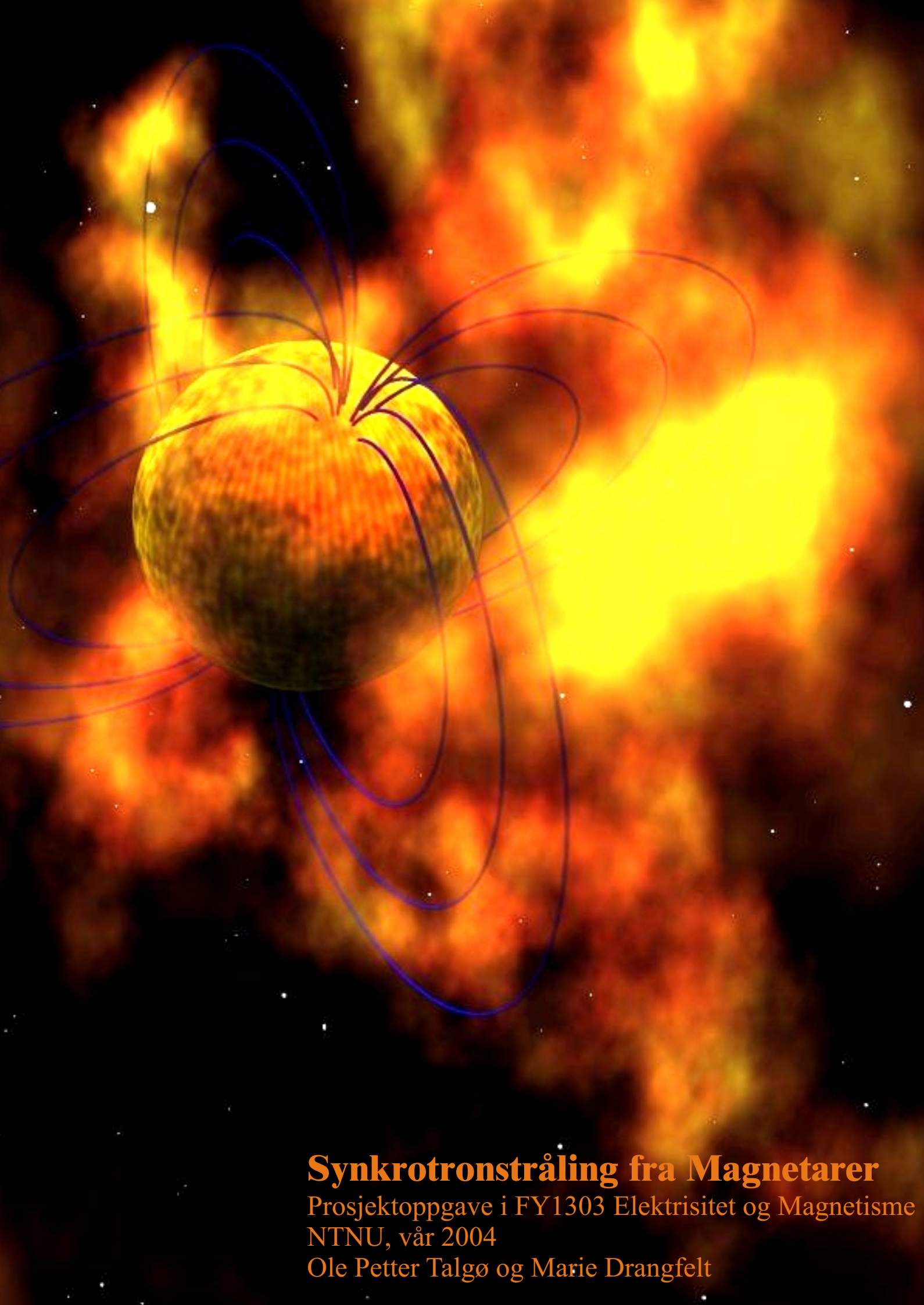




Synkrotronstråling fra Magnetarer

Prosjektoppgave i FY1303 Elektrisitet og Magnetisme
NTNU, vår 2004

Ole Petter Talgø og Marie Drangfelt

Illustrasjon av magnetar på framsiden er hentet fra:
<http://spaceflightnow.com/news/n0209/14magnetar/>

Abstract

Nøytronstjerner er veldig kompakte stjerner som i hovedsak består av nøytroner. Pulsarer er hurtigroterende nøytronstjerner som sender ut stråling fra polene som kan observeres i presise pulser fordi magnetfeltets akse ikke er parallell med rotasjonsaksen. Vi har sett nærmere på én type pulsarer – magnetarer. En magnetar har et veldig kraftig magnetfelt, som hos soft gamma repeaters (SGR) utløser stjerneskjelv som igjen sender ut intens gammastråling. Anomalous X-ray pulsars (AXP) er ennå ikke fullt ut bekreftet som magnetarer da disse ikke har observert stjerneutbrudd, selv om de ellers har likhetstrekk med SGR-er.

Vi har regnet ut karakteristisk (typisk) frekvens for synkrotronstråling fra en magnetar der vi har antatt:

- Magnetfeltstyrke: $B \sim 10^{10}$ tesla
- Partikkelenergi for elektronet og protonet: $E \sim 100$ MeV

Vi har sett bort fra andre strålingsmekanismer.

Den karakteristiske frekvensen vi har funnet for synkrotronstråling fra protoner i magnetfeltet til en magnetar stemmer godt med observert spekter, så det er mulig at dette kan være en av årsakene til strålingen fra magnetarer. For elektroner har vi derimot fått en frekvens som er langt høyere enn den observerte. Dette kan kanskje forklares ved andre effekter slik som fotonsplitting og parproduksjon, men det er også en mulighet at synkrotronstråling fra elektroner av ulike årsaker ikke vil forekomme.

Innhold

Abstract	1
Innhold	2
1 Innledning	3
2 Typer nøytronstjerner.....	3
2.1 Nøytronstjerner og pulsarer	3
2.2 Gamma Ray Bursts	4
2.3 Soft Gamma Repeaters	4
2.4 Anomalous X-ray pulsars	5
2.5 Magnetarer	6
2.6 Årsaker til magnetarers sterke magnetfelt	7
3 Generell teori	8
3.1 Rotasjon	8
3.2 Elektrisitet og magnetisme.....	9
3.3 Nøytronstjerners magnetfelt.....	10
3.4 Relativitetsteori	12
3.5 Stråling.....	12
4 Spesiell teori.....	12
4.1 Partiklenes bevegelse i magnetfeltet.....	12
4.2 Kurvaturstråling	14
4.3 Synkrotronstråling.....	14
4.4 Andre strålingsmekanismer	15
4.5 Emisjon av elektroner fra nøytronstjernen.....	16
4.6 Tilvekstdisk (accretion disk).....	17
4.7 Spekter fra kjente AXPer	17
5 Resultat	18
5.1 Massetetthet til en typisk nøytronstjerne	18
5.2 Ladningstetthet på overflaten til en typisk nøytronstjerne.....	19
5.3 Forventet strålingsspekter	19
6 Diskusjon	20
6.1 Oppsummering.....	20
6.2 Massetetthet og overflateladningstetthet.....	21
6.3 Synkrotronstråling.....	22
6.4 Feilkilder og antagelser.....	22
7 Konklusjon.....	22
8 Symboler	23
9 Konstanter	23
10 Referanser	24
10.1 Artikler.....	24
10.2 Bøker.....	25
10.3 Web-adresser.....	25

1 Innledning

I tusenvis av år har mennesker sett opp mot himmelen og hatt teorier om hva disse lysende prikkene langt der oppe er. I dag mener vi å ha oversikt over en del av disse og hva som foregår der oppe, men fortsatt er det mange mysterier. Det forskes på mange forskjellige områder, og grensen for hva som kan betegnes som vitenskap diskuteres.

Noen av himmellegemene – kalt ”soft gamma repeaters” (SGR) - sender tidvis ut enorme mengder energi i form av gamma- og røntgenstråling. Mellom disse energiutbruddene kan vi observere objektene som pulsarer med en strålingstopp som ligger i røntgenstrålingsområdet. Den mest aksepterte teorien er at objektene er nøytronstjerner med et magnetfelt som er så sterkt at det ikke kan sammenlignes med noe annet i det kjente universet, og de har derfor fått betegnelsen magnetarer. Det er denne typen stjerner vi vil ta for oss.

En type objekt man så langt ikke har greid å forklare, kalles AXP, som står for ”anomalous X-ray pulsars”. Disse kan sammenlignes med de mer kjente radiopulsarene, som sender ut stråling i radioområdet av det elektromagnetiske spekteret, men AXP-ene har – som navnet tilsier - mye høyere frekvens på strålingen. Man har ikke funnet noen god forklaring på hvor de tar energien sin fra, da energien fra rotasjonens nedbremsing eller fra materie i en disk som roterer rundt stjernen ikke er nok.

Vi vil først gi en innføring i magnetarer, altså en liten historisk gjennomgang inkludert en del opplysninger og teori rundt nøytronstjerner generelt og magnetarer spesielt. Så vil vi med en del forenklinger og antagelser gjøre beregninger på hva frekvensen på synkrotronstrålingen fra slike magnetarer bør være, og sammenligne verdiene med observert strålingsspekter fra SGR-er og AXP-er. Vi vil altså kun se på synkrotronstråling – stråling forårsaket av relativistiske, ladede partikler i sirkelbevegelse.

2 Typer nøytronstjerner

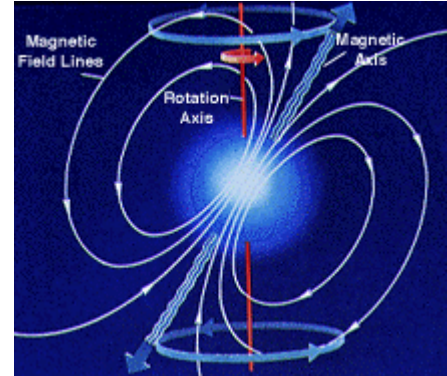
2.1 Nøytronstjerner og pulsarer

I 1932 ble nøytronet oppdaget av James Chadwick¹, noe som førte til den første forutsigelsen av stjerner bestående kun av disse partiklene (tilnærmet). Walter Baade og Fritz Zwicky² foreslo allerede i 1933 at nøytronstjerner kan dannes når massive stjerner dør i en supernova, men dette ble den gang sett på som spekulativt og betraktet som umulig å observere.

I 1967 arbeidet Jocelyn Bell³ sammen med Anthony Hewish⁴ om observasjon av radiobølger fra verdensrommet og oppdaget pulserende signaler med helt presise perioder fra fire ulike posisjoner på stjernehimmelen – pulsarer. Det var lite sannsynlig at intelligente vesener skulle kunne sende disse presise pulsene fra så ulike steder i rommet samtidig, så andre forklaringer var nødvendig.

Perioden til det første oppdagede signal var 1,3373011 sekunder og var så kort at skulle den tilsvare rotasjonsfrekvensen til en stjerne, måtte det tilhøre et meget kompakt legeme om dets masse ikke skulle forsvinne utover – en nøytronstjerne. Men hvorfor pulser?

Når en stjerne dør vil den i de fleste tilfeller avkjøles og bli en såkalt hvit dverg. Dersom denne hvite dvergen derimot har en masse over Chandrasekhar-grensen⁵ på $1,4 M_{\odot}$ vil den ikke kunne motstå gravitasjonstrykket og vil istedenfor gjennomgå en sammentrekning som etter hvert resulterer i en supernova – en eksplosjon som etterlater en komprimert stjerne med meget høy tetthet og stor masse. Tettheten er så høy at protoner og elektroner er presset sammen til nøytroner, og en nøytronstjerne er dannet. Pga. kompresjonen vil stjernen nå rotere meget raskt – slik for eksempel en kunstløper øker rotasjonsfrekvensen i en piruett ved å trekke armer og ben til seg.



Figur 1: Prinsippskisse av pulsar²⁹.

Nøytronstjerner har et meget kraftig magnetisk felt ($10^8 - 10^9$ tesla). Ladede partikler i dette feltet vil akselereres slik at de utstråler fotoner, i all hovedsak fra polpunktene. Dersom magnetfeltets akse ikke korresponderer med rotasjonsaksen, vil strålingsaksen sveipes rundt med stjernens rotasjon slik at en ”fyrntårnseffekt” oppstår (se Figur 1). Det er når denne strålingsaksen treffer jorden ved hver rotasjonsrunde at pulserende signaler observeres.

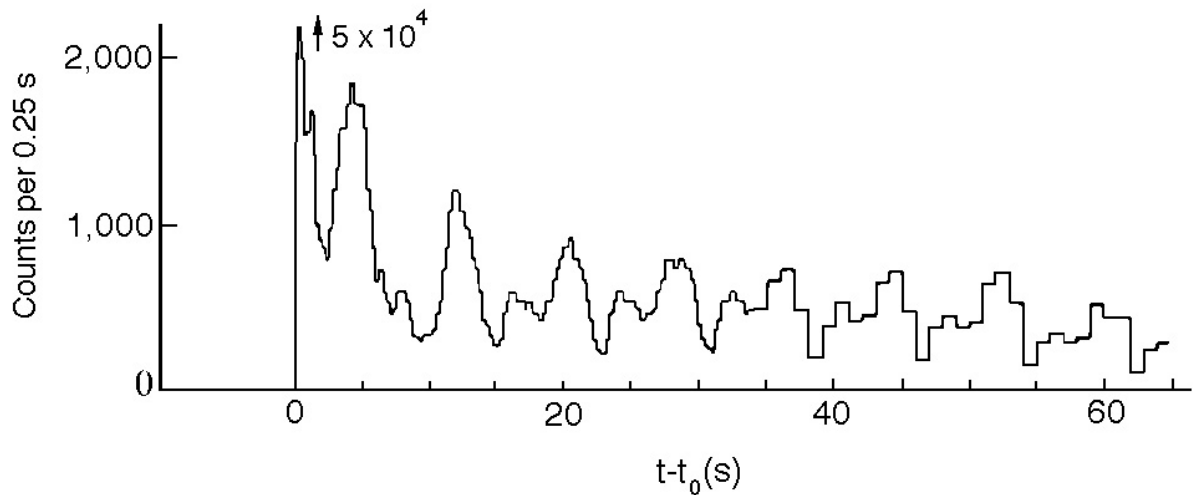
2.2 Gamma Ray Bursts

Under den kalde krigen sendte USA og Sovjetunionen opp satellitter i bane rundt jorden for å observere gammastråling fra eventuelle prøvesprengninger av atombomber hos den andre part. Det ble straks oppdaget glimt av gammastråling, og disse kom ofte. Etter hvert ble det klart at strålingen ikke kom fra jorden, men fra verdensrommet, og ble kalt ”gamma ray bursts” (heretter GRB). Dette er fotoner med veldig høy energi, altså høyfrekvent gammastråling. Det spesielle med GRB-er, er at dette ikke er et gjentakende fenomen. Dette vil si at man aldri observerer to utbrudd fra samme sted på himmelen.

2.3 Soft Gamma Repeaters

Den 5. mars 1979 målte disse satellittene og andre måleinstrumenter ekstremt høy intensitet for gammastråling⁶. Strålingen kom fra en bestemt posisjon på himmelen i presise pulser som jevnt avtok i intensitet med en periode på 8,1 sekunder (se Figur 2). Dette viste seg å være fra en nabogalakse.

I løpet av 0,2 sekunder strålte det da ukjente objektet ut like mye energi som solen gjør på 10 000 år⁷. Fra denne toppen ble intensiteten på strålingen noe lavere, men den fortsatte i tre minutter. De presise pulsene tydet på at strålingen skjedde på samme måte som for de mer kjente pulsarene, altså ut fra de magnetiske polene.



Figur 2: Strålingsintensitet som funksjon av tid (s). Målinger fra det sovjetiske romskipet Venera 12 den 5. mars 1979^{3,30}.

Senere ble flere slike “soft gamma repeaters” (heretter SGR) oppdaget i andre posisjoner. Ordet ”soft” i navnet viser til at strålingen har en lav frekvens innenfor gammastrålingspekteret, mens ordet ”repeaters” da viser til at utbruddene repeteres med jevne og ujevne mellomrom. SGR-er har en fødselsrate på rundt 1 per 1000 år, og fungerer som SGR-er i rundt 10 000 år⁷. Mens det spesielle med GRB-er er den høye frekvensen på strålingen, er mengden energi som blir sluppet løs i en SGR langt større og intensiteten på strålingen langt høyere.

2.4 Anomalous X-ray pulsars

Et annet himmellegeme som har skapt hodebry for astrofysikere er såkalte ”anomalous X-ray pulsars” (heretter AXP). Dette er pulsarar som sender ut røntgenstråling, men som ikke kan forklares på samme måte som andre radiopulsarar. Dette er grunnen til delnavnet ”anomalous”.

Tabell 1: Nøkkelopplysninger for antatte AXPer³¹

Navn	Rotasjonstid (s)	Antatt magnetfelt (T)
4U 0142+615	8,69	$2,9 \cdot 10^{10}$
1E 1048-5937	6,45	$3,8 \cdot 10^{10}$
RXS1708-4009	11,0	$4,6 \cdot 10^{10}$
1E 1841-045	11,8	$7,5 \cdot 10^{10}$
1E 2259+586	6,98	$0,59 \cdot 10^{10}$
XTE J1810-297	3,7	—

Per i dag er det rundt seks stjerner som karakteriseres som AXP-er, med en rotasjonstid på mellom seks og tolv sekunder³¹ (se Tabell 1). Ved å se på den deriverte av

rotasjonstiden finner man hvor mye rotasjonen blir bremsset. Når man ser på intensiteten på strålingen fra stjernen sammenlignet med energien som blir tapt ved rotasjonsnedbremsing, så er dette ikke nok til å forklare strålingen. Nedbremsingen av rotasjonen er sterkere enn for andre pulsarer, og rotasjonsperioden er stor i forhold til enkelte radiopulsarer som kan ha en rotasjonstid på noen millisekunder. Vanlige pulsarer tar sin strålingsenergi fra rotasjonsenergi eller en tilvekstdisk, noe som altså ikke er nok til å forklare strålingsenergien til AXP-er. Dessuten vil ikke en slik energikilde forklare den høye frekvensen på strålingen fra AXP-ene, og at de ikke stråler i radiobølgeområdet.

2.5 Magnetarer

Ingen hadde noen teori om hvorfor så høye verdier av gammastråling som spekteret til SGR-er består av kunne måles så langt borte fra kilden, ei heller hvorfor perioden til disse var så lang i forhold til hos andre pulsarer, før Robert C. Duncan og Christopher Thompson^{8,9,10} mer enn tjue år etter den første observasjonen av en SGR i 1979 viste at strålingen kunne komme fra pulsarer med et meget sterkt magnetisk felt (se Tabell 2). Disse stjernene ble derfor kalt for magnetarer. Det sterke magnetfeltet vil kunne danne sterke spenninger i stjernens skall og forårsake såkalte stjerneskjelv – noe som kan sammenlignes (om ikke i styrke) med de mer familiære jordskjelvene. Skjelvene vil igjen forårsake sterk stråling fra magnetarenes polpunkter som kan observeres fra jorden på samme måte som for pulsarer. Siden magnetfeltet er så sterkt, vil det også bremse rotasjonen raskere enn for pulsarer, derfor den lange perioden mellom observerte pulser. Dette gjør at levetiden for magnetarer er kortere enn for pulsarer, og muligheten for observasjon også tilsvarende kortere.

I 1998 identifiserte Chryssa Kouveliotou¹¹ og hennes team objektet SGR1806 – 20. Målinger viste at magnetar-teorien passet veldig bra for dette tilfellet. Samme år identifiserte Kouveliotou enda et tilsvarende objekt, SGR1900 + 14^{12,13}, og Duncan og Thompsons teori ble nå allment akseptert.

Likheter mellom AXP-er og SGR-er gjør at man kan tenke seg at disse objektene er to sider av samme sak¹⁴. En teori er at AXP-er kan være magnetarer der den magnetiske aksen er orientert på en annen måte enn for SGR-er slik at stjerneskjelvene ikke oppstår, en annen at AXP-er kan være stjerner som tidligere har vært SGR-er, altså inaktive SGR-er. Så langt finnes det ikke nok materiale om disse typene himmelobjekter til å bekrefte noen av teoriene. Det kan også være at AXP-er og SGR-er er samme type objekter, da man ser likheter mellom spektrene til AXP-er og SGR-er mellom utbruddene til SGR-ene³¹.

Også den kraftige nedbremsingen av rotasjonshastigheten til AXP-er kan forklares av et kraftig magnetisk felt⁸. Man tenker seg at AXP-er kanskje tar sin energi fra dette ultrakraftige magnetfeltet, som i så fall vil gjøre dem til magnetarer⁷.

Det er også ting som kan tyde på at AXP-er og SGR-er kan være to forskjellige typer objekter. Nøytronstjerner som oppstår etter en supernovaeksplosjon har en viss hastighet bort fra eksplosjonsstedet, og beregninger¹⁵ tyder på at AXP-er har en hastighet på 500

km/s. SGR-er har derimot en hastighet som er fire ganger så stor. Da man har såpass få observasjoner av hver av disse stjernetyper, kan dette være tilfeldigheter.

2.6 Årsaker til magnetarers sterke magnetfelt

Tabell 2: Sammenligning av ulike objekters magnetfelt³⁰.

Objekt	Styrke (T)
Jorden (målt på magnetisk nordpol)	$6 \cdot 10^{-5}$
vanlig kjøleskapsmagnet	10^{-2}
sterkeste magnetfelt oppnådd i lab. (varighet 4-8 sekunder)	10^3
magnetarar (polare felt ved overflaten)	$10^{10} - 10^{11}$

Vi vil her meget kort si noe om årsakene til at et så sterkt magnetfelt kan oppstå på en nøytronstjerne, men videre forståelse krever nærmere innsikt i bl.a. fluidmekanikk.

Det er to hovedårsaker til at magnetarar har et sterkt magnetfelt:

- Når moderstjernen komprimeres til en nøytronstjerne, vil også magnetfeltet komprimeres⁷ (som for pulsarer).
- Dynamo-effekter^{10,16} som oppstår grunnet konveksjon på overflaten de første sekundene av nøytronstjernens levetid forsterker feltet varig.

I omtrent de ti første sekundene er all nøytronstjernens masse flytende grunnet høy temperatur. Nøytrinoer som frigjøres når elektroner og protoner danner nøytroner har da høy hastighet, men er fanget de første sekundene grunnet høy optisk dybde¹⁶ (man kan forenklet si at det er større sannsynlighet for at nøytrinoene vil kolliderer ved slike høye temperaturer). I denne tiden er konveksjon mest hensiktsmessig for å frigjøre energi. Ytterst vil stjernen avkjøles, og flytende masse med lavere temperatur vil synke, mens varmere masse vil stige mot overflaten ved konveksjon. Prosessen kan sammenlignes med solens konveksjon, men da tettheten til en nøytronstjerne er mye høyere enn solens, vil også effekten av konveksjonen bli sterkere. Det skapes altså strømmer av ionisert masse som følgelig får metalliske egenskaper og meget lett kan lede elektrisk strøm. Da det allerede eksisterer et magnetfelt, vil elektrisk strøm nettopp oppstå. Dersom forholdet mellom rotasjonsperioden til selve stjernen og rotasjonsperioden til konveksjonen er gunstig, vil en dynamo-effekt oppstå¹⁶.

3 Generell teori

3.1 Rotasjon

Rotasjon av fast legeme

Når en kan se bort fra deformasjon av et legeme under rotasjon, kalles legemet et fast legeme.

Sirkelhastighet

Sirkelhastigheten er gitt ved:

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \theta}{\Delta t} = \frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{r} \cdot \frac{ds}{dt} = \frac{v}{r} \quad (3.1)$$

Sirkelakselerasjon

$$\alpha = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt} = \frac{1}{r} \cdot \frac{d^2 s}{dt^2} = \frac{1}{r} \cdot \frac{dv}{dt} = \frac{a_t}{r} \quad (3.2)$$

Sentripetalakselerasjon

Et roterende legeme med masse m i avstand r fra rotasjonssentrum vil akselereres med akselerasjon a_r , kalt sentripetalakselerasjonen:

$$a_r = \frac{v^2}{r} = r\omega^2 \quad (3.3)$$

Sentripetalkraft

Kraften som virker på legemet blir etter Newtons 2. lov:

$$F = ma_r = m \frac{v^2}{r} = mr\omega^2 \quad (3.4)$$

Denne kraften kalles sentripetalkraften.

Sirkelperiode

Tiden det tar for legemet å rotere én runde kalles perioden T :

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi r}{v} \quad (3.5)$$

Sirkelfrekvens

Omløpt vinkel per tidsenhet kalles sirkel- eller vinkelfrekvens og er gitt ved:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f \quad (3.6)$$

Størrelsene sirkelfrekvens og sirkelhastighet er like.

3.2 Elektrisitet og magnetisme

Magnetisk kraft

Når en ladet partikkel beveger seg inn i et homogent magnetisk felt, vil den påvirkes av en magnetisk kraft gitt ved:

$$\mathbf{F} = q \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (3.7)$$

Når hastighetsvektoren er vinkelrett på magnetfeltvektoren, blir størrelsen på kraften:

$$F = q v B \quad (3.8)$$

Ladningen vil altså i et homogent magnetisk felt bevege seg i en sirkel, slik at magnetisk kraft tilsvarer sentripetalkraften:

$$F = q v B = m \frac{v^2}{r} \quad (3.9)$$

Løses likningen med hensyn på radius r , får vi:

$$r = \frac{mv}{qB} \quad (3.10)$$

Sirkelhastighet

Sirkelhastigheten blir:

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{qB}{m} \quad (3.11)$$

Sirkelperiode

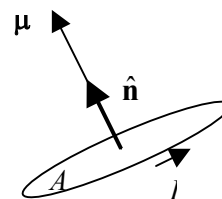
Perioden T blir:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{qB} \quad (3.12)$$

Magnetisk dipolmoment

Magnetisk dipolmoment for en plan strømsløyfe er definert slik:

$$\boldsymbol{\mu} \equiv I \int d\mathbf{a} = IA\hat{\mathbf{n}} = I\mathbf{A} \quad (3.13)$$



Figur 3

Her er $\mathbf{A}$ arealet strømsløyfen dekker med dets retning normalt på flaten.

Magnetisering

I et ytre påført magnetisk felt vil magnetisk materie bli magnetisert, dvs. at materien vil bestå av mange små dipoler på atomnivå i mer eller mindre samme retning. Definisjon på magnetisering:

$$\mathbf{M} \equiv \text{magnetisk dipolmoment per volumenhet.} \quad (3.14)$$

Vektorpotensial

På samme måte som et skalarpotensial er introdusert i elektrostatikken, kan en introdusere et vektorpotensial $\mathbf{A}$ i magnetostatikken²³:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (3.15)$$

Et vektorpotensial blir altså brukt til å representere et magnetisk felt på en alternativ måte. Dersom en bruker Ampères lov og den matematiske løsningen på Poissons ligning, får en²³:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}')}{r} dV \quad (3.16)$$

Her er $\mathbf{J}(\mathbf{r}')$ strømtettheten slik at $\mathbf{J}(\mathbf{r}')dV$ tilsvarer strømmen gjennom volumelementet dV .

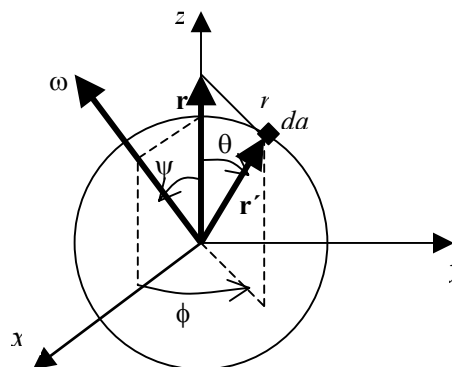
3.3 Nøytronstjerners magnetfelt

En kan veldig forenklet sammenligne en stjernes magnetfelt med en magnetisk dipol, selv om dette ikke gir et fullstendig bilde. Magnetarer vil ha et felt som er i størrelsesorden $10^{10} - 10^{11}$ tesla⁸.

Når en tar et lite nok (infinitesimalt) utsnitt av magnetfeltet, vil dette kunne ses på som homogent.

3.3.1 Magnetisk felt til en kule²³

Et nøytron er satt sammen av mindre bestanddeler med ladning, slik at selv om nøytronet totalt sett er nøytralt, vil det kunne ha



Figur 4

et dipolmoment da de ulike bestanddelene kan ha ulik plassering ”inne i” nøytronet. Dermed kan en forenklet si at det føres en ”strøm” når nøytronet roterer. Når nøytronstjernen utsettes for et magnetisk felt (i dette tilfellet sitt eget), vil dipolmomentene rette seg mer eller mindre etter hverandre i samme retning og danne en total magnetisering av nøytronstjernen.

Dersom en regner nøytronstjernen som en sfære med uniform magnetisering, vil strømmen som danner de små dipolmomentene utjevne seg inne i sfæren, mens det på overflaten dannes en total strøm. Istedenfor en strømtetthet gjennom hele kulen $\mathbf{J}(\mathbf{r})$, får en altså en overflatestrømtetthet $\mathbf{K}(\mathbf{r})$. Vektorpotensialet gitt ved (3.12) blir altså:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{K}(\mathbf{r}')}{r} da \quad (3.17)$$

Om vinkelfrekvensen er ω og rettet langs z-aksen, radien lik R og uniform overflateladning per flateenhet lik σ vil en (etter litt regning) ha følgende vektorpotensial inne i en sfære:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = A(r, \theta, \phi) = \frac{2\mu_0 R \omega \sigma}{3} r \sin \theta \hat{\phi}, \quad (r \leq R) \quad (3.18)$$

Det magnetiske feltet inne i kulen vil altså bli uniformt:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \begin{vmatrix} \hat{\mathbf{r}} & \hat{\theta} & \hat{\phi} \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \\ 0 & 0 & \frac{2\mu_0 R \omega \sigma}{3} r \sin \theta \end{vmatrix} = \frac{2\mu_0 R \omega \sigma}{3} (\cos \theta \hat{\mathbf{r}} - \sin \theta \hat{\theta}) \quad (3.19)$$

For kulekoordinater har en at:

$$\hat{\mathbf{z}} = \cos \theta \hat{\mathbf{r}} - \sin \theta \hat{\theta} \quad (3.20)$$

Dermed blir det magnetiske feltet inne i kulen:

$$\mathbf{B} = \frac{2\mu_0 R \omega \sigma}{3} (\cos \theta \hat{\mathbf{r}} - \sin \theta \hat{\theta}) = \frac{2}{3} \mu_0 R \sigma \omega \hat{\mathbf{z}} = \frac{2}{3} \mu_0 R \sigma \omega \xrightarrow{R \sigma \omega \rightarrow \mathbf{M}} \frac{2}{3} \mu_0 \mathbf{M} \quad (3.21)$$

Siden feltet må være kontinuerlig i overgangen mellom det indre og det ytre av kulen ved polpunktene, vil kulens magnetiske felt her bli lik feltet inne i kulen:

$$\mathbf{B} = \frac{2}{3} \mu_0 \mathbf{M} \quad (3.22)$$

3.4 Relativitetsteori

3.4.1 Relativistisk energi

Når en partikkel som beveger seg med en hastighet v nær lysets hastighet c akselereres, vil ikke all energi gå med til akselerasjon, men også til økning av partikkelens masse. Energibevarelse gir:

$$E = \gamma mc^2 = K + mc^2 \quad (3.23)$$

3.4.2 Lorentz-faktoren

Lorentz-faktoren er gitt ved:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3.24)$$

3.5 Stråling

3.5.1 Strålingsspekter

Tabell 3: Strålingstyper med angitt bølgelengde, frekvens og energi.

Bølgetype	Bølgelengde, λ (m)	Frekvens, f (Hz)	Energi, E (eV)
Radiobølger	$10^4 - 10^{-3}$	$10^3 - 10^{10}$	$10^{-12} - 10^{-5}$
Infrarøde bølger	$10^{-3} - 10^{-6}$	$10^{10} - 10^{14}$	$10^{-5} - 10^{-1}$
Synlig lys	10^{-6}	10^{14}	10^{-1}
Ultrafiolett lys	$10^{-6} - 10^{-8}$	$10^{14} - 10^{16}$	$10^{-1} - 10^2$
Røntgenstråling	$10^{-8} - 10^{-10}$	$10^{16} - 10^{19}$	$10^2 - 10^5$
Gammastråling	$10^{-10} - 10^{-14}$	$10^{19} - 10^{24}$	$10^4 - 10^8$

Himmelobjekter sett under ett stråler i hele spekteret av elektromagnetiske bølger (se Tabell 3). Radiopulsarer stråler naturlig nok radiobølger, synlig lys fra stjerner en klar vinternatt er bare en liten del av strålingsspekteret til disse, AXP-er stråler røntgenbølger, mens SGR-er stråler røntgen- og gammabølger.

4 Spesiell teori

4.1 Partiklenes bevegelse i magnetfeltet

I magnetfeltet til en magnetar vil ladede partikler med stor hastighet bli påvirket av en sterk kraft, siden magnetfeltet er så kraftig. Når man ser bort fra andre spesielle

relativistiske og kvantemekaniske effekter forårsaket av magnetfeltet, kan man gjøre anslag på hvordan spiralbevegelsen til partiklene vil være (se Figur 5). For enkelhets skyld ser vi på en partikkel, et elektron eller et proton, som har hastighetskomponent vinkelrett på magnetfeltet.



Figur 5: Elektronets spiralbevegelse i et homogent magnetisk felt³².

Vi antar at magnetfeltet er av størrelsesorden $B \sim 10^{10}$ T, og vi antar videre at partikkelen har en relativistisk hastighet slik at vi kan sette $v \sim c$. Dette vil gi en sentripetalakselerasjon på

$$a = \frac{F_B}{\gamma m} = \frac{eBv}{\gamma m} \sim \frac{eBc}{\gamma m} \quad (4.1)$$

For et elektron vil dette gi:

$$a = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{10} \cdot 3 \cdot 10^8}{\gamma \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}} \text{ m/s}^2 \sim \frac{1}{\gamma} \cdot 10^{29} \text{ m/s}^2 \quad (4.2)$$

Siden et magnetisk felt aldri vil gi en forandring i den kinetiske energien til partikkelen, men kun forandre impulsen, vil dette være en sentripetalakselerasjon. Hvis vi fortsatt antar at partikkelen har en hastighet på $v \sim c$, kan vi finne radien til spiralbanen som et elektron vil følge:

$$a = \frac{v^2}{r} \quad (4.3)$$

$$r = \frac{v^2}{a} \sim \frac{c^2}{a} = \gamma \cdot \frac{(3 \cdot 10^8 \text{ m/s})^2}{10^{29} \text{ m/s}^2} \sim \gamma \cdot 10^{-12} \text{ m} \quad (4.4)$$

Hvis vi på samme måte som for elektronet finner et uttrykk for akselerasjonen til protonet finner vi:

$$a = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{10} \cdot 3 \cdot 10^8}{\gamma \cdot 1,7 \cdot 10^{-27}} \text{ m/s}^2 \sim \frac{1}{\gamma} \cdot 10^{26} \text{ m/s}^2 \quad (4.5)$$

Deretter bruker vi sentripetalakselerasjon for å finne radien:

$$r = \frac{v^2}{a} \sim \frac{c^2}{a} = \gamma \cdot \frac{(3 \cdot 10^8 \text{ m/s})^2}{10^{26} \text{ m/s}^2} = \gamma \cdot \frac{9 \cdot 10^{16}}{10^{26}} \text{ m} \sim \gamma \cdot 10^{-9} \text{ m} \quad (4.6)$$

Når hastigheten til partiklene er relativistisk, vil de altså bevege seg i en sirkel med radius gitt ved:

$$r_e \sim \gamma_e \cdot 10^{-12} \text{ m} = \gamma_e \cdot r_{e0}, \quad \text{der } \gamma_e = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_e^2}{c^2}}} \text{ og } r_{e0} = 10^{-12} \text{ m} \quad (4.7)$$

$$r_p \sim \gamma_p \cdot 10^{-9} \text{ m} = \gamma_p \cdot r_{p0}, \quad \text{der } \gamma_p = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_p^2}{c^2}}} \text{ og } r_{p0} = 10^{-9} \text{ m} \quad (4.8)$$

der v_e er hastigheten til elektronet og v_p er hastigheten til protonet.

4.2 Kurvaturstråling

En av strålingsmekanismene fra en nøytronstjerne er kurvaturstråling¹⁷. Når man har krumme feltlinjer, vil partiklene bli akselerert, og man vil dermed få stråling. Ladningene beveger seg da i en kurve med en radius R_k , som kalles kurvaturradien, med en sentripetalakselerasjon:

$$a = \frac{v^2}{R_k} \quad (4.9)$$

4.3 Synkrotronstråling

Synkrotronstråling er et spesialtilfelle av kurvaturstrålingen, som vi får når relativistiske, ladede partikler beveger seg i en sirkel.

Kurvaturradien vil da tilsvare ”gyroradien” til spiralbanen som partikkelen følger. Partiklene i magnetfeltet vil ha en total energi på:

$$E = \gamma mc^2 \quad (4.10)$$

der m er massen, c er lysfarten og γ er Lorentzfaktoren til partikkelen.

Når vi ser på strålingen fra en slik partikkel, vil vi ha en kritisk frekvens ω_c på²⁴:

$$\omega_c \simeq 3 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^3 \frac{c}{r_g} \quad (4.11)$$

der E er energien til partikkelen og $r_g = \frac{v^2}{a}$ er gyroradien til banen som partikkelen følger.

Den kritiske frekvensen gir den frekvensen der det kun er neglisjerbar stråling som har høyere frekvens. Den frekvensen som den meste av strålingen har er gitt ved:²⁴

$$\omega_{\text{topp}} \approx \frac{1}{5} \omega_c \quad (4.12)$$

Denne kalles karakteristisk frekvens, og vi kan finne denne ved:

$$\omega \simeq \frac{3}{5} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^3 \frac{c}{r_g} \sim \left(\frac{E}{mc^2} \right)^3 \frac{c}{r_g} \quad (4.13)$$

Siden faktoren $\frac{3}{5}$ ikke vil spille noen stor rolle på frekvensen i forhold til de andre faktorene, har vi sett bort fra den.

Ved å bruke uttrykkene for gyroradius som vi har funnet tidligere, samt uttrykket for energien til partikkelen, kan vi finne uttrykk for den kritiske frekvensen til både relativistiske protoner og relativistiske elektroner i et magnetfelt:

$$\omega \simeq \left(\frac{E}{mc^2} \right)^3 \frac{c}{r_g} = \left(\frac{\gamma mc^2}{mc^2} \right)^3 \frac{c}{r_g} = \gamma^3 \frac{c}{r_g} \quad (4.14)$$

$$\omega_{\text{elektron}} = \gamma_e^3 \frac{c}{r_e} = \gamma_e^3 \frac{c}{\gamma_e \cdot r_{e0}} = \gamma_e^2 \frac{c}{r_{e0}} \text{ der } r_{e0} = 10^{-12} \text{ m} \quad (4.15)$$

$$\omega_{\text{proton}} = \gamma_p^3 \frac{c}{r_p} = \gamma_p^3 \frac{c}{\gamma_p \cdot r_{p0}} = \gamma_p^2 \frac{c}{r_{p0}} \text{ der } r_{p0} = 10^{-9} \text{ m} \quad (4.16)$$

4.4 Andre strålingsmekanismer

4.4.1 Cherenkov-stråling

Når ladede partikler går gjennom materie med en hastighet som overstiger lyshastigheten for det samme mediet, vil man få en stråling som kalles Cherenkov-stråling³³. Dette er tilfellet i en nøytronstjerne, når ladninger beveger seg i overflaten¹⁸.

4.4.2 Invers Compton-spredning

Comptonspredning får man når et foton treffer et elektron, og en del av energien til fotonet blir overført til elektronet. I astrofysikk er invers Compton-spredning viktigere enn vanlig Comptonspredning³³. Dette får man når en kollisjon mellom et elektron og et foton resulterer i en energioverføring fra elektronet til fotonet. Utenfor en magnetar vil man ha mye energirike elektroner, og invers Compton-spredning gjør derfor at en del fotoner får høyere energi.

4.4.3 Syklotronstråling

Hvis partiklene ikke har en relativistisk hastighet vinkelrett på magnetfeltet, vil man i stedet for synkrotronstråling få noe som kalles syklotronstråling. Vi har sett bort fra denne typen stråling da det ikke vil gi stråling i frekvensområdet som er observert for AXP-er og SGR-er^{18,35}.

4.4.4 Parproduksjon

Hvilemassen til elektroner er gitt ved:

$$E = mc^2 = 0,51 \text{ MeV} \quad (4.17)$$

Når et foton blir til et positron og et elektron, kalles dette parproduksjon. En slik effekt kan oppstå dersom man har høyfrekvent stråling i gammaområdet. Et elektron med positiv ladning kalles et positron.

For at et foton skal greie å produsere et positron og et elektron, må fotonet ha en energi på minst $E_\gamma = 1,02 \text{ MeV}$, siden dette er den energien som tilsvarer hvilemassen til elektronet. Den resterende energien til fotonet vil bli fordelt på de to elektronene som kinetisk energi.

Parproduksjon antas å være hovedårsaken til radiostråling fra radiopulsarer.

4.4.5 Fotonsplitting

Fotonsplitting er at et foton blir splittet opp i to nye fotoner med lavere energi og dermed lavere frekvens. I sterke magnetfelt vil dette skje, noe som igjen vil føre til at energirike fotoner som kunne ha ført til parproduksjon vil bli splittet til fotoner med så lav energi at parproduksjon ikke lenger er mulig.

4.5 Emisjon av elektroner fra nøytronstjernen

Man vil få emisjon av elektroner fra overflaten av nøytronstjerner hovedsaklig innenfor begrensede polområder. Området med elektroner og positroner vil danne et belte mellom de to polene, og dette kan sammenlignes med Van Allen-beltene som befinner seg rundt jorden^{17,18}.

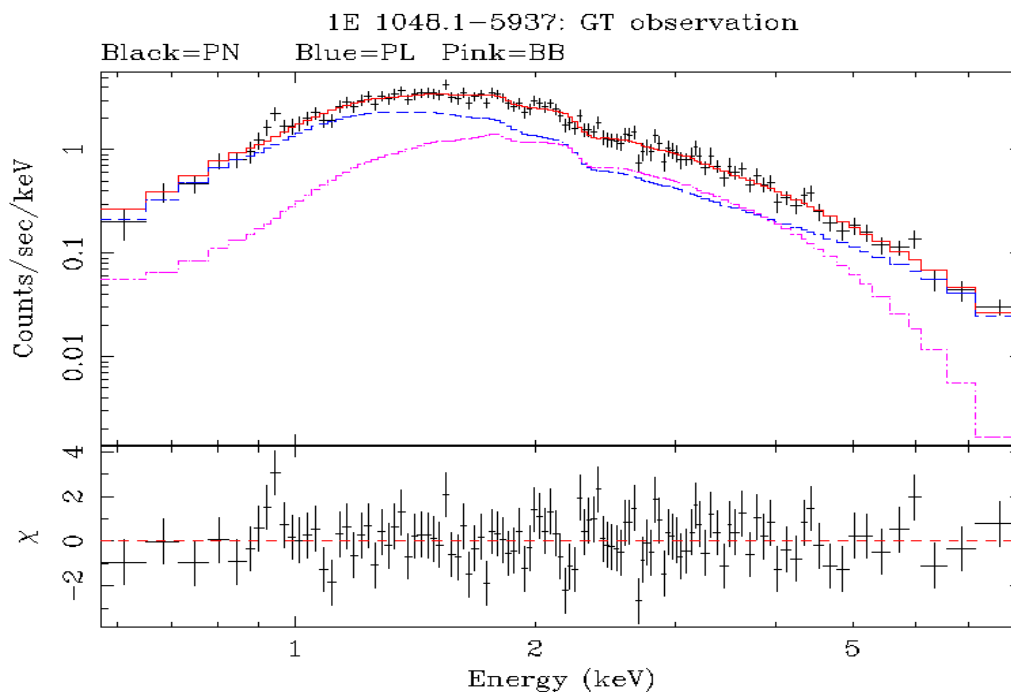
4.6 Tilvekstdisk (accretion disk)

Man er kjent med at en del radiopulsarer får sin strålingsenergi fra en tilvekstdisk (eng: accretion disk). Disken består av materie som går i bane rundt stjernen, og som holdes på plass av en balanse mellom sentrifugalkraften og Lorentz-kraften¹⁹. Materien består av negativt ladet plasma. Dette er stjernestøv som enten er fanget inn av pulsaren utenfra eller som stammer fra samme supernova som nøytronstjernen selv. Partikler fra disken blir igjen fanget opp av nøytronstjernens magnetfelt, og spesielt for magnetarer er dette viktig. Da vil partiklene gå langs feltlinjene på grunn av Lorentzkraften.

4.7 Spekter fra kjente AXPer

4.7.1 AXP 1E 1048.1-5937

Stjernen som er mest interessant når det gjelder å forene teorien for AXP-er og SGR-er har fått betegnelsen 1E 1048-5937. Dette er den mest støyende pulsaren og har den høyeste frekvensen av AXP-er³¹ (se Figur 6). Man har også kunnet måle utbrudd av samme karakter som for SGR-er.

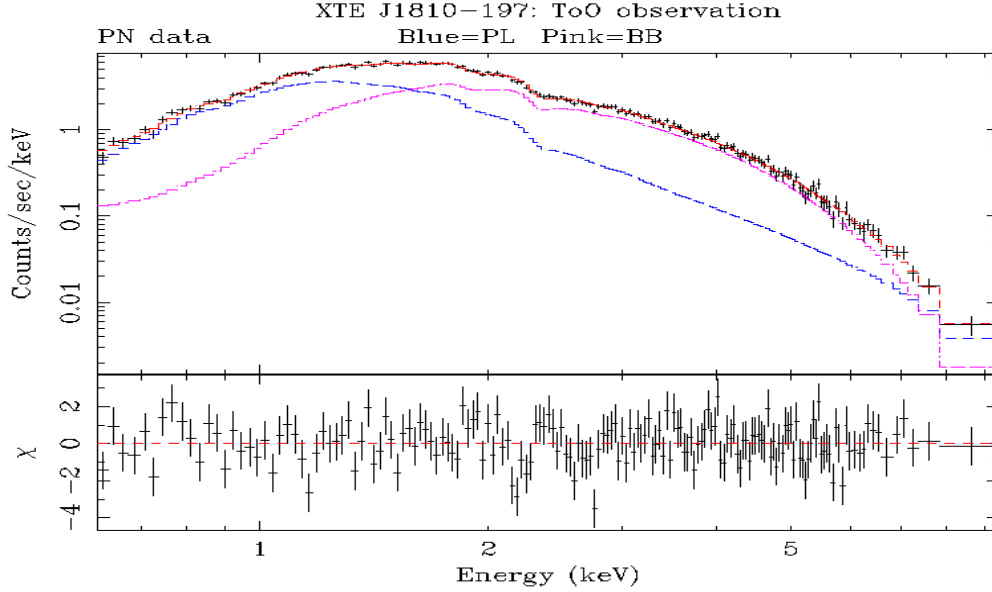


Figur 6: Spekter fra 1E 1048.1-5937³⁶

Toppen av kurven tilsvarer en frekvens på:

$$f = \frac{E}{h} = \frac{2 \text{ keV}}{6 \cdot 10^{-34} \text{ Js}} \sim 10^{18} \text{ Hz} \quad (4.18)$$

4.7.2 AXP XTE J1810-297



Figur 7: Spekter fra XTE J1810-297³⁶

Her vil man få omtrent samme karakteristiske frekvens som for 1E 1048-5937, da maksimumsverdien for fotonenergien er omtrent like høy (se Figur 7).

5 Resultat

5.1 Massetetthet til en typisk nøytronstjerne

For å finne ut om magnetfeltet til en magnetar enkelt kan beskrives med samme modell som magnetfeltet til en kule, kan en sette inn i (3.21) antatt verdi for styrken på en magnetars magnetfelt, $B \sim 10^{10} \text{ T}$, og regne ut eksempelvis massetettheten til stjernen og sammenligne denne med andre mer nøyaktige utregninger²⁵. En slik sammenligning vil gi en indikasjon på modellens nøyaktighet.

Uttrykket (3.21) for en kules magnetfelt gir et antatt typisk magnetisk dipolmoment til en magnetar:

$$M = \frac{3B}{2\mu_0} = \frac{\mu}{V} \Rightarrow \mu = \frac{4\pi r^3 M}{3} = \frac{3BV}{2\mu_0} \quad (5.1)$$

Når en vet et nøytrons magnetiske dipolmoment (se Tabell 5) kan en finne antall nøytroner magnetaren består av:

$$n = \frac{\mu}{\mu_n} = \frac{3BV}{2\mu_0\mu_n} \quad (5.2)$$

Når en også vet nøytronets masse, kan en finne massetettheten til en magnetar:

$$\rho = \frac{n \cdot m_n}{V} = \frac{3BV \cdot m_n}{2\mu_0\mu_n \cdot V} = \frac{3B \cdot m_n}{2\mu_0\mu_n} = \frac{3 \cdot 10^{10} \cdot 1.7 \cdot 10^{-27}}{2 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 0.966 \cdot 10^{-26}} \sim 10^{15} \text{ kg/m}^3 \quad (5.3)$$

5.2 Ladningstetthet på overflaten til en typisk nøytronstjerne

Ved å benytte det generelle uttrykket for magnetfeltet til en kule (3.21) som modell for en magnetar vil en kunne få en indikasjon på hvor stor ladningstettheten vil være på overflaten til stjernen.

Dersom en for en typisk magnetar antar et magnetfelt av størrelsesorden $B \sim 10^{10}$ T, en typisk nøytronstjerneradius på omkring 10 km og en tilnærmet typisk rotasjonsfrekvens $\omega = 2\pi/T = 2\pi/8\text{s} \sim 1$ kan en ved (3.21) regne ut flateladningstettheten på overflaten av nøytronstjernen:

$$\sigma = \frac{3B}{2\mu_0 R \omega} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{2 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 10^4 \cdot 1} \text{ C/m}^2 \sim 10^{12} \text{ C/m}^2 \quad (5.4)$$

5.3 Forventet strålingsspekter

Vi regner med en kurvaturradius av størrelsesorden $R_k = 10^6 - 10^7 \text{ m}$ som man får ved å se på banen til partiklene parallelt med magnetfeltet.

Siden denne radien er så stor, vil sentripetalakselerasjonen forårsaket av bl.a. gravitasjonskraften som fungerer på disse partiklene bli så liten at vi kan se bort fra bidrag til strålingsspekteret fra kurvaturstråling²⁰.

Synkrotronstrålingen forårsakes som tidligere nevnt av spiralbevegelse grunnet det magnetiske feltet, noe som burde tyde på at dette er et viktig bidrag til strålingsspekteret hos magnetarer som antas å ha et langt kraftigere magnetfelt enn de mer vanlige radiopulsarene.

Den karakteristiske strålingsfrekvensen finner man med (4.14):

$$\omega \simeq \gamma^3 \frac{c}{r_g} \quad (5.5)$$

Hvis vi antar at elektronene har en energi på 100 MeV ²⁰, så vil vi få en Lorentz-faktor:

$$E_e = \gamma mc^2 = 100 \text{ MeV} \quad (5.6)$$

Vi vet også at hvileenergien til et elektron er:

$$E_{e0} = mc^2 = 0,51 \text{ MeV} \quad (5.7)$$

Da kan vi anta at Lorentzfaktoren blir i størrelsesorden:

$$\gamma_e = \frac{E_e}{E_{e0}} = \frac{100 \text{ MeV}}{0,51 \text{ MeV}} \sim 200 \quad (5.8)$$

Hvis vi antar at også protoner får en tilsvarende energiøkning på rundt 100 MeV og vi vet at hvileenergien til protoner er

$$E_p = m_p c^2 = 938 \text{ MeV}, \quad (5.9)$$

så kan vi finne en omtrentlig Lorentzfaktor for protonet:

$$\gamma_e = \frac{1038 \text{ MeV}}{938 \text{ MeV}} \sim 1,1 \quad (5.10)$$

Vi kan dermed finne et anslag på den karakteristiske strålingen for elektroner:

$$\omega_{\text{elektron}} = \gamma_e^2 \frac{c}{r_{e0}} = 200^2 \frac{3 \cdot 10^8}{10^{-12}} \text{ Hz} \approx 10^{25} \text{ Hz} \quad (5.11)$$

Og for protoner:

$$\omega_{\text{proton}} = \gamma_p^2 \frac{c}{r_{p0}} = 1,1^2 \frac{3 \cdot 10^8}{10^{-9}} \text{ Hz} \approx 10^{17} \text{ Hz} \quad (5.12)$$

6 Diskusjon

6.1 Oppsummering

Nøytronstjerner er veldig kompakte stjerner som i hovedsak består av nøytroner. Pulsarer er hurtigroterende nøytronstjerner som sender ut stråling fra polene som kan observeres i presise pulser fordi magnetfeltets akse ikke er parallell med rotasjonsaksen. Vi har sett nærmere på en type pulsarer med et ultrakraftig magnetfelt – magnetarer.

Duncan og Thompsons⁹ grundige arbeid på utbruddene til soft gamma repeaters (SGR), samt at det er få eller ingen andre teorier som på en god måte kan forklare utbruddene til SGR-ene, gjør at det er allment akseptert at SGR-er er magnetarar. Så langt har man ikke like gode bekreftelser på at anomalous X-ray pulsars (AXP) også er nøytronstjerner med et kraftig magnetfelt, altså magnetarar.

Oppdagelsen av AXP-er som en egen gruppe pulsarer er forholdsvis ny, så mye forskning gjenstår, men det er flere forhold som tyder på at AXP-er er inaktive SGR-er:

- Både AXP-er og SGR-er har omtrent samme periode.
- Begge er radio-stille.
- AXP-er har omtrent samme strålingsspekter som SGR-er har mellom utbruddene.

Et sterkt magnetfelt kan forklare at både SGR-er og AXP-er ikke utstråler radiobølger, da parproduksjon da vil ”undertrykkes” av fotonsplitting.

Det er likevel forhold som ikke ennå kan forklares:

- AXP-er har lavere hastighet ut fra eksplosjonsstedet.

Siden observasjonene er få, kan siste punkt være en tilfeldighet.

Noe som kan knytte teorien om AXP-er og SGR-er sammen, er om man skulle observere utbrudd også fra noen av dagens kjente AXP-er, eller om man får bedre bekreftelser på at SGR-er har et strålingsspekter som kan sammenlignes med AXP-er. For tiden foregår det forskning på en AXP som har hatt SGR-lignende utbrudd¹⁴.

6.2 Massetetthet og overflateladningstetthet

Dersom man sammenligner utregnet overflateladningstetthet til en magnetar

$\sigma \sim 10^{12} \text{ C/m}^2$ med tilsvarende tetthet en vanlig metallkule kan ha uten å få overslag ($\sigma \sim 10^{-5} \text{ C/m}^2$), så er tettheten temmelig høy.

For massetettheten til en magnetar har vi fått verdien $\rho \sim 10^{15} \text{ kg/m}^3$. En mer nøyaktig utregning²⁵ vil gi en tetthet på $10^{17} - 10^{18} \text{ kg/m}^3$, så våre beregninger ser ut til å være en del forenklet siden sluttverdien er såpass ”lav”, selv om det gir et bilde av den enorme massetettheten en nøytronstjerne har. Dersom en antar en masse på minimum $1.4 M_{\odot}$ og en radius på omtrent 10 km, vil en i stedet få en mer korrekt massetetthet på $\sim 10^{18} \text{ kg/m}^3$.

Siden vi har fått en verdi for massetettheten som er såpass unøyaktig, kan vi gå ut i fra at verdien vi fikk for overflateladningstettheten også er tilsvarende unøyaktig, da de bygger på samme antagelser. Å benytte det generelle uttrykket (3.21) for magnetfeltet til en kule som modell for magnetfeltet til en magnetar vil altså være noe upresist.

6.3 Synkrotronstråling

For protoner får vi en karakteristisk frekvens som stemmer overens med observert spekter, mens vi for elektroner får en karakteristisk frekvens som er altfor høy med en faktor på rundt 10^7 .

Grunnen til at man ikke observerer stråling med så høy frekvens kan være at fotonspitting og eventuell parproduksjon vil redusere frekvensen helt til energien til fotonene nærmer seg grensen for parproduksjon. På dette stadiet vil fotonene ha for lav energi til at parproduksjon lenger kan skje, mens fotonspitting vil fortsette helt til fotonene unnslipper magnetfeltet.

Selv om resultatet for protonet stemmer godt, er det likevel ikke sikkert at det er dette som er hovedårsaken til strålingen fra en magnetar.

Andre feilkilder og antagelser har selvsagt også sterk innvirkning på resultatene.

6.4 Feilkilder og antagelser

Vi gjør mange antagelser og tilnærmelser i utregningene våre angående:

- hastigheten og dermed energien til partiklene
- størrelsen på magnetfeltet
- partiklenes oppførsel i magnetfeltet

Vi har sett bort fra andre strålingsmekanismer og kun sett på synkrotronstråling. Vi ser også bort fra andre spesielle relativistiske og kvantemekaniske effekter forårsaket av et så sterkt magnetfelt.

Antagelsene vi gjør gir oss helt sikkert feilkilder av betydelig grad. Dersom vi hadde tatt hensyn til andre strålingsmekanismer og effekter ville nok disse ha hatt innflytelse på resultatene vi fikk.

7 Konklusjon

Siden den karakteristiske frekvensen for synkrotronstråling fra protoner i magnetfeltet til en magnetar stemmer godt med observert spekter, så er det mulig at dette kan være én av årsakene til strålingen fra magnetarer.

For elektroner har vi derimot fått en frekvens som er langt høyere enn den observerte. Det er mulig at dette kan forklares ved andre effekter slik som fotonspitting og parproduksjon. En annen mulighet er at vi ikke får synkrotronstråling fra elektroner av ulike årsaker.

8 Symboler

Tabell 4: Symboler med forklaring og enhet.

Symbol	Forklaring	Enhet
θ	vinkel	rad
v	hastighet	m/s
ω	sirkelhastighet/sirkelfrekvens	rad/s
a_t	tangentiell akselerasjon	m/s ²
a_r	radiell akselerasjon/sentripetalakselerasjon	m/s ²
α	sirkelakselerasjon	rad/s ²
T	periode	s
f	frekvens	1/s
r	radius	m
F	kraft	N
B	magnetisk feltstyrke	T (tesla)
E	energi	eV
K	kinetisk energi	eV
U	potensiell energi	eV
γ	Lorentz-faktor	–
m	masse	kg
μ	magnetisk dipolmoment	Am ²
M	magnetisk dipolmoment per volumenhet	A/m
n	antall	–
ρ	massetetthet	kg/m ³

Vektorstørrelser er i teksten angitt med uthevet skrift, slik som for eksempel hastighetsvektoren $\mathbf{v}$.

9 Konstanter

Tabell 5: Ulike konstanter betydning og tallverdi.

Symbol	Forklaring	Verdi
c	lyshastigheten i vakuum	$2,99792458 \cdot 10^8$ m/s
ϵ_0	permittiviteten i vacuum	$8,854187817 \cdot 10^{-12}$ C ² /Nm ²
μ_0	permeabiliteten i vacuum	$4\pi \cdot 10^{-7}$ N/A ²
e	elementærladning	$1,602176462 \cdot 10^{-19}$ C
m_e	elektronets masse	$9,10938188 \cdot 10^{-31}$ kg
m_p	protonets masse	$1,67262158 \cdot 10^{-27}$ kg
m_n	nøytronets masse	$1,67492716(13) \cdot 10^{-27}$ kg
$\hbar = h/2\pi$	Plancks konstant	$1,055 \cdot 10^{-34}$ Js
$M_\odot$	Solmassen	$\sim 2 \cdot 10^{30}$ kg.
μ_n	nøytronets magnetiske dipolmoment	$-0,966 \cdot 10^{-26}$ Am ²

10 Referanser

10.1 Artikler

1. Chadwick, J., Possible Existence of a Neutron, *Nature*, p. 312 (Feb. 27, 1932)
2. Baade, W. & Zwicky, F., Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays, *Phys. Rev.* **46**, 76-77 (1934)
3. Bell, J., Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source, *Nature* 217: 709 (1968),
4. Hewish, A., Pulsars and High Density Physics, *Nobel Lectures*, Physics 1971-1980, World Scientific Publishing Co.
5. Chandrasekhar, S., Solutions of Two Problems in the Theory of Gravitational Radiation, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 611-615 (1970)
6. Mazets, E. P., Golenetskii, S. V., Il'inskii, V. N., Aptekar', R. L. Gur'yan, Yu. A., Observations of a flaring X-ray pulsar in Dorado. *Nature* **282**, 587-589 (1979)
7. Kouveliotou, C., Duncan, R. C., & Thompson, C., Magnetars, *Scientific American*, February 2003, 34:41.
8. Duncan, R. C. & Thompson, C., Formation of Very Strongly Magnetized Neutron Stars: Implications for Gamma-Ray Bursts, *Astrophysical Journal*, Part 2 - Letters, vol. 392, no. 1, June 10, 1992, p. L9-L13
9. Duncan, R. C. & Thompson, C., The Soft Gamma Repeaters as Very Strongly Magnetized Neutron Stars. II. Quiescent Neutrino, X-Ray, and Alfvén Wave Emission, *Astrophysical Journal* v.473, p.322
10. Duncan, R. C. & Thompson, C., Neutron Star Dynamos and the Origins of Pulsar Magnetism, *Astrophysical Journal* Part 1, vol. 408, no. 1, p. 194-217
11. Kouveliotou, C., Dieters, S., Strohmayer, T., Paradijs, J. van, Fishman, G. J., Meegan, C. A., Hurley, K., Kommers, J., Smith, I., Frail, D., Murakami, T., An X-ray pulsar with a superstrong magnetic field in the soft γ -ray repeater SGR1806 – 20, *Nature* **393**, 235 - 237 (21 May 1998) Letters to Nature
12. Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Bloom, J. S., An outburst of relativistic particles from the soft γ -ray repeater SGR1900+14, *Nature* **398**, 127 - 129 (11 Mar 1999) Letters to Nature
13. Hurley, K., Cline, T., Mazets, E., Barthelmy, S., Butterworth, P., Marshall, F., Palmer, D., Aptekar, R., Golenetskii, S., Il'inskii, V., Frederiks, D., McTiernan, J., Gold, R., Trombka, J., A giant periodic flare from the soft γ -ray repeater SGR1900+14, *Nature* **397**, 41 - 43 (07 Jan 1999) Letters to Nature
14. Gavril, Kaspi and Woods, Magnetar-like X-ray bursts from an anomalous X-ray pulsar, *Nature* 419, s. 142 – 144
15. Gaensler, Anomalous X-ray pulsars and soft gamma-ray repeaters – The connection with supernova remnants, MIT Pulsar Group Publications
16. Jensen, E. H., 2000, Dynamo-mekanismer hos magnetarer – nøytronstjerner med sterke magnetfelt, Institutt for fysikk, NTNU
17. Schilling, Astronomical Odd Couple? Or alter egos?, *Nature* 291, s. 68 – 70
18. Skjervold, Dr. Scient avhandling, AVH/UNIT (1984)
19. Sutherland, Fundamental Cosmic Physics, utgave 95 s. 4 (1979)
20. Trond Rasmussen, Hovedoppgave om ”Strålingsmekanismen for pulsarer”, AVH/UNIT 1985, fra s. 111
21. Baring, M. G., Harding, A. K., Radio Quiet Pulsars with Ultra-Strong Magnetic Fields, *Astrophysical Journal Letters*, part 2, v.507, no. 1 (1998)
22. Harding A.K., Zhang B., High magnetic field pulsars and magnetars: A unified picture, *The Astrophysical Journal*, 535:L51–L54, 2000 May 20

10.2 Bøker

23. Griffiths, D. J., 1999, Introduction to Electrodynamics, Prentice Hall International, Inc.
24. Jackson, J.D., 1975, Classical Electrodynamics, John Wiley & Sons, Inc.
25. Kalogera, V., Baym, G., The Maximum Mass of a Neutron star, The Astrophysical Journal, 470, L61-L64, okt. 1996
26. Freedman, R. A. & Kaufmann III, W. J., 2002, Universe, W. H. Freeman and Company
27. Pasachoff, J. M., 1994, Journey Through the Universe, Saunders College Publishing
28. Schilling, G., 2002, Flash! The Hunt for the Biggest Explosions in the Universe, Cambridge University Press

10.3 Web-adresser

29. NASA, http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/science/known_12/pulsars.html
30. Robert C. Duncan, University of Texas, <http://solomon.as.utexas.edu/magnetar.html>
31. Center for Astrophysics, Harvard University, http://cfa-www.harvard.edu/grbconf/index/scientific_program.html
32. Chandra X-ray Observatory, Harvard University, http://chandra.harvard.edu/xray_astro/xrays3.html
33. CERN, Particle Physics Laboratory, <http://rd11.web.cern.ch/RD11/rkb/PH14pp/node26.html>
34. Arizona State University, <http://venables.asu.edu/quant/proj/compton.html>
35. Center for Astrophysics and Space Astronomy, University of Colorado, <http://casa.colorado.edu/~wcash/APS3730/chapter5.pdf>
36. Institutt for kjernefysikk, Universitetet i Kiel, <http://naysika.mi.iasf.cnr.it/epic/palermo/tiengo/palermo.ppt>