

## YFIRBORÐ NIFTEINDASTJARNA

Einar H. Guðmundsson  
Raunvísindastofnun Háskólans

### I. Inngangur

Þyngdarkrafturinn við yfirborð dæmigerðrar nifteindastjörmu er  $10^{11}$  sinnum sterkari en á jörðinni og hæstu "fjöll" verða þess vegna ekki meira en nokkrir sentimetrar á hæð. Þyngdarstöðuorka agna á yfirborðinu er 20% af kyrrstöðuorku þeirra og lausnarhraðinn er nálægt því að vera helmingur ljóshraðans.

Þetta gífurlega sterka þyngdarsvið stafar af miklum þéttleika nifteindastjarna. Þær hafa svipaðan massa og sólin, en þvermálið er ekki nema 20 til 30 km. Miðjuþéttleiki þeirra er því mun meiri en þéttleiki efnisins í kjarna atómanna og einn millilítri af nifteindastjörnu efni vegur rúmlega 300 milljón tonn, eða talsvert meira en allt mannkynið.

Þessi mikli þéttleiki gerir það að verkum að nifteindastjörnur eru einhverjir "köldustu" hnettir sem til eru. Fermiorka efniseindanna er mun meiri en meðalvarmaorka þeirra í því sem næst allri stjörnunni, og það er því góð nálgun að gera ráð fyrir að hún sé að mestu leyti úr kulefni, en það er efni í grunnástandi við alkul. (Þetta gildir jafnvel þó hitastigið inni í stjörnunni sé allt að  $10^9\text{K}$  !)

Athuganir benda einnig til þess að margar nifteindastjörnur séu sterkt segulmagnaðar. Til að útskýra hegðun flestra tífstjarna og röntgenslagstjarna verður að gera ráð fyrir því að styrkur segulsviðsins við yfirborðið sé í kringum  $10^{12}$  gauss, og er það sterkasta segulsvið sem menn vita um í náttúrunni. Til samanburðar má geta þess að meðalsviðið á yfirborði jarðar er ekki nema 0.5 gauss og á sólinni verður segulsviðsstyrkurinn í hæsta lagi nokkur þúsund gauss í sólblettum. Sterkasta segulsvið sem tekist hefur að búa til á rannsóknarstofum til þessa er um  $10^7$  gauss.

Hið gífurlega sterka segulsvið í nifteindastjörnum hefur veruleg áhrif á dreifingu rafeinda í atómunum og þar af leiðandi á ástand efnisins í stjörnunum, einkum í ystu lögnum og á yfirborðinu. Í þessari grein verður

meðal annars sagt frá nýlegum niðurstöðum úr rannsóknum höfundar á ástandi kulefnis í sterku segulsviði og á gerð yfirborðslaga nifteindastjarna. Rannsóknir þessar eru hluti af viðameira verkefni um gerð og þróun nifteindastjarna, sem unnið hefur verið að á undanförmum árum í samvinnu við prófessor Chris J. Pethick.

Kennilegar rannsóknir á yfirborði nifteindastjarna eru meðal annars mikilvægar vegna þess að góð þekking á yfirborðslögunum er nauðsynleg til að reikna hitann í iðrum stjarnanna út frá hitastigi yfirborðsins, en það má mæla úr gervitunglum ef stjörnurnar eru ekki of langt í burtu. Þetta er ein af örfáum þekktum aðferðum sem nota má til þess að fá einhverjar upplýsingar um ástand efnisins inni í nifteindastjörnum.

Uppgötvun nýju sprengistjörnnar í Stóra Magellanskýinu (Shelton, 1987) hefur vakið mikinn og almennan áhuga á lokastiginu í þróun sólstjarna, bæði á hamförnunum sjálfum og eins því hvort sprengingin hafi skilið eftir sig þéttar leifar á formi nifteindastjörnu eða svarthols. Ef þarna hefur myndast nifteindastjarna má búast við því að á næstu mánuðum dragi til tíðinda, þegar eldhnöttur sprengistjörnnar verður gagnsær og nifteindastjarnan kemur í ljós sem tífstjarna og/eða röntgenstjarna.

Af þessum sökum, og eins vegna þess hversu lítið hefur verið skrifað um nifteindastjörnur á íslensku, mun ég hefja greinina á stuttu almennu yfirliti. Fyrst verða raktir nokkrir þættir úr sögu rannsókna á nifteindastjörnum. Þá verður innri gerð stjarnanna lýst í stórum dráttum og fjallað um myndun þeirra og þróun. Að lokum verður skýrt frá rannsóknunum á yfirborðslögunum.

## II. Örstutt ágríp af sögu nifteindastjörnurannsókna

Það voru stjörnufræðingarnir Walter Baade og Fritz Zwicky (1934) sem fyrstir manna létu sér detta í hug að nifteindastjörnur yrðu til í stjörnu-sprengingum. Reyndar mun eðlisfræðingurinn Lev Landau hafa stungið óformlega upp á því tveimur árum áður að slíkar stjörnur væru fræðilegur möguleiki, en hann birti þær hugmyndir sínar aldrei á prenti (sjá t.d. Baym og Pethick, 1975). Nokkrum árum síðar hófu J. Robert Oppenheimer og nemendur hans rannsóknir á lokastiginu í þróun massamikilla sólstjarna og rituðu um þær tvær merkar greinar. Í annarri voru niðurstöður ítarlegra líkanreikninga á innri gerð nifteindastjarna (Oppenheimer og Volkoff, 1939) en hin fjallaði um þyngdarhrun og afleiðingar þess (Oppenheimer og Snyder, 1939).

Næstu tvo áratugina sinntu menn lítið rannsóknum á nifteindastjörnum. Olli þar líklega mestu að stjörnufræðingar voru almennt mjög vantrúaðir á tilvist þessara hnatta. Jafnvel þeir sem ekki vildu með öllu útiloka þann möguleika að slíkar furðustjörnur væru til, töldu útgeislun þeirra svo veika að hana yrði aldrei hægt að mæla.

Um 1958 fer aftur að örla á áhuga á nifteindastjörnum. Ýmsir þekktir eðlisfræðingar, eins og til dæmis John A. Wheeler, Alastair G.W. Cameron og Edwin E. Salpeter tóku þá að beita nýjustu niðurstöðum kjarneðlisfræði og afstæðiskenningar í rannsóknum á eiginleikum kulefnis og í líkanareikningum á gerð kaldra stjörnuleifa, en eins og við mátti búast vöktu þessar kennilegu vangaveltur ekki mikla athygli fyrst í stað.

Árið 1962 kom fjörkippur í rannsóknirnar þegar Riccardo Giacconi og félagar hans (1962) uppgötvaðu röntgenuppsprettur utan sólkerfisins. Mönnum datt fyrst í hug að hér væri um að ræða röntgengeislun frá ljóshvolfi heitra nifteindastjarna og hófu útreikninga á þróun þeirra og kólnun. Athuganir leiddu þó fljótlega í ljós að þetta gat ekki staðist. Í sumum tilfellum voru útgeislunarsvæðin allt of stór, mun stærri en nifteindastjarna (sjá t.d. Bowyer og fél., 1964) eða þá að rófið var ekki svarthlutarróf (sjá t.d. Giacconi og fél., 1965). Röntgenstjörnufræðin var mjög skammt á veg kominn á þessum tíma og nokkur ár áttu enn eftir að líða þar til menn uppgötvaðu hið sanna eðli röntgenstjarnanna.

Áhugi stjarnvísindamanna dvínaði því fljótt aftur, enda var í nógu öðru að snúast um þessar mundir, meðal annars rannsóknum á dulstirnnum sem fundust árið 1963 (Schmidt, 1963) og á 3K-geisluninni sem uppgötvað var tveimur árum síðar (Penzias og Wilson, 1965).

Seinni hluta ársins 1967 urðu þáttaskil í sögu nifteindastjörnurannsókna. Ungur enskur háskólastúdent í doktorsnámi, Jocelyn Bell að nafni, fann þá fyrir tilviljun fyrstu tífstjörnuna (Hewish og fél., 1968) og skömmu síðar setti Thomas Gold (1968) fram þá kenningu, sem nú er almennt talin rétt, að tífstjörnur séu nifteindastjörnur sem snúast með miklum hraða (sjá t.d. örstutt yfirlit um tífstjörnur í Guðmundsson, 1983).

Á þeim tuttugu árum sem liðin eru frá þessari merku uppgötvun hafa rannsóknir á nifteindastjörnum staðið með miklum blóma. Vitað er með vissu um rúmlega 400 tífstjörnur í Vetrarbrautinni og að minnsta kosti eina í Stóra Magellanskyínu (sjá t.d. Taylor og Stinebring, 1986).

Árið 1971 fannst fyrsta röntgenslagstjarnan (Giacconi og fél., 1971) og fjórum árum seinna fyrsta röntgenblossastjarnan (Grindlay og fél., 1976). Blossastjörnurnar senda frá sér röntgengeislun í óreglulegum og missterkum

blossum, en slagstjörnurnar eru líkari tífstjörnum að því leyti að geislunin frá þeim kemur í slögum með mjög jöfnu millibili. Munurinn er hins vegar sá að útgeislun slagstjarna er á röntgensviðinu en tífstjarna einkum á útvarpssviðinu. Nú er talið fullvíst að röntgenstjörnurnar séu nifteindastjörnur í mjög þéttstæðum tvístimum þar sem nifteindastjarnan dregur stöðugt til sín plasma úr yfirborðslögum félagans og ummyndar hluta af þyngdarstöðuorku þess í röntgengeislun (sjá t.d. Joss og Rappaport, 1984).

Tiltölulega fljótlega kom í ljós að nokkrar þeirra röntgenstjarna, sem fundust höfðu snemma á sjötta áratugnum, voru í raun slagstjörnur eða blossastjörnur og reyndust því vera nifteindastjörnur eftir allt saman!

Um þessar mundir eru þekktar nær þrjátíu röntgenlagstjörnur og álíka margar röntgenblossastjörnur. Til viðbótar má nefna að líklegt er talið að stór hluti þeirra mörg hundruð dularfullu gammablossa, sem mælst hafa úti í geimnum á undanförmum árum, eigi upptök sín við yfirborð nifteindastjarna (sjá t.d. Hurley, 1987).

Í dag, tuttugu árum eftir fund fyrstu nifteindastjörunnar, vita menn því með vissu um mörg hundruð slíka hnetti og áætlað er að í Vetrarbrautinni einni saman sé fjöldi þeirra að minnsta kosti  $10^8$ .

Hér hefur verið stiklað mjög á stóru í sögu rannsókna á nifteindastjörnum og aðeins verið minnst á merkustu uppgötvanirnar í þessari mikilvægu grein nútíma stjarnvísinda. Á kennilega sviðinu hefur á undanförmum árum verið lögð á það áhersla að reyna að útskýra í smáatriðum hina sérkennilegu geislun sem til okkar berst frá tífstjörnum, röntgenstjörnum og gammastjörnum, auk þess sem mikil vinna hefur verið lögð í það að ákvarða innri gerð nifteindastjarna og rekja þróunarsögu þeirra allt frá fæðingu. Hér á eftir verður fjallað um ákveðna þætti þessara rannsókna, en þeim sem hafa áhuga á því að kynna sér söguna nánar eða önnur atriði nifteindastjörnu-rannsókna má til dæmis benda á bók Shapiros og Teukolskys (1983) og ágætis yfirlitsgreinar eftir Baym og Pethick (1975, 1979), Joss og Rappaport (1984) og Taylor og Stinebring (1986).

### III. Innri gerð nifteindastjarna

Í grófri fyrstu nálgun má hugsa sér nifteindastjörnu sem gríðarstóran atómkjarna með 10 km radíus, sætistölu (eða hleðslu)  $Z = 0$  og massatölu  $A \approx 10^{57}$ .

Í nákvæmari reikningum verður að heilda svokallaða Tolman - Oppenheimer - Volkoff (TOV) jöfnu, sem er ekkert annað en útgáfa

almennu afstæðiskennningarinnar af jöfnunni fyrir vökvajafnvægi. Fyrir kúlusamhverfa massadreifingu verður hún :

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{(\rho + P/c^2) (M_r + 4\pi r^3 P/c^2)}{r^2 (1 - 2GM_r/rc^2)} \quad (\text{III.1})$$

Hér táknar  $r$  fjarlægð frá miðju stjörnu.  $P = P(r)$  er þrýstingurinn og  $\rho = \rho(r) = \epsilon(r) / c^2$  er massaorkuþéttleikinn, þar sem  $\epsilon(r)$  er þéttleiki allra orkumynda (þar með talin kyrrstöðuorka).  $M_r = M_r(r)$  er massi þess hluta stjörnu sem er innan fjarlægðarinnar  $r$  frá miðju.  $G$  er þyngdarstuðull Newtons og  $c$  er ljóshraðinn.

Newtonska útgáfan af jöfnunni fæst með því að sleppa öllum liðum sem innihalda  $c^2$  í nefnara.

Til þess að heilda TOV-jöfnuna er nauðsynlegt að þekkja ástandsjöfnuna fyrir efnið í stjörnunni, það er að segja sambandið milli þrýstings, þéttleika og hita.

Talið er að nýfæddar nifteindastjörnur séu gífurlega heitar, en þær kólna verulega á skömmum tíma og á einu ári eða svo fellur miðjuhitinn úr rúmlega  $10^{11}$  K niður fyrir  $10^9$  K (sjá IV. kafla). Þegar hér er komið sögu má líta á stjörnuna sem "kaldan" hnött, þar eð Fermiorka eindanna sem skapa þrýstinginn í stjörnunni er mun meiri en meðalvarmaorka þeirra á öllum svæðum sem eru á meira en nokkurra metra dýpi (Guðmundsson, 1981).

Áhrif segulsviðs á gerð stjörnu eru einnig hverfandi lítil nema í ystu lögnum (sjá V. kafla). Þess vegna er það mjög góð nálgun, þegar ákvarða skal innri gerð stjörnu, að gera ráð fyrir því að hún sé öll úr ósegulmögnum kulefni.

Til að forðast allan misskilning er rétt að taka það fram hér að yfirborðslögin gegna mikilvægu hlutverki í varmaþvæði stjörnu og stjörna meðal annars varmaflæðinu frá iðrum til yfirborðs. Um það atriði verður fjallað nánar í V. kafla.

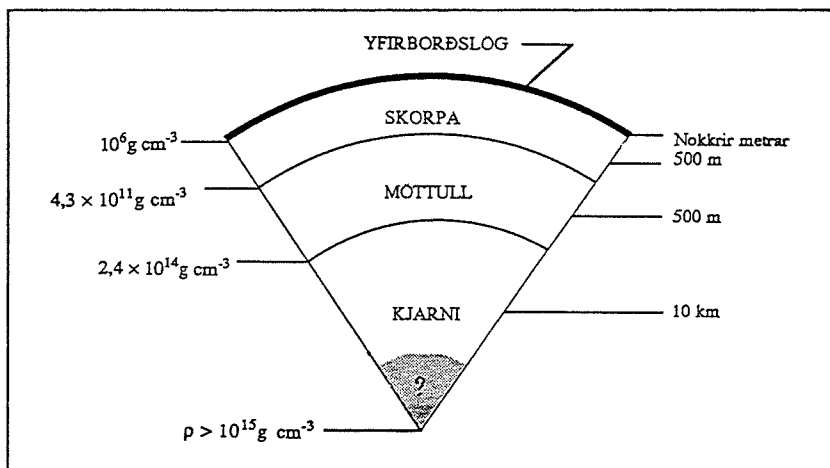
Í bók Shapiros og Teukolskys frá 1983 er að finna mjög góða og ítarlega umfjöllun um ástandsjöfnu ósegulmagnaðs kulefnis og notkun hennar í reikningum á gerð nifteindastjarna. Hér mun ég takmarka mig við örstutta lýsingu á niðurstöðum dæmigerðra líkanreikninga.

Mynd 1 sýnir sneið af nifteindastjörnu með massa í kringum  $1.4 M_\odot$  ( $M_\odot = \text{sólarmassi} = 2 \times 10^{33}$  g). Þessi massi er talinn dæmigerður, því stjarnfræðilegar athuganir á tifstjörnum og röntgenstjörnum, svo og kennilegir

útreikningar, benda eindregið til þess að nifteindastjörnur í náttúrunni hafi massa á bilinu 1.2 til 1.6  $M_{\odot}$ .

Stjörnunni má skipta í nokkur lög eða svæði, og fer efnispéttleikinn sívaxandi eftir því sem innar dregur. Yst eru *yfirborðslögin*. Efnið þar er járn í mismunandi ástandi eftir dýpi, en neðarlega á svæðinu er péttleikinn mun meiri en við jarðneskar aðstæður, eða allt að  $10^6 \text{ g cm}^{-3}$ . Þetta er eina svæðið í stjörnunni þar sem hiti og segulsvið geta haft veruleg áhrif á ástand efnisins.

Fyrir neðan yfirborðslögin er storkin *skorpa*. Þar sitja þungir atómkjarnar í grind og eru í jafnvægi við kalt gas frjálsra rafeinda með tiliti til  $\beta$ -sundrunar. Eftir því sem neðar dregur verða kjarnarnir æ nifteindaríkari, og neðst í laginu fara nifteindirnar að "leka úr" þeim. Þetta gerist við péttleikann  $4.3 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ . Neðar tekur við *möttullinn* þar sem þungir nifteindaríkir atómkjarnar í kristalgrind eru umluktir blöndu af frjálsum nifteindum í ofurvökvaástandi og köldu eðlilegu rafeindagasi. Hlutfallslegur fjöldi frjálsu nifteindanna eykst stöðugt með vaxandi péttleika og jafnframt minnkar fjarlægðin milli atómkjarnanna. Á nokkur hundruð metra dýpi kemur að því að þeir leysast upp og renna ásamt nifteindunum saman í samfellt efni, svokallað kjarnefni (nuclear matter). Þessi breyting verður, þegar péttleikinn er um það bil  $2.4 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ .



Mynd 1. Sneið af dæmigerðri nifteindastjörnu.

Í innsta hluta stjörnuunnar, *kjarnanum*, er ástand efnisins ekki jafn vel þekkt og í þeim lögum sem utar eru, einfaldlega vegna þess að þar er þéttleikinn svo mikill að sterka víxlverkunin er allsráðandi. Allir útreikningar verða af þeim sökum feikna erfiðir og menn verða að notast við nálgunarreikninga sem gefa mjög óvissar niðurstöður. Rétt er að hafa þetta í huga þegar eftirfarandi lýsing er lesin.

Ofarlega í kjarnanum mynda kjarneindirnar væntanlega ofurvökva með nifteindum ( $\sim 95\%$ ) og róteindum ( $\sim 5\%$ ). Rafeindirnar sem eru jafn margar og róteindirnar eru aftur á móti í eðlilegu ástandi. Eftir því sem þéttleikinn vex verður óvissan um ástandið meiri, og fyrir  $\rho > 6 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$  (skyggða svæðið á myndinni) er lítið sem ekkert vitað með vissu. Einn möguleikinn er sá að við ákveðinn markþéttleika storkni nifteindavökvinn og að í miðju stjörnuunnar sé ógnarþéttur nifteindakristall. Einnig er hugsanlegt að annars konar hamskipti eigi sér stað og fram komi þéindir í þéttu ástandi, svokallað þéindabykkni (pion condensate).

Á undanförmum árum hefur talsvert verið rætt um þann möguleika að innsti kjarni stjörnuunnar sé úr kvarkefni (quark matter). Þessi hugmynd fékk nýlega byr undir báða vængi, þegar Edward Witten (1984) stakk upp á því að grunnástand þungeinda sé svokallað "sérefni" ("strange matter"), en það er kvarkefni með miklum fjölda sérstæðra kvarka. Ef þetta er rétt, getur það breytt verulega hugmyndum manna um innri gerð nifteindastjarna, en um það verður ekki fjallað í þessari grein (en sjá t.d. Alcock og fél., 1986).

Hin mikla óvissa sem ríkir um ástandið í miðju nifteindastjarna endurspeglast meðal annars í nokkurri óvissu um stærð stjarnanna. Eins og sjá má á mynd 1 er dæmigerð nifteindastjarna að mestu leyti úr kjarnefni, en stærð hennar er mjög háð ástandsjöfnu þess. Á grundvelli líkanreikninga má þó setja efri og neðri mörk á stærð stjarnanna. Til dæmis virðist nokkuð öruggt að nifteindastjörmur með massa í kringum  $1.4 M_{\odot}$  hafi radíus á bilinu frá 9 til 16 km.

Hið sérstæða ástand sem ríkir í iðrum nifteindastjarna er hvergi annars staðar að finna í náttúrunni, og heldur verður að teljast ólíklegt að eðlisfræðingum takist að skapa svipað ástand í rannsóknarstofum sínum í náninni framtíð. Af þessum sökum hefur á undanförmum árum talsvert verið leitað að stjarnfræðilegum aðferðum til þess að afla upplýsinga um innri gerð nifteindastjarna. Tekist hefur að finna nokkrar aðferðir sem lofa góðu, en enn sem komið er eru óvissuþættir það margir að endanlegar niðurstöður liggja ekki fyrir. Hér á eftir verður aðeins fjallað um eina þessara aðferða, könnun á kólnun nifteindastjarna, en lýsingu á öðrum aðferðum er meðal

annars að finna í yfirlitsgreinum eftir Pines og Alpar (1985) og Pines (1987).

#### IV. Myndun og kólnun

Athuganir á dreifingu þekktra nifteindastjarna í geimnum benda til þess að í Vetrarbrautinni einni saman sé að finna að minnsta kosti  $10^8$  slíkar stjörnur. Svipuð tala fæst í áætlunarreikningum sem byggja á athugunum á tíðni stjörnusprenginga í dæmigerðum þyrilvetrarbrautum. Þessi fjöldi er einnig í góðu samræmi við niðurstöður kennilegra reikninga á þróun massamikilla sólstjarna (sjá t.d. Shapiro og Teukolsky, 1983).

Í dag er því talið nær fullvíst að nifteindastjörnur myndist í stjörnusprengingum af svokallaðri gerð II. Samkvæmt kenningum stjarnæðlisfræðinga verða slíkar sprengingar í mjög massamiklum sólstjörnum sem komnar eru á lokastig stjörnuþróunar, risastigið. Í miðju stjörnunnar situr heitur og þéttur kjarni úr þungum frumefnum sem myndast hafa í flóknum samrunahvörfum. Kjarninn er á stærð við jörðina, en massinn er vel rúmlega massi sólar, og hann líkist því einna helst glóandi heitum hvítum dvergi. Utar í risastjörnunni eru margir sólarmassar af léttum frumefnum, einkum vetni, sem mynda víðan hjúp umhverfis kjarnann. Hjúpurinn er svo þunnur að stjarnan öll getur verið allt að því þúsund sinnum stærri en sólin að þvermáli.

Á þessu stigi fara enn fram samrunahvörf í mörgum lögum í stjörnunni og massi stjörnukjarnans vex jafnt og þétt. Líkanreikningar sýna að þessu heldur áfram þar til massi kjarnans fer yfir Chandrasekharmörkin og hann hrynur saman undan eigin þunga. Þyngdarhrunið, sem aðeins tekur brot úr sekúndu, stöðvast væntanlega mjög snögglega þegar miðjuþéttleikinn nær þéttleika kjarnefnis og áhrifa sterku víxlverkunarinnar fer að gæta. Kjarninn nær því jafnvægi á mjög skömmum tíma sem gífurlega heit nifteindastjarna. Jafnframt er talið að við þessa snöggu hemlun myndist öflug höggbylgja sem berst út í hjúpinn og þeytir honum út í geiminn með miklum hraða (sjá nánari umfjöllun um þetta flókna efni í Woosley og Weaver, 1986).

Í hreyfingu yfirborðslaganna er fólgin að minnsta kosti tíu sinnum meiri orka en í ljósinu og öðrum rafsegulbylgjum sem geisla út í geiminn frá ljóshvolfi sprengistjörnunnar, og álíka mikil orka berst væntanlega í burtu með þyngdarbylgjum. Til samans eru þessar orkumyndir þó aðeins um 1% af heildarorkunni sem losnar í sprengingunni, en hún er um  $3 \times 10^{53}$  erg, eða



álíka mikil og heildarorkuútgæislun 200 venjulegra sólna á  $10^{10}$  árum. Um 99% þessarar orku geislar burtu með fiseindum á fyrstu 10 til 20 sekúndum sprengingarinnar ( sjá stutt yfirlit í Burrows, 1984). Þessi niðurstaða kennilegra líkanreikninga á þyngdarhruni var nýlega staðfest með eftir-minnilegum hætti, þegar að minnsta kosti tveimur hópum tilrauna-eðlisfræðinga tókst að mæla fiseindapúls frá sprengistjörnunni í Stóra Magellanskyinu (Hirata og féll., 1987; Bionta og féll., 1987).

Eins og áður sagði stendur þyngdarhrunið sjálf ekki yfir nema í brot úr sekúndu, en það tekur fiseindirnar sem myndast í hruninu mun lengri tíma að streyma út úr nifteindastjörnunni. Ástæðan er sú að stór hluti þeirra lokast inni í hrynjandi stjörnukjarnanum vegna víxlverkana við kjarneindir (Mazurek, 1975; Sato, 1975) og það er fyrst eftir að hrunið hefur stöðvast sem fiseindirnar fara að streyma út fyrir alvöru.

Nýfædd nifteindastjarna er svo fiseindarík að hún líkist einna helst útblásinni útgáfu af köldu nifteindastjörnunni sem sýnd er á mynd 1, og ef til vill gæfi nafnið léttindastjarna betur til kynna ástandið í þessum gífurlega heita hnetti (Guðmundsson og Buchler, 1980). Hitinn í kjarnanum er upphaflega um eða yfir  $10^{11}$ K og nýjar fiseindir myndast þar stöðugt í miklu magni. Sterk fiseindageislunin kælir þó stjörnuna mjög hratt í byrjun og ekki líða nema nokkrir tugir sekúndna, þar til stjarnan hefur losað sig við það mikið af fiseindum að innri gerð hennar fer að minna á venjulega nifteindastjörnu (Burrows og Lattimer, 1986). Á örfáum sólarhringum fellur hitinn niður fyrir  $10^{10}$ K. Eftir það dregur mjög úr kólnuninni og við tekur skeið hægra breytinga í átt til stöðugs vökva- og varmajafnvægis. Fiseindageislunin ræður áfram kólnunarhraðanum, að minnsta kosti í nokkur þúsund ár, eða þangað til hún er orðin veikari en röntgengeislunin frá yfirborðinu.

Hiti ársgamallar nifteindastjörnu er í kringum  $10^9$ K og hún hefur þá þegar fengið á sig þá dæmigerðu mynd sem lýst er í III. kafla. Þúsund árum síðar er miðjuhiti stjörnunnar ekki kominn neðar en í  $10^8$ K. Yfirborðshitinn er þá reyndar orðinn talsvert lægri, eða í kringum  $10^6$ K, en þó aðeins ef stjarnan er ekki í þéttstæðu tvístími með massaflæði á milli stjarnanna, en það getur valdið upphitun yfirborðsins og öðrum breytingum. Stakar nifteindastjörnur kólna síðan hægt og sígandi í rás tímans á svipaðan hátt og stakir hvítir dvergar (sjá frekari umfjöllun um kólnun nifteindastjarna í Guðmundsson, 1981, og í Shapiro og Teukolsky, 1983).

## V. Hjúpurinn

Í þessum kafla verður í örstuttu máli skýrt frá nokkrum helstu niðurstöðum rannsókna höfundar og samstarfsmanna hans á yfirborðslögum ósegulmagnaðra nifteindastjarna. Nánari umfjöllun og öll smáatriði er að finna í eftirfarandi ritmiðum : Guðmundsson, 1981; Guðmundsson og fél., 1982; Guðmundsson og fél., 1983; Epstein og fél., 1983. Svipaðar aðferðir hafa verið notaðar af öðrum, meðal annars við rannsóknir á áhrifum sterks segulsviðs (Hernquist, 1985b) og snúnings (Geppert og Wiebicke, 1986) á gerð yfirborðslaganna. Í kaflanum verður einnig örlítið minnst á segulmagnaðar nifteindastjörnur, en ítarlegri umfjöllun um þær er að finna í VI. og VII. kafla.

Nákvæmir útreikningar á kólnun nifteindastjarna sýna að ekki líða nema í mesta lagi nokkrir áratugir frá myndun og þar til allar sveiflur í varmafræðilegri gerð stjarnanna hafa dáði út. Eftir þann tíma er það mjög góð nálgun að hugsa sér heita nifteindastjörnu sem stóran jafnheitan *kjarna* sem er umlukin þunnum hitaeinangrandi *hjúpi* (envelope) yfirborðslaga.

Sá kjarni, sem hér er talað um, er mun stærri en "kjarninn" sem lýst var í III. kafla um innri gerð kaldra nifteindastjarna. Hann nær allt frá miðju stjörnunnar og vel út í skorpuna, eða að þéttleika í kringum  $10^{10} \text{ g cm}^{-3}$ . Svo til allur massi stjörnunnar og öll varmaorka hennar er í kjarnanum og vegna mikillar varmaleiðingar er hann jafnheitur, eins og áður sagði. Í raun er það ekki hitinn,  $T$ , sem á hverjum tíma er alls staðar hinn sami í kjarnanum, heldur svokallaður virkur hiti,  $T \exp(\Phi / c^2)$ , sem notaður er í reikningum afstæðiskenningarinnar, en munurinn er svo lítill að hann skiptir okkur ekki máli hér. Stærðin  $\Phi = \Phi(r)$  er þyngdarmættið í stjörnunni.

Hjúpur stjörnunnar er svæðið frá kjarnanum og út á yfirborðið. Í ósegulmögnum nifteindastjörnum er þéttleiki yfirborðsins háður hitanum. Hann er frá  $10^{-3}$  til  $10^{-2} \text{ g cm}^{-3}$  í heitustu stjörnunum, en talsvert hærri, eða í kringum  $8 \text{ g cm}^{-3}$  í þeim allra köldustu. Í sterkt segulmögnum nifteindastjörnum er hann aftur á móti eingöngu háður styrk segulsviðsins, ef yfirborðshitinn er lægri en  $\sim 10^8 \text{ K}$ . Yfirborð slíkra stjarna byrjar mjög snögglega við þéttleika í kringum  $10^3$  til  $10^4 \text{ g cm}^{-3}$  (sjá VII. kafla).

Í öllum þessum tilvikum er þykkt hjúpsins sáralítill miðað við stærð stjörnunnar allrar, eða í kringum 300 m, og massi hans er aðeins um einn milljónasti hluti stjörnumassans.

Í hjúpnum er brattur hitastigull og yfirborðshiti stjörnunnar er mun lægri en hiti kjarnans. Eins og rætt var um í inngangi er mjög mikilvægt að þekkja sambandið á milli þessara tveggja hitastiga. Röntgengeislun frá yfirborðinu

má mæla úr gervitunglum ef stjarnan er ekki of gömul eða allt of langt í burtu. Þannig er hægt að ákvarða yfirborðshitann og í framhaldi af því að reikna út miðjuhitastigið. Ef vel tekst til, og aldur nifteindastjörnnar er nokkurn veginn þekktur, má með samanburði við niðurstöður kólnunar-reikninga gera upp á milli hinna ýmsu kenninga um ástand efnisins í kjarnanum. Þetta stafar af því að ungar stjörnur kólna vegna fiseinda-geislunar frá kjarnanum, og hraði fiseindamyndunar í kjarnefninu er mjög háður samsetningu þess. Til dæmis sýna útreikningar að kjarni úr píeindaþykki eða kvarkefni kólnar mun hraðar en kjarni úr nifteindakristal eða ofurflæðandi nifteindavökva.

Til þessa hefur aðeins tekist að mæla röntgengeislun frá yfirborði örfárra nifteindastjarna, þar á meðal Krabbatífstjörnunni (sjá yfirlit í Helfand og Becker, 1984). Margir óvissuþættir, bæði í mælingum og túlkun þeirra, gera það að verkum að enn hefur ekki reynst mögulegt að ákvarða ástandið í iðrum stjarnanna með neinni vissu. Ekkert þeirra gervitungla sem nú eru á lofti er nothæft til nákvæmnismælinga af þessu tagi á þekktum nifteindastjörnum, en búast má við vönduðum nýjum mælingum þegar AXAF-tunglið (Advanced X-ray Astrophysics Facility) verður sent á loft eftir nokkur ár. Einnig er hugsanlegt að nýmyndaða nifteindastjarnan (?) í Stóra Magellanskyínu verði nógu björt á röntgensviðinu til þess að góðar mælingar náist. Það líður því væntanlega ekki á löngu þar til úr því fæst skorið hversu vel þessi aðferð reynist.

Sambandið á milli yfirborðshitans og miðjuhitans fæst með því að heilda saman TOV - jöfnuna (jöfnu (III.1)) og varmaleiðnijöfnuna, sem í útgáfu almennu afstæðiskenningarinnar er á forminu

$$\frac{d(T \exp(\Phi/c^2))}{dr} = - \frac{3\kappa\rho L \exp(\Phi/c^2)}{16\sigma T^3 4\pi r^2 (1 - 2GM_r/rc^2)^{1/2}} \quad (V.1)$$

þegar gert er ráð fyrir kúlusamhverfu.  $\sigma$  er Stefan - Boltzmann stuðullinn og  $\kappa = \kappa(\rho, T)$  er orkugleypifall (opacity) efnisins, en það er flókið fall af þéttleika og hita (og jafnframt styrk og stefnu segulsviðs). Til viðbótar þarf almennt í reikningum á gerð stjarna að heilda diffurjöfnur fyrir massann,  $M_r$ , þyngdarmættið,  $\Phi$ , og varmaflæðið frá kjarnanum,  $L$ . Fyrir nifteindastjörnur sem eru að minnsta kosti nokkurra áratuga gamlar er ástandið þó sérstaklega einfallt. Auðvelt er að sýna fram á að það er góð nálgun að gera ráð fyrir því, að  $L$ ,  $M_r$  og  $\Phi$  séu fastar í hjúpnum, og þá má draga allar diffurjöfnurnar saman í eina tiltölulega einfalda jöfnu :

$$\frac{dT}{dP} = \frac{3\kappa T_s^4}{16T^3 g_s} \quad (V.2)$$

sem hægt er að heilda í gegnum hjúpinn, án þess að þörf sé á því að vita nokkuð um innri gerð kjarnans. Í jöfnunni er  $T_s$  yfirborðshitinn,  $g_s = GMR^{-2} (1 - 2GMR^{-1}c^{-2})^{-1/2}$  er þyngdarhröðunin á yfirborðinu,  $M$  er massi stjörmunnar og  $R$  er radíus hennar.

Við nánari athugun kemur í ljós sú merkilega staðreynd að sambandið á milli  $T_s$  og  $T_b$ , þar sem  $T_b$  er hiti kjarnans, er óháð randskilyrðum á yfirborði og botni hjúpsins og er gefið með jöfnunni

$$T_b = 1.288 \times 10^8 K \left( (T_s / 10^6 K)^4 / (g_s / 10^{14} \text{ cm s}^{-2}) \right)^{0.455} \quad (V.3)$$

$T_b$  er þannig eingöngu fall af kennistærðinni  $T_s^4 / g_s$ . Fallvenslin sjálf eru að sjálfsögðu háð bæði ástandsjöfnu efnisins í hjúpnum,  $P = P(\rho, T)$ , og gleypifallinu,  $\kappa = \kappa(\rho, T)$ . Nánari athugun sýnir þó að niðurstaðan er óháð gildum þessara falla á öllum stöðum í hjúpnum nema í tiltölulega þunnu lagi í honum miðjum. Fyrir dæmigerða nifteindastjörnu, eins og til dæmis Krabbatífstjörnuna með  $g_s = 10^{14} \text{ cm s}^{-2}$  og yfirborðshita í kringum  $10^6 K$ , nær þetta lag, sem kallað hefur verið næmnilagið (the sensitivity strip), frá svæði með þéttleika  $\rho = 10^4 \text{ g cm}^{-3}$  inn að svæðum með  $\rho = 10^8 \text{ g cm}^{-3}$ .

Nú er talið fullvíst að fyrir ósegulmagnað efni séu  $P$  og  $\kappa$  vel þekktar stærðir í öllu næmnilaginu og niðurstöðum reikninganna, jöfnu (V.3), er því fyllilega treystandi í því tilfalli. Aftur á móti er ekki eins ljóst hvort óhætt er að nota jöfnuna í kólnunarreikningum fyrir segulmagnaðar nifteindastjörnur. Lars Hernquist (1985b) gerði tilraun til þess að kanna það mál og komst að þeirri niðurstöðu að (V.3) væri viðunandi nálgun á sambandinu milli  $T_b$  og  $T_s$  í segulmögnum stjörnum. Hins vegar byggist niðurstaða hans á nokkrum mjög grófum nálgunum, einkum á ástandsjöfnunni, og þess vegna er full þörf á því að athuga þetta atriði nánar.

Talsverð vinna hefur nú þegar verið lögð í það að reikna út leiðnieiginleika efnis í sterku segulsviði (sjá t.d. Yakovlev, 1984, og Hernquist, 1985a) en til skamms tíma hefur lítið farið fyrir rannsóknum á ástandsjöfðu fyrir slíkt efni. Sterkt segulsvið getur þó breytt ástandsjöfnunni verulega og haft mikil áhrif á gerð yfirborðslaganna eins og sjá má á eftirfarandi samanburði: Efnið í næmnilagi hjúpsins er á formi kulefnis, því að meðalvarmaorkan,  $kT$ , er mun minni en Fermiorka rafeindanna sem gefa

svo til allan þrýstinginn í hjúpnum. Við höfum mestan áhuga á efri hluta næmnilagsins, þar sem þéttleikinn er minni en  $10^6 \text{ g cm}^{-3}$  og ekki þarf að taka tillit til áhrifa afstæðiskennningarinnar í reikningum á eiginleikum efnisins. Fermiorkan fyrir ósegulmagnað rafeindagas er þá einfaldlega gefin með jöfnunni  $\epsilon_F = \hbar^2(3\pi^2 n_e)^{2/3}/2m_e = 2.4 \times 10^{-11} \rho^{2/3} \text{ erg} = 0.016 \rho^{2/3} \text{ keV}$ , þar sem  $\hbar (= 1.05459 \times 10^{-27} \text{ erg s})$  er stuðull Plancks,  $m_e$  er massi rafeindar og  $n_e$  er fjöldi rafeinda í rúmmálseiningu. Við reikningana á sambandinu milli  $n_e$  og  $\rho$  er gert ráð fyrir því að atómin í hjúpnum séu venjuleg járnatóm með  $Z = 26$  og  $A = 56$ . Orka frjálsrar rafeindar í segulsviði með styrk  $B$  er aftur á móti í kringum  $\epsilon_B = \hbar\omega_C$ , þar sem  $\omega_C = eB/m_e c$  er Larmor tíðnin og  $e$  er hleðsla rafeindarinnar. Fyrir hið dæmigerða svið,  $B = 10^{12}$  gauss, er  $\epsilon_B = 12 \text{ keV}$  og því er  $\epsilon_B > \epsilon_F$  á öllum svæðum með  $\rho < 10^4 - 10^5 \text{ g cm}^{-3}$ . Segulsviðið er þess vegna allsráðandi um gerð ystu yfirborðslagana og áhrifa þess gætir talsvert langt inn í næmnilagið.

Af þessum sökum einum er full ástæða til þess að kanna nánar eiginleika kulefnis í sterku segulsviði. Auk þess gagns sem stjarnedlisfræðin hefur af slíkum rannsóknum, geta þær væntanlega einnig varpað nýju ljósi á ýmis grundvallarvandamál í þéttfnisfræði og jafnvel efnafræði.

## VI. Kulefni í sterku segulsviði

Flestar þekktar nifteindastjörnur virðast umluktar þétu segulhvolfi. Eins og áður er getið benda nákvæmar athuganir á tifi og rófi tifsjarna og röntgenslagstjarna til þess, að styrkur segulsviðsins við yfirborð þessara stjarna sé í kringum  $10^{12}$  gauss (Manchester og Taylor, 1977). Röntgenblossastjörnurnar virðast hafa heldur veikara yfirborðssvið (Joss og Rappaport, 1984) og sömu sögu er að segja um nokkrar nýfundnar tiftjörnur sem tifa mun hraðar en gengur og gerist (sjá t.d. Guðmundsson, 1983).

Ekkert er vitað með vissu um uppruna segulsviðsins í nifteindastjörnum, en venjulega er talið að það hafi myndast úr upphaflegu segulsviði sólstjörnunnar sem fæddi af sér nifteindastjörmunu. Einfaldir reikningar sýna að auðvelt er að mynda svið með styrk  $10^{12}$  gauss úr segulsviði dæmigerðrar sólstjörnu, ef gert er ráð fyrir varðveislu segulflæðis og að sviðið sé bundið í kjarna stjörnunnar og fylgi honum í þyngdarhruninu. Ekki eru þó allir á eitt sáttir um ágæti þessarar skýringar og ýmsar aðrar hugmyndir hafa komið fram, eins og til dæmis sú að segulsviðið gæti hafa myndast eftir fæðingu

nifteindastjörnunnar vegna varmaknúinna rafstrauma í skorpunni (Blandford og féll., 1983).

Hér verður ekki gert upp á milli þessara hugmynda um uppruna segulsviðsins heldur einfaldlega gert ráð fyrir því að það sé til staðar í hjúpnum og hafi styrk í kringum  $10^{12}$  gauss.

Hin dæmigerða segulorka frjálsrar rafeindar í segulsviði,  $\epsilon_B$ , er minni en kyrrstöðuorkan,  $m_e c^2$ , fyrir  $B \leq 5 \times 10^{13}$  gauss, og því er ljóst að afstæðiskeningarinnar er ekki þörf í athugunum á ástandi efnisins í yfirborðinu sjálfu og efstu yfirborðslögunum.

Sígild eðlisfræði segir okkur að frjálsar rafeindir í segulsviði hringsnúist umhverfis segulsviðslínur eftir gormlaga brautum. Ef  $v_1$  er sá þáttur hraðavektors rafeindar sem er hornréttur á segulsviðið, þá er radíus gormsins  $m_e c v_1 / eB$ , en horn tíðnin í gormhreyfingunni,  $\omega_c$ , er óháð hraðanum.

Skammtafræðin lýsir aftur á móti hreyfingu frjálsrar rafeindar í einsleitu segulsviði með svokölluðum Landaubrautum (sjá t.d. Landau og Lifshitz, 1977). Lýsingin verður einföldust í sívalningshnitum með z-ásinn í stefnu segulsviðsins. Lausnir Schrödingerjöfnunnar úthluta rafeindinni skömmtuðum orkustigum:

$$E_n = (n + 1/2)\hbar\omega_c + p_z^2 / 2m_e + \text{spunaorka}, \quad (\text{VI.1})$$

þar sem  $n = 0, 1, 2, \dots, \infty$  og  $p_z$  er z-þáttur skriðþungans. Bylgjuföllin lýsa eind sem er frjáls og óbundin í stefnu z-ássins, en hefur takmarkaða hreyfingu hornrétt á hann. Sem dæmi má nefna að grunnástandið ( $n = 0$  Landaustigið) er óendanlega margfalt og líkindadreifingin fyrir r-hnitið tekur hágildi í  $r_m = (2m + 1)^{1/2} r^*$ , þar sem  $m = 0, 1, 2, \dots, \infty$  er hverfiþungaskammtatala og

$$r^* = (\hbar c / eB)^{1/2} = 2.6 \times 10^{-10} (B / 10^{12} \text{ gauss})^{-1/2} \text{ cm} \quad (\text{VI.2})$$

Á yfirborði nifteindastjarna er segulsviðið það sterkt að ekki þarf í fyrstu nálgun að gera ráð fyrir örvun rafeinda úr grunnástandi á hærri orkustig. Af þeim sökum verður þessi stutta lýsing á Landaustigunum látin nægja.

Saga rannsókna á gerð atóma í sterku segulsviði er bæði löng og flókin, og ekki verður gerð nein tilraun til þess að rekja hana í þessari grein. Mjög gott yfirlit er að finna hjá Ruderman (1974) sem fjallar um efnið í

stjarnæðlisfræðilegu samhengi. Neuhauser og félagar (1986) gefa örstutta umsögn um rannsóknir undanfarinna ára á þessu sviði, jafnframt því sem þeir skýra frá áhugaverðum niðurstöðum sinna eigin rannsókna. Hér verður aðeins fjallað lítillega um þau atriði þessara rannsókna sem nauðsynleg eru til skilnings á því sem á eftir kemur.

Þegar atóm eru í sterku segulsviði ræðst lögum þeirra hornrétt á sviðið af styrk þess, en lengdin í stefnu sviðsins af skermuðu rafstöðumætti kjarnans. Ef sviðið er nógu sterkt getur atómið verið í laginu eins og nál sem liggur samsíða sviðinu. Tökum sem dæmi vetnisatóm í grunnásandi í  $10^{12}$  gauss sviði. Í stórum dráttum lítur það út eins og grannur sívalningslaga hólkur með lengd  $\sim a_0/3$  og radíus  $\sim r^* \approx a_0/20$ , þar sem  $a_0$  er Bohrradíus og  $r^*$  er gefin með jöfnu (VI.2). Þung atóm eru álíka löng og vetnisatómið en heldur sverari í miðjunni. Radíus Landaubrautar ystu rafeindarinnar í atómi með sætistölu  $Z$  er nálægt því að vera  $(2Z + 1)^{1/2}r^*$  og almennt gildir því sú regla að atómin minnka, ef þau eru sett í nægjanlega sterkt segulsvið.

Nákvæmari reikningar sýna að stærðin  $\eta = (a_0/Z) / [(2Z + 1)^{1/2}r^*]$  gefur góða vísbendingu um áhrif segulsviðsins á rafeindadreifinguna í atóminu. Fyrir  $\eta \gg 1$  er segulsviðið allsráðandi og atómin eru löng og mjó, eins og lýst var hér að framan. Áhrif segulsviðsins eru tiltölulega lítil ef  $\eta \ll Z^{-3/2}$  og atómin eru þess vegna lítið frábrugðin þeim atómum sem menn þekkja vel úr venjulegri efnafræði.

Þau gildi á  $\eta$  sem mikilvægust eru fyrir rannsóknir á yfirborði nifteinda-stjarna liggja á bilinu  $Z^{-3/2} \ll \eta \ll 1$ . Ástæðan er sú, að fyrir járnatóm svara þessi gildi á  $\eta$  til segulsviðsstyrks á bilinu  $5 \times 10^{10}$  gauss  $\ll B \ll 10^{14}$  gauss, og þetta eru þær stærðir sem mestu máli skipta. Svo heppilega vill til að einmitt fyrir þessi gildi á  $\eta$  má sýna fram á, að hægt er að nota vel þekkta aðferð safneðlisfræðinnar til að reikna gerð atómanna með sæmilegri nákvæmni (Kadomtsev, 1970; Mueller og fél., 1971). Þessi reiknaaðferð gengur venjulega undir nafninu Thomas - Fermi nálgunin og er víða notuð með góðum árangri (sjá t.d. yfirlit í Lieb, 1981). Þegar tekið er tillit til skiptikrafta er oftast talað um Thomas - Fermi - Dirac aðferðina. Hér á eftir mun verða notast við skammstafanimar TF eða TFD eftir því sem við á.

Til þessa hafa rannsóknir á yfirborðinu einkum snúist um það að ákvarða ham efnisins. Fyrir mörgum árum stakk Malvin Ruderman (1971) upp á því að atóm í sterku segulsviði mynduðu mjög sérkennilega storku úr svokölluðum línusameindum (linear molecular chains), en niðurstöður nýlegra Hartree - Fock reikninga benda þó frekar til þess að efnið á

yfirborðinu sé í þétu vökvakenndu ástandi (Neuhauser og fél., 1986). Reikningar af þessu tagi eru gífurlega flóknir og óhætt mun að fullyrða að enn hafi ekki fengist endanlega úr því skorið, hvort yfirborð nifteindastjarna er storkið eða ekki.

Þrátt fyrir þessa óvissu má afla mikilvægra upplýsinga um ástand efnisins með tiltölulega einföldum aðferðum. Það er reyndar ljóst að góð þekking á rafeindagerð atómanna er nauðsynleg, þegar reikna á varmaleiðni yfirborðslaganna, en slíkar upplýsingar eru ekki eins mikilvægar í nálgunarreikningum á ástandsjöfnunni. Í því tilviki er það sæmilega góð nálgun að hugsa sér kulefnið sem samþjappað safn kúlusamhverfra TFD - atóma. Sá ytri kraftur sem þjappar efninu saman er að sjálfsögðu þyngdarkraftur nifteindastjörunnar. Eins og áður er getið er fullkomlega réttlætlegt að nota TFD reikninga í þessu markmiði, enda gefa nákvæmari tölulegir reikningar á gerð járnatóma undir fargi í sterku segulsviði mjög svipaðar niðurstöður hvað stærð og bindiorku atómanna varðar (Kössl og fél., 1987; Neuhauser og fél., 1986).

Hér og í næsta kafla verður skýrt frá helstu niðurstöðum nýlegra TFD reikninga á ástandsjöfnu kulefnis í sterku segulsviði. Einnig verður rætt um það hvað niðurstöðurnar geta sagt okkur um gerð nifteindastjörnu-yfirborðsins. Stiklað verður á stóru, en fjallað er um efnið í meiri smáatriðum á öðrum vettvangi (Guðmundsson og Pethick, 1988). Margar reikniáðferðanna eru í öllum meginatriðum hinar sömu og Richard P. Feynman og félagar (1949) notuðu á sínum tíma til þess að ákvarða ástandsjöfnu ósegulmagnaðs kulefnis. Einnig er rétt að geta þess að fyrir nokkrum árum notuðu Dan Constantinescu og Pavel Reháek (1976) TFD nálgun til að reikna út þrýsting sem fall af þéttleika fyrir járn í sterku segulsviði. Niðurstöður þeirra hafa þó takmarkað notagildi og þeim hefur aldrei verið beitt við athaganir á yfirborði nifteindastjarna.

TFD aðferðin byggist á því að velja fyrirfram dæmigert atóm í efni með ákveðnum þéttleika,  $\rho$ . Í raun er það ekki  $\rho$  heldur önnur jafngild stærð sem valin er í upphafi, en það skiptir ekki máli hér (sjá nánari lýsingu í VII. kafla). Reiknuð er út dreifing rafeindanna í atóminu allt frá kjarnanum og út á yfirborð atómsins. Reikningarnir gefa meðal annars TFD - radíus atómsins,  $R_a$ , og þrýsting rafeindagassins á yfirborði þess, en hann er að sjálfsögðu jafn þrýstingi umhverfisins,  $P$ .

Þéttleika efnisins er mjög auðvelt að reikna. Hann er einfaldlega gefinn með jöfnunni  $\rho = A m_p (4 \pi R_a^3 / 3)^{-1}$ , þar sem  $m_p$  er massi róteindarinnar.



Reikningarnir eru endurteknir fyrir mismunandi þéttleika og þannig fæst ástandsjafnan  $P = P(\rho)$

Til þess að reikningarnir komi að sem mestum notum er nauðsynlegt að ákvarða efnamætti TFD - þéttfnisins,  $\mu_a$ , sem fall af þéttleika. Ástæðan er sú að efnamættið vex línulega með dýpi í yfirborðslögunum og þess vegna má lesa gerð yfirborðslaganna beint út úr ástandsjöfnum eins og til dæmis  $\rho = \rho(\mu_a)$  og  $P = P(\mu_a)$ . Sönnunin á þessari niðurstöðu er mjög einföld og verður því sýnd hér. Auðvelt er sýna fram á, að í hjúpnum má einfalda TOV - jöfnuna verulega og skrifa hana á forminu

$$\frac{dP}{dx} = \rho g_s \quad (\text{VI.3})$$

þar sem  $x$  er dýpið (Guðmundsson, 1981). Gibbs - Duhem venslin fyrir kulefnið má skrifa á forminu  $dP = n_a d\mu_a$ , þar sem  $n_a = (4\pi R_a^3 / 3)^{-1} = \rho / Am_p$  er fjöldi atóma í rúmmálseiningu. Af þessu leiðir að  $d\mu_a = g_s Am_p dx$  og

$$\Delta\mu = \mu_a(x) - \mu_a(0) = (g_s Am_p) x \quad (\text{VI.4})$$

Í reikningunum, sem nánar verður fjallað um í næsta kafla, er aðeins tekið tillit til lægsta Landau-orkustigsins. Það þýðir að  $\Delta\mu \leq Z\hbar\omega_c$  og reikningarnir gefa þess vegna ekki upplýsingar um gerð laga sem liggja dýpra en  $x_{\max} = (Z\hbar\omega_c / g_s Am_p)$ . Fyrir járn og dæmigerð segul- og þyngdarsvið,  $B = 10^{12}$  gauss og  $g_s = 10^{14} \text{cms}^{-2}$ , er  $x_{\max}$  aðeins 52 cm. Þegar þessi niðurstaða er metin er gott að hafa í huga að hæstu "fjöll" á nifteindastjörnum eru innan við 10 cm á hæð (Dyson, 1969).

Yfirborðspéttleika nifteindastjarna er tiltölulega auðvelt að finna með TFD reikningum. Nánar verður fjallað um þetta atriði í næsta kafla, og hér verður aðeins bent á að jafna (VII.13) sýnir hvernig þéttleiki yfirborðsins er háður styrk segulsviðsins.

Sterkt segulmagnaðar nifteindastjörnur eru því líkari jörðinni en sólinni að því leyti, að yfirborðið byrjar snögglega við mikinn þéttleika. Hugsanlega hafa þær þunnt "andrámsloft" úr járnufu, en það nær í mesta lagi einn til tvo sentimetra út í geiminn og þéttleikinn er hverfandi lítill í samanburði við yfirborðspéttleikann.

Í þessu sambandi má kannski til gamans benda áhugamönnum um vísindaskáldsögur á bókina *Dragon's Egg* eftir bandaríska eðlisfræðinginn Robert L. Forward (1980), en hún lýsir á mjög skemmtilegan hátt lífinu og tilverunni á yfirborði nifteindastjörnu!

## VII. Ástandsjafrnan og yfirborðið

Í þessum kafla verður fyrst og fremst fjallað um segulmagnað kulefni. Markmiðið er að finna ástandsjöfnur fyrir járn við mikinn þéttleika og í sterku segulsviði. Í öllum reikningum er gert ráð fyrir því að rafeindirnar í efninu séu óafstæðilegar og á lægsta Landau-orkustiginu.

Til einföldunar er rétt að byrja á því að skoða kulgas frjálsra rafeinda í tölfræðilegu jafnvægi í segulsviði. Sambandið milli Fermiskriðþungans,  $p_F$ , og rafeindapéttleikans,  $n_e$ , er gefið með jöfnunni

$$n_e = (eB / 2\pi^2 \hbar^2 c) p_F \quad (\text{VII.1})$$

(sjá t.d. Landau og Lifshitz, 1977). Samkvæmt jöfnu (VI.1) er efnamætti rafeindagassins

$$\mu_e = p_F^2 / 2m_e + \hbar\omega_c / 2 \quad (\text{VII.2})$$

og samband  $n_e$  og  $m_e$  er þar af leiðandi

$$n_e = n_e(\mu_e) = [eB(2m_e)^{1/2} / 2\pi^2 \hbar^2 c] (\mu_e - \hbar\omega_c / 2)^{1/2} \quad (\text{VII.3})$$

Hreyfiorkupéttleiki rafeindagassins fæst með heildinu

$$\epsilon_{kin} = \int p^2 dn_e = [2\hbar^2 \pi^2 c / eB]^2 / 3m_e n_e^3 \quad (\text{VII.4})$$

þar sem heildað er frá 0 til  $n_e(p_F)$ . Þrýstinginn má síðan finna með hlutdiffurun:

$$P = n_e^2 \frac{\partial(\epsilon_{kin}/n_e)}{\partial n_e} = [2\hbar^2 \pi^2 c / eB]^2 / 3m_e n_e^3 = 2\epsilon_{kin} \quad (\text{VII.5})$$

Í grófri fyrstu nálgun má hugsa sér, að yfirborð nifteindastjörnu sé úr frjálsu rafeindagasi. Þess vegna er rétt að hafa jöfnu (VI.4) í huga (með  $\mu_e$  í stað  $\mu_a$ ) þegar þessar ástandsjöfnur eru skoðaðar.

(Það er einnig fróðlegt að bera niðurstöðurnar saman við hinar sígildu og vel þekktu jöfnur fyrir ósegulmagnað gas. Þar gildir:  $n_e = (3\pi^2 \hbar^3 (2m_e)^{3/2})^{-1} \mu_e^{3/2}$  og  $P = [\hbar^2 (3p^2)^{2/3} / 5m_e] n_e^{5/3} = 2e_{kin}^{1/3} n_e^{5/3}$ .)

Mun betri nálgun á ástandsjöfnum fæst með því að taka tillit til þeirra áhrifa sem atómkjarnarnir hafa á dreifingu rafeindanna. Þar kemur Thomas - Fermi aðferðin að góðu gagni eins og áður hefur verið minnst á (mjög aðgengilegt yfirlit um TF og TFD reikninga er finna í Bethe (1964)). Í þessum nálgunarreikningum er gert ráð fyrir því að rafstöðumættið í atóminu,  $\phi = \phi(r)$ , sé það veikt fall af fjarlægðinni  $r$  frá atómkjarnanum að líta megi á rafeindirnar sem gas, er lúti lögmálum Fermi - Dirac tölfræðinnar.

Reikningarnir eru síðan í því fölgir að finna rafeindapéttleikann í atóminu,  $n_e$ , sem fall af  $r$ , með því að heilda jöfnu Poissons

$$\Delta\phi(r) = -4\pi e n_e(r) \quad (\text{VII.6})$$

frá miðju atómsins og út á rönd þess.

Randskilyrðin eru tvö: Í fyrsta lagi verður  $\phi$  að stefna á Coulombmætti kjarnans  $-Ze/r$ , þegar  $r$  stefnir á 0. Í öðru lagi er randskilyrðið fyrir yfirborð atómsins:  $\phi'(R_a) = 0$  (komman táknað afleiðu með tilliti til  $r$ ) sem er einfaldlega skilyrði þess að atómið í heild sé óhlaðið út á við.

Það er náttúrulega ljóst að ekki er hægt að heilda jöfnu Poissons nema þekkja sambandið á milli  $n_e$  og  $\phi$ . Í TFD nálguninni fæst þetta samband með því að lágmarka heildarorku atómsins,  $E_a$ , sem fall af  $n_e$ . Almenna niðurstaðan er

$$p_F^2 / 2m_e + e\phi + H_{ex} = \text{fasti} \quad (\text{VII.7})$$

þar sem  $H_{ex}$  er skiptiorkan og fastinn er Lagrange-margfaldari.  $H_{ex}$  og  $p_F$  eru bæði föll af  $n_e$ , og þannig fæst sambandið á milli  $n_e$  og  $\phi$ . Þessi jafna gengur venjulega undir nafninu TFD - jafnan, eða TF - jafnan ef ekki er tekið tillit til skiptikrafta, en þá er  $H_{ex} = 0$ . Til þess að geta notað jöfnuna verður að velja gildi á fastanum. Þetta val er jafngilt því að velja efnispéttleika,  $\rho$ , en

hann er reyndar ekki hægt að reikna út fyrir en eftir að heilduninni er lokið (sjá síðar).

Í reikningunum fyrir segulmagnaða efnið var stuðst við útreikninga Danz og Glassers (1971) á skiptiorku rafeindagass í sterku sviði. Niðurstöður þeirra má rita á forminu

$$e_{ex} = (2\pi e^2 r^{*2}) [\ln(r^{*3} n_e) + 2.1178] n_e^2 \quad (\text{VII.8})$$

eða sem

$$H_{ex} = \frac{\partial e_{ex}}{\partial n_e} = (4\pi e^2 r^{*2}) [\ln(r^{*3} n_e) + 2.6178] n_e \quad (\text{VII.9})$$

þar sem  $\epsilon_{ex}$  er þéttleiki skiptiorkunnar og  $r^*$  er gefin með jöfnu (VI.2). (Til samanburðar skal þess getið að fyrir ósegulmagnað efni er  $H_{ex} = -e^2(3/\pi)^{1/3} n_e^{1/3}$ .)

Aðalatriði reikninganna er þess vegna heildun Poissonjöfnunnar með hjálp jafnanna (VII.1), (VII.7) og (VII.9). Upplýsingarnar um  $n_e(r)$  eru síðan notaðar til að reikna heildarorku atómsins

$$E_a = \int (\epsilon_{kin} + e \phi n_e + \epsilon_{ex}) 4\pi r^2 dr + Z \hbar \omega_c / 2 \quad (\text{VII.10})$$

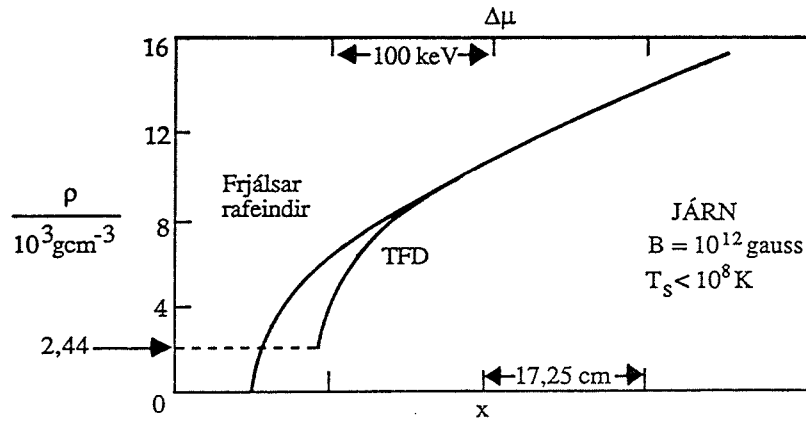
þar sem jafna (VII.4) er notuð fyrir  $\epsilon_{kin}$ . Þrýstingurnn í efninu er jafn þrýstingi rafeindanna á yfirborði atómsins en hann er gefinn með jöfnunni

$$P = P(R_a) = n_e^2 \left( \frac{\partial [(\epsilon_{kin} + \epsilon_{ex})/n_e]}{\partial n_e} \right)_{r=R_a} \quad (\text{VII.11})$$

Fjöldi atóma í rúmmálseiningu er  $n_a = (4\pi R_a^3 / 3)^{-1}$  og efnisþéttleikinn er  $\rho = A m_p n_a$ . Með því að nota velþekktar niðurstöður úr safneðlisfræði má einnig auðveldlega reikna út efnamættið:

$$\mu_a = E_a + P/n_a \quad (\text{VII.12})$$

Dæmigerðar niðurstöður TFD - reikninganna eru sýndar á mynd 2. Þar er þéttleiki kulefnisins teiknaður sem fall af efnamættinu og dýpi yfirborðslaga fyrir  $g_s = 10^{14} \text{ cm s}^{-2}$ .



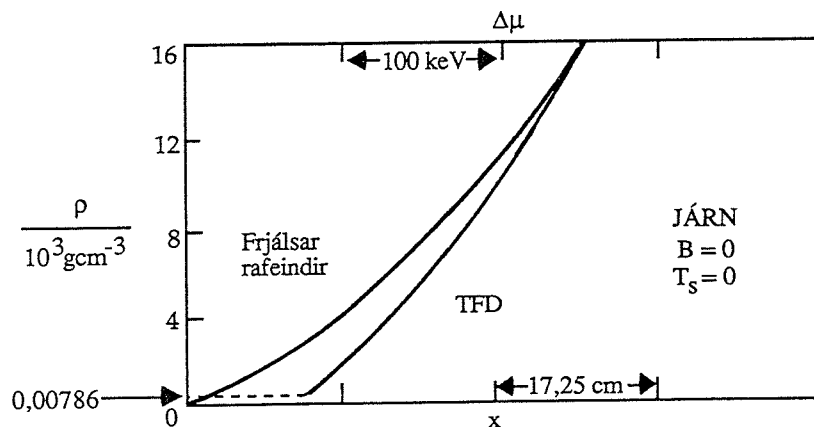
Mynd 2. Yfirborð segulmagnaðrar nifteindastjörnu

Til samanburðar eru einnig sýndar á myndinni niðurstöður einföldu reikninganna fyrir frjálst rafeindagas. Eins og sjá má hafa Coulombmætti atómkjarnanna veruleg áhrif á gerð yfirborðsins og áhrif skiptikraftanna fara vaxandi eftir því sem utar dregur. Það eru einmitt þeir sem valda því að stjarnan endar snögglega við þéttleikann  $2.44 \times 10^3 \text{ g cm}^{-3}$ .

Gerð yfirborðsins á segulmagnaðri nifteindastjörnu er allt önnur en á ósegulmagnaðri stjörnu. Þetta sést vel ef mynd 2 er borin saman við mynd 3, sem sýnir ástandið á ósegulmögnuðu yfirborði kaldrar nifteindastjörnu. Gögn til að teikna þessa mynd voru að hluta til fengin að láni úr bók Harrison og félaga (1965).

Yfirborð heitra ósegulmagnaðra stjarna er talsvert frábrugðið því, sem mynd 3 sýnir. Við nógu háan hita ( $T_s > \text{bræðslumark járms}$ ) er það ekki lengur storkið og stjarnan hefur þá bæði "haf" og "lofthjúp" (sjá Guðmundsson, 1981, eða Guðmundsson og fél., 1983).

Um segulmagnaðar stjörnur gegnir allt öðru máli. Þar er segulsviðið allsráðandi á meðan  $\hbar\omega_c > kT_s$  og mynd 2 gefur því góða lýsingu á yfirborðinu ef hiti þess er lægri en  $\sim 10^8 \text{ K}$ .



Mynd 3. Yfirborð kaldrar ósegulmagnaðrar nifteindastjörnu

Drýstingur kulefnisins á yfirborði nifteindastjörnu er núll, og þéttleika yfirborðsins má þess vegna finna með því að leysa jöfnuna  $P(\rho) = 0$ . Slík athugun á ósegulmögnum TFD - járn leiðir í ljós að yfirborðspéttleikinn er  $7.86 \text{ g cm}^{-3}$  (Feynman og fél., 1949; sjá einnig Harrison og fél., 1965) og kemur það væntanlega fáum á óvart. Á sama hátt má finna svarið fyrir segulmagnaðar stjörnur út frá niðurstöðum TFD reikninganna. Í ljós kemur að yfirborðspéttleiki þeirra er einfalt fall af B:

$$\rho_s = 2.44 \times 10^3 (B / 10^{12} \text{ gauss})^{6/5} \text{ g cm}^{-3} \quad (\text{VII.13})$$

fyrir segulsvið með styrk á bilinu  $10^{11} \text{ gauss} \leq B \leq 10^{13} \text{ gauss}$ . Þessi jafna gildir eingöngu fyrir járn, en einfaldar athuganir benda til þess að  $\rho_s$  vaxi í réttu hlutfalli við margfelldið  $AZ^{-3/5}$ . Með þeirri leiðréttingu ætti því að vera óhætt að nota jöfnuna fyrir frumefni með sætistölu í næsta nágrenni við járn.

Þessi stutta lýsing á niðurstöðum tölulegra TFD reikninga á kulefninu í yfirborðslögum nifteindastjarna verður látin nægja að sinni. Verið er að vinna að mun ítarlegri grein um þetta efni, og mun hún væntanlega sjá dagsins ljós á næstu mánuðum (Guðmundsson og Pethick, 1988).

### VIII. Lokaorð

Niðurstöður rannsókna á kulefni í sterku segulsviði sýna greinilega að segulsviðið hefur mikil áhrif á gerð yfirborðslaga nifteindastjarna.

Sýnt hefur verið fram á að með TFD aðferðinni má fá mikilvægar og all nákvæmar upplýsingar um vissa eiginleika kulefnisins á yfirborðinu. Sem dæmi um nákvæmnina má nefna að niðurstöður TFD reikninganna fyrir bindiorku atómanna víkja minna en 3 % frá gildum, sem nýlega fengust í ítarlegum Hartree - Fock hnikareikningum (Neuhauser og fél., 1986).

Í framhaldi þessara rannsókna er ætlunin að taka tillit til hærri Landau-orkustiga í útreikningum, en það er talsvert flókið tæknilegt vandamál sem ekki hefur enn tekist að leysa að fullu. Ennfremur stendur til að kanna áhrif hita á segulefnið.

Ekki er búist við því að þessi atriði hafi mikil áhrif á niðurstöðurnar um gerð yfirborðslaganna í dæmigerðum segulmögnum nifteindastjörnum. Hins vegar sýna nýlegir reikningar á leiðnieiginleikum segulmagnaðs kulefnis að hærri Landaustig geta skipt verulegu máli þegar ákvarða skal orkuflæðið frá kjarnanum (Yakovlev, 1984; Hernquist, 1985a) og að sjálfsögðu skiptir hitastigið einnig máli í því sambandi.

Nákvæm könnun á varmafræðilegum eiginleikum hjúpsins í nifteindastjörnum krefst góðrar þekkingar bæði á orkugleypifallinu og ástandsjöfnunni í næmnilaginu, og til þess að líkanreikningar séu trúverðugir verður eðlilega að taka tillit til sömu atriða í báðum jöfnunum.

Af þessum sökum verður lögð á það áhersla á næstunni að kanna í sem mestum smáatriðum ástand efnisins í hjúpi segulmagnaðra nifteindastjarna sem fall af þéttleika og hitastigi, þar sem fullt tillit er tekið til hárra Landau-orkustiga.

Ég vil í lokin ítreka að rannsóknir þessar eru unnar í samvinnu við prófessor Chris J. Pethick við Nordita í Kaupmannahöfn og University of Illinois at Urbana - Champaign í Bandaríkjunum.

Margir hafa lagt okkur lið á einn eða annan hátt. Ég vil sérstaklega þakka Geoff Ravenhall fyrir ómetanlega aðstoð við tölulega útreikninga og Ali Alfar, Erlend Østgaard, Ewald Muller, Jakobi Yngvasyni, K.S. Cheng og Þorsteini I. Sigfússyni fyrir gagnlegar viðræður og aðra aðstoð.

Ég vil einnig þakka Nordita og eðlisfræðideild háskólans í Illinois fyrir mikilvægan fjárhagslegan stuðning, skrifstofuaðstöðu og margvíslega aðra fyrirgreiðslu á undanförunum tveimur árum.

Veglegur styrkur frá Nordiska forskarkurser gerði mér kleift að vinna að þessum rannsóknum í Kaupmannahöfn sumarið 1986, og Sáttmálasjóður greiddi hluta kostnaðar vegna ferðar til Bandaríkjanna sama ár.

Þeir Þorsteinn Vilhjálmsson og Jón Pétursson lásu yfir handrit að greininni í upphaflegri mynd og bentu mér á ýmislegt sem betur mátti fara. Kann ég þeim bestu þakkir fyrir.

### Heimildir

- Alcock, C., E. Fahri og A. Olinto, Strange stars, *Ap.J.*, **310**, 261-272, 1986.
- Baade, W., og F. Zwicky, Supernovae and cosmic rays, *Phys.Rev.*, **45**, 138, 1934.
- Baym, G., og C. Pethick, Neutron stars, *Ann. Rev. Nuc. Sci.*, **25**, 27-77, 1975.
- Baym, G., og C. Pethick, Physics of neutron stars, *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, **17** 415-443, 1979.
- Bethe, H.A., *Intermediate Quantum Mechanics*, Benjamin, 1964.
- Bionta, R.M., og 36 meðhöfundar, Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987a in the Large Magellanic Cloud, *Phys.Rev.Letters*, **58**, 1494-1496, 1987.
- Blandford, R.D., J.H. Applegate og L. Hernquist, Thermal origin of neutron star magnetic fields, *Mon.Not.R.Astr.Soc.*, **204**, 1025, 1983.
- Bowyer, S., E. Byram, T. Chubb og H. Friedman, Lunar occultation of x-ray emission from the Crab Nebula, *Science*, **146**, 912, 1964.
- Burrows, A., On detecting stellar collapse with neutrinos, *Ap.J.*, **283**, 848-852, 1984.
- Burrows, A., og J.M. Lattimer, The birth of neutron stars, *Ap.J.*, **307**, 178-196, 1986.
- Constantinescu, D.H., og P. Rehák, Condensed matter in a very strong magnetic field, at high pressure and zero temperature, *II Nuovo Cimento*, **32B**, 177-193, 1976.
- Danz, R.W., og M.L. Glasser, Exchange energy of an electron gas in a magnetic field, *Phys.Rev.*, **B4**, 94-99, 1971.
- Dyson, F.J., Volcano theory of pulsars, *Nature*, **223**, 486, 1969.
- Epstein, R.I., E.H. Guðmundsson og C.J. Pethick, Sensitivity of model calculations to uncertain inputs, with an application to neutron star envelopes, *Mon.Not.R.Astr.Soc.*, **204**, 471-483, 1983.
- Feynman, R.P., N. Metropolis og E. Teller, Equations of state of elements based on the generalized Fermi - Thomas theory, *Phys.Rev.*, **75**, 1561-1573, 1949.
- Forward, R.L., *Dragon's Egg*, Ballantine Books, 1980.
- Geppert, U., og H.J. Wiebicke, Thermal structure of the envelopes of rapidly rotating neutron stars, *Astrophys.Space Sci.*, **128**, 281-287, 1986.



- Giacconi, R., H.Gursky, F.R.Paolini og B.B.Rossi, Evidence for x-rays from sources outside the solar system, Phys.Rev.Letters, 9, 439, 1962.
- Giacconi, R., H.Gursky og J.Waters, Spectral data from the cosmic x-ray sources in Scorpius and near the galactic centre, Nature, 207, 572, 1965.
- Giacconi, R., H.Gursky, E.Kellogg, E.Schreier og H.Tananbaum, Discovery of periodic x-ray pulsations in Centaurus X-3 from UHURU, Ap.J.Lett., 167, L67, 1971.
- Gold, T., Rotating neutron stars as the origin of the pulsating radio sources, Nature, 218, 731, 1968.
- Grindlay, J., H.Gursky, H.Schnopper, D.R.Parsignault, J.Heise, A.C.Brinkman og J.Schrijver, Discovery of intense x-ray bursts from the globular cluster NGC 6624, Ap.J.Lett., 205, L127, 1976
- Guðmundsson, E.H., og J.R.Buchler, On the consequence of neutrino trapping in gravitational collapse, Ap.J., 238, 717-721, 1980.
- Guðmundsson, E.H., Neutron Star Envelopes and the Cooling of Neutron Stars. (Licentiatritgerð við Kaupmannahafnarháskóla.), NORDITA, 1981.
- Guðmundsson, E.H., C.J.Pethick og R.I.Epstein, Neutron star envelopes, Ap.J.(Letters), 259, L19-L23, 1982.
- Guðmundsson, E.H., Sérkennileg tífstjarna, Fréttabréf Eðlisfræðifélags Íslands, Nr. 3, 31-34, júní 1983.
- Guðmundsson, E.H., C.J.Pethick og R.I.Epstein, Structure of neutron star envelopes, Ap.J., 272, 286-300, 1983.
- Guðmundsson, E.H., og C.J.Pethick, Neutron star surfaces, (í undirbúningi), 1988.
- Harrison, B.K., K.S.Thorne, M.Wakano og J.A.Wheeler, Gravitation Theory and Gravitational Collapse, University of Chicago Press, 1965.
- Helfand, D.J., og R.H.Becker, Observation of stellar remnants from recent supernovae, Nature, 307, 215-223, 1984.
- Hernquist, L., Relativistic electron transport in a quantizing magnetic field, Ap.J.Suppl. Ser., 56, 325-367, 1985a.
- Hernquist, L., Thermal structure of magnetic neutron star envelopes, Mon.Not. R.Astr.Soc., 213, 313-336, 1985b.
- Hewish, A., S.J.Bell, J.D.H.Pilkington, P.F.Scott og R.A.Collins, Observation of a rapidly pulsating radio source, Nature, 217, 709, 1968.
- Hirata, K., og 22 meðhöfundar, Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987a, Phys.Rev.Letters, 58, 1490-1493, 1987.
- Hurley, K., Cosmic gamma ray bursts, High Energy Phenomena Around Collapsed Stars, ritstjóri F. Pacini, 317-330, D.Reidel, Holland, 1987.
- Joss, P.C., og S.A.Rappaport, Neutron stars in interacting binary systems, Ann.Rev. Astron.Astrophys., 22, 537-592, 1984.

- Kadomtsev, B.B., Heavy atom in an ultrastrong magnetic field, Soviet Phys.JETP, 31, 945-947, 1970.
- Kössl, D., R.G.Wolff, E.Müller og W.Hillebrandt, Density functional calculations of the ground state properties of atoms in strong magnetic fields, (preprint), 1987.
- Landau, L.D., og E.M.Lifshitz, Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory, 3.útgáfa, Pergamon, 1977.
- Lieb, E.H., Thomas-Fermi and related theories of atoms and molecules, Rev.Mod.Phys., 53, 603-641, 1981.
- Manchester, R.N., og J.H.Taylor, Pulsars, Freeman, 1977.
- Mazurek, T.J., Chemical potential effects on neutrino diffusion in supernovae, Astrophys. Space.Sci., 35, 117, 1975.
- Mueller, R.O., A.R.P.Rau og L.Spruch, Statistical model of atoms in intense magnetic fields, Phys.Rev.Lett., 26, 1136-1139, 1971.
- Neuhauser, D., K.Langanke og S.E.Koonin, Hartree - Fock calculations of atoms and molecular chains in strong magnetic fields, Phys.Rev.A, 33, 2084-2086, 1986.
- Oppenheimer, J.R., og G.M.Volkoff, On massive neutron cores, Phys.Rev., 55, 374-381, 1939. Oppenheimer, J.R., og H.Snyder, On continued gravitational contraction, Phys.Rev., 56, 455-459, 1939.
- Penzias, A.A., og R.W.Wilson, A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s, Ap.J., 142, 419-421, 1965.
- Pines, D., og M.A.Alphar, Superfluidity in neutron stars, Nature, 316, 27-32, 1985.
- Pines, D., Neutron stars as cosmic hadron physics laboratories, High Energy Phenomena Around Collapsed Stars, ritstjóri F. Pacini, 193-208, D.Reidel, Holland, 1987.
- Ruderman, M., Matter in superstrong magnetic fields: The surface of a neutron star, Phys.Rev.Lett., 27, 1306-1308, 1971.
- Ruderman, M., Matter in superstrong magnetic fields, Physics of Dense Matter, IAU Symp. No. 53, ritstjóri C.J.Hansen, 117-131, 1974.
- Sato, K., Neutrino degeneracy in supernova cores and neutral current of weak interaction, Progr.Theor.Phys., 53, 595, 1975.
- Schmidt, M., 3C 273 : A star-like object with a large redshift, Nature, 197, 1040, 1963.
- Shapiro, S.L., og S.A.Teukolsky, Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars, J.Wiley and Sons, 1983.
- Shelton, I., skýrt var frá uppgötvuninni í IAU Circular No. 4316, 24.feb.1987.
- Taylor, J.H. og D.R.Stinebring, Recent process in the understanding of pulsars, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 24, 285-327, 1986.
- Witten, E., Cosmic separation of phases, Phys.Rev. D., 30, 272-285, 1984.
- Woosley, S.E., og T.A.Weaver, The physics of supernova explosions, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 24, 205-253, 1986.

