

### 3. A csillagok belső szerkezete

Amikor a csillag eljut a hidrosztatikai egyensúly állapotába, akkor a (2.1), (2.2), (2.4) és (2.5) egyenletek írják le. Ezek megoldását bizonyos határfeltételek segíthetik, melyek tulajdonképpen ésszerű idealizációk. Az természetes, hogy nulla sugarú gömbben nulla tömeg van ( $M(0)=0$ ) és zéró mennyiségű luminozítás keletkezik ( $L(0)=0$ ) továbbá a csillag felszínén a nyomás eltűnik ( $P(R)=0$ ), és van egy negyedik feltétel, mely talán a legproblémásabb: a hőmérsékletet is zérusnak választjuk ( $T(R)=0$ ). (Ez utóbbi jelentős idealizáció a könnyebbség kedvéért, ugyanis ha feltételezzük, hogy a felszín egyszerűen csak forró, de nem lépnek ki belőle részecskék, valójában akkor sem teljesül, hiszen a Stefan-Boltzmann törvény szerint zérus hőmérsékletnél nem is sugározna). Mindenesetre e négy egyenlet és négy határfeltétel egyértelmű megoldást kínál. Ez azt jelenti, hogy elég a csillag egyetlen paraméterét, pl a sugarát megadni, és ebből a  $M$ ,  $L$  és  $T$  egyértelműen következik. Ez továbbá azt is jelenti, hogy egy csillag hidrosztatikai egyensúlyi állapotában az  $R$ ,  $M$ ,  $L$ ,  $T$  paraméterek bármelyike egyértelműen meghatározza a többit. Ezt az állítás a **Vogt-Russell tétel**.

Az állítás tulajdonképpen magyarázatot nyújt a HRD-re is. A 2.1 ábrán jól látható, hogy a főág egyértelmű összefüggést jelent a hőmérséklet és a luminozítás között. Egyes HRD-ábrázolások a vízszintes tengelyt nemcsak a felszíni hőmérséklet, hanem a tömeg szerint is skálázzák, vagyis nagyobb tömegű csillag luminozitása nagyobb.

A csillag kialakulása során a sugárzás egyetlen forrása az összehúzódás folytán felszabaduló energia a (2.8) viriáltétel értelmében, vagyis az eredeti gravitációs potenciális energia fele kisugárzódik, fele pedig hőenergia formájában jelentkezik. Mivel a luminozítás energia/idő dimenziójú, definiálhatunk egy (a probléma első vizsgálóiról elnevezett) ún. Kelvin-Helmoltz időskálát, vagyis azt az időt, ameddig az  $M$  tömegű,  $R$  sugarú csillag potenciális energiájának fele a megfigyelt  $L$  luminozitást produkálni tudja:

$$t_{KH} := \frac{|E|_{pot}}{2L} = \frac{GM^2}{2RL} \quad (3.1)$$

A Nap tömegének és sugarának, valamint az  $L=2.827 \times 10^{33}$  erg/s luminozításának ismeretében ez az idő kb tizenhatmillió év, miközben a Föld kora geofizikai módszerekkel mintegy ötmilliárd évre tehető, tehát a Napnak is ilyen idősnak kell lennie. Ez a dilemma Bethe és Weizsäcker nyomán a termonukleáris energiaforrás felismerésével vált feloldhatóvá. Amikor a csillag elérte a ZAMS állapotot, akkor legforróbb, centrális tartományban beindul a termonukleáris energiatermelés, a csillag kontrakciója leáll, és a csillag a tömege által meghatározott paraméterekkel stabilizálódik. Ekkor a csillag belseje lényegében három fő tartomány különíthető el: 1) a legbelső, energiatermelő **mag**, 2) az ezt körülvevő **sugárzási zóna**, ahol az energia a sugárzás révén áramlik kifelé és 3) legkívül a konvektív zóna, melyben a konvekció szállítja az energiát a felszínig. A továbbiakban ezeket vesszük szemügyre elsősorban a Napra vonatkozóan, mivel erről van a legtöbb közvetlen információnk.

A Nap belsejének elméleti vizsgálatához korábban három mérhető mennyiség állt rendelkezésre, a Nap tömege, átmérője és luminozitása. Ezek olyan módon függenek össze, hogy adott tömegű csillag adott átmérő esetén a fent említett egyenletek szerint meghatározott nyomásrétegződést alakít ki, mellyel az ezen körülmények által előidézett termonukleáris folyamatok energiatermelése tart egyensúlyt, ezek összmenyisége pedig maga a luminozítás.

A tényleges modellezés problémája messze nem ilyen egyszerű, de a modellek által jósolt és a ténylegesen mért adatok összehangba hozására léteznek szabad paraméterek. Az egyik ilyen paraméter a héliumkoncentráció értéke. A Nap belsejében uralkodó nyomás

$$p = \frac{\rho RT}{\mu} \quad (3.2)$$

függ az alkotóelemek átlagos  $\mu$  súlyától, ami, ha a csillag tiszta hidrogénfelhőből keletkezik, akkor a hidrogéntömeget jelenti. Mivel azonban a naprendszer létrehozó eredeti felhő is másodlagos frissességű volt, egy korábbi csillag felrobbanása révén jött létre és eredendően tartalmazza a periódusos rendszer elemeit, ezért a  $\mu$  értékét külön meg kell határozni. Az összetételt a  $X+Y+Z=1$  kifejezés tagjai adják meg, ahol a betűk egynél kisebb számokat jelentenek,  $X$  a hidrogén,  $Y$  a

hélium, Z pedig az összes többi elemet képviseli. Az elemek gyakorisága általában kellő pontossággal meghatározható, a legnagyobb bizonytalansága a hélium  $Y_0$  kezdeti értékének van, ennek alkalmas megválasztása tehát a modellezést segíti. A másik szabad paraméter a konvektív energiáttranszport keveredési hossz -elméletében jelentkezik, amint arra visszatérünk.

Az utóbbi évtizedeknek van két olyan kutatási iránya, melyek korábban nem remélt pontossággal adnak számot a Nap belsejéről. Korábban, az optikai módszerek kizárólagos használata idején általános volt az a vélekedés, hogy a belső tartományok struktúráiról soha nem kaphatunk közvetlen információt, hiszen a konvektív zóna mindent eltakar. Van azonban két olyan fluxus, mely áthatol ezen a zónán is, mégpedig a neutrínóké és a nyomáshullámoké. Ez utóbbiakkal a következő előadás foglalkozik, itt most elsőként a nukleoszintézist és melléktermékeit a neutrínókat tekintjük át.

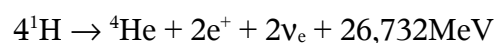
### 3.1 Energiatermelés a magban

A Nap belsejében végbemehető magreakciókat a 3.1. táblázat foglalja össze. A táblázat két része a pp és a CNO reakcióláncokat tartalmazza, ez utóbbiak csak a teljesség kedvéért szerepelnek, hiszen - mint kiderült - a Napban uralkodó körülmények között szinte nem játszanak szerepet, csak magasabb hőmérsékleten lépnek előtérbe. A pp-lánc dominanciájának három oka van: 1. a H messze a leggyakoribb elem, 2. a He-mag nukleonokra eső tömegdefektusa (6,683MeV) a legnagyobb más magokhoz viszonyítva, 3. a proton Coulomb-töltése, tehát a reakcióval szembeni Coulomb-gát a legkisebb. Ez utóbbi még mindig jelentős, hiszen 1MeV nagyságrendű. miközben a Nap belsejében uralkodó kb  $1,5 \times 10^7 \text{K}^\circ$  hőmérsékleten a részecskék  $kT$  termikus energiája kb 1,3keV, ami azt jelenti, hogy a reakciókban csak a Maxwell-eloszlás nagyenergiájú szárnyának szereplői vehetnek részt.

Érdekes a táblázatot és az ábrát együtt szemügyre venni. Rögtön a táblázat első sorában található a legfontosabb folyamat, maga a p-p reakció, mely döntően uralja a jelenségkört. A folyamatban egy deutériummag, pozitron és elektron-neutrínó keletkezik, mely a pp nevet viseli. Az ábrán pp jelzéssel látható e neutrínók spektrumát ábrázoló görbe, melynek adatait is érdemes összehasonlítani a táblázatával: fluxusa  $10^{10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , maximális energiája pedig 420keV. Ez a folytonos spektrum a gyenge kölcsönhatás jellegzetessége. Ha felidézzük a Pauli neutrínóhipotéziséhez vezető elektronspektrumot, annak is hasonló alakja van, egy maximális energiával, ezt úgy kell elképzelni, hogy egy konkrét reakcióban a felszabaduló energia valahogyan megoszlik a pozitron és neutrínó között, és ha történetesen az egészet a neutrínó vinné, akkor az elviszi a maximumot (a 420keV-et), egyébként kevesebbet, ugyanez a helyzet az elektronnal is. A második sor mindjárt egy olyan folyamatot tartalmaz, melyben a végtermék deutérium mellett csak egy elektron-neutrínó keletkezik, mely most nem osztozik semmivel, az egész 1,442 MeV energiát ez viszi el, tehát ennek a pep jelű neutrínónak vonalas spektruma van. A pep-folyamat azonban igen kicsiny valószínűségű, mivel hármas ütközést feltételez, ezért ennek a fluxusa is jóval kisebb.

A harmadik érdekes folyamat a  ${}^7\text{Be}$  -neutrínóhoz kapcsolódik. Amint látható, ehhez két vonal tartozik, aminek az az oka, hogy a keletkező  ${}^7\text{Li}$  alap- és gerjesztett állapotban is lehet (így a neutrínó most két diszkrét állapottal osztozik). A napluminozításnak kb 15%-a keletkezik olyan reakciókban, melyek ezen a csatornán keresztül zajlanak. A  ${}^8\text{B}$  neutrínó ismét pozitronnal együtt keletkezik, ezért szintén folytonos spektruma van 15MeV maximális energiával, végül a legnagyobb energiájú (18,77MeV), de legisebb fluxussal rendelkező hep neutrínók spektruma szintén folytonos.

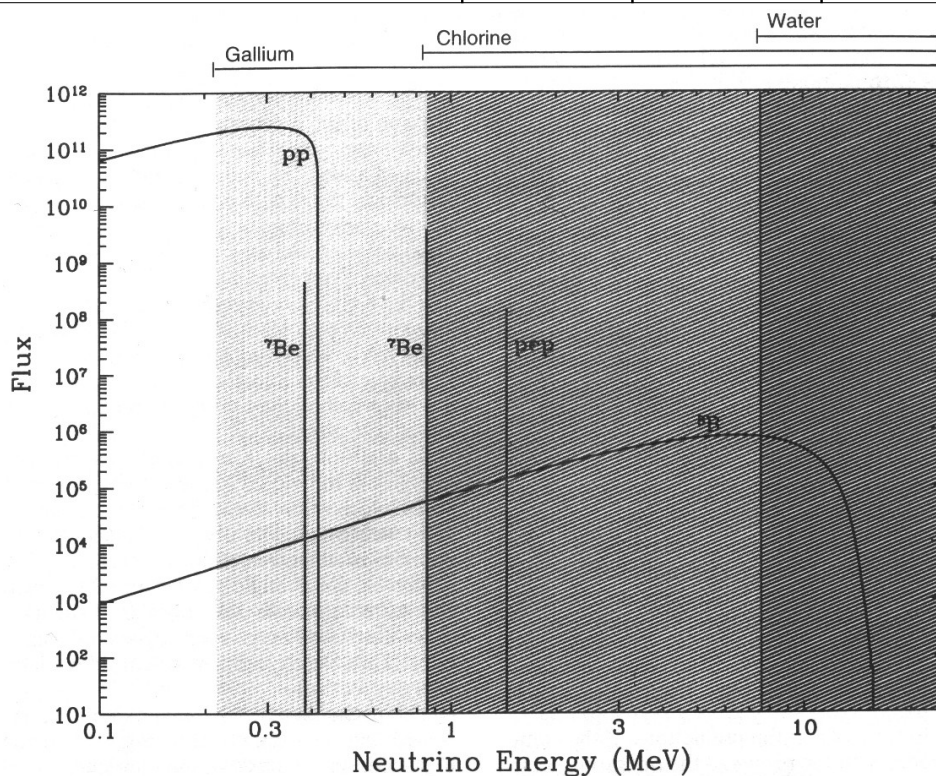
Amint látható, a folyamat négy (ppI, ppII stb) különböző ágon mehet végbe, a legfontosabb produktum mindegyiken a héliummag. Az egészet egyszerűsítve azt is írhatjuk, hogy a Napban végbemenő energiatermelés alapfolyamata:



vagyis 4 proton fúziója révén a jobboldali produktumok és 26,732MeV energia keletkezik. A Nap luminozitását gyakorlatilag ez az eseménysor táplálja, és a luminozítás pontos értékének ismeretében megmondható, hogy időegységenként hány ilyen folyamat zajlik a centrumban, ami rendkívül fontos megszorítás a modellek számára.

3.1. táblázat A p-p és a CNO ciklusok

	Reakció	befejezés %	energia MeV	v-típus	fluxus $10^{10}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
p-p reakcióláncok					
ppI	$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	99,75	$\leq 0,420$	pp	6
	vagy				
	$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	0,25	1,442	pep	0,014
	${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	100			
ppII	${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p + p$	85			
	vagy				
	${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	15			
ppII	${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	15	0,861 (90%) 0,383 (10%)	${}^7\text{Be}$	0,47
	${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$		15		
	vagy				
ppIII	${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	0,02			
	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	0,02	$<15$	${}^8\text{B}$	$5,84 \times 10^{-4}$
	${}^8\text{Be}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$	0,02			
ppIV	vagy				
	${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	0,00002	$\leq 18,77$	hep	$8 \times 10^{-7}$
CNO reakcióláncok					
	${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma$				
	${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$		$\leq 1,99$	${}^{13}\text{N}$	
	${}^{13}\text{C} + p \rightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma$				
	${}^{14}\text{N} + p \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma$				
	${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$		$\leq 1,732$	${}^{15}\text{O}$	
	${}^{15}\text{N} + p \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$				



3.1. ábra A szoláris pp-reakcióláncokban keletkező neutrínók spektrum

## Neutrínókísérletek

A fenti folyamatok ellenőrzésére kézenfekvő a neutrínókat használni, mivel azok akadálytalanul keresztülhatolnak a Nap anyagán, persze ez a kicsiny kölcsönhatási hajlandóság rögtön hátrányként jelentkezik, mihelyt detektálni szeretnénk.

Lényegében három fajta neutrínódetektor használatos aszerint, hogy milyen energiákra vagyunk kíváncsiak. A szoláris neutrínók energiája a 0 és 20 MeV tartományba esik, ezért az alább részletezendő eljárások itt érzékenyek. Itt csak megemlítjük, hogy a további detektortípusoknak két csoportját lehet megkülönböztetni: 1. nukleáris reaktoroknál keletkező antineutrínók detektálására az inverz-bétabomlás használható (antineutrínó + proton  $\Rightarrow$  neutron + antielektron), melynél a neutrínó elnyelésekor keletkező foton, valamint az antielektron-elektron annihilációnál keletkező foton detektálható, ez volt Reines és Cowan kísérlete, mellyel felfedezték a neutrínót; 2. a mai gyorsítóknál 10MeV-100GeV közötti neutrínók keletkeznek, itt azt a részecskét detektálják, mely az adott reakcióban a neutrínóval együtt keletkezett, a neutrínónyalábot pedig protonnyalábbal keltik, melyet Beryllium targetnek ütköztetnek, ezt használták pl. a Brookhaven kísérletben, melyben a  $\nu_{\mu}$  neutrínót 1962-ben felfedezték.

A szoláris neutrínó obszervatóriumok mindegyike mélyen a föld alatt létesült, aminek az az oka, hogy a légkörben a kozmikus sugárzás hatására keletkező müonok is jeleket kelthetnek a detektorokban, ez a háttér kb 1-2 km mélyen már nem jelentkezik. Az obszervatóriumokat aszerint különböztetjük meg, hogy milyen anyagot használnak detektálásra. Eddig az alábbiak szolgáltattak adatokat.

### Klór

A kutatási terület klasszikusa a Homestake obszervatórium Dél Dakotában, egy elhagyott aranybánya föld alatti üregében, úttörője pedig Raymond Davis Jr., aki a téren kifejtett bámulatraméltó kitartással és szakértelemmel kifejtett munkájáért 2002-ben kapott Nobel-díjat. A detektálás a következő folyamat regisztrálását jelenti:



A folyamat küszöbenergiája 814keV, ami a 3.1. ábrán fel van tüntetve. E küszöb fölött a reakció hatáskeresztmetszete rohamosan nő, mert növekszik az argon lehetséges gerjesztett állapotainak száma, melybe a klór átalakulhat. A target 615t tetraklóretilén ( $\text{C}_2\text{Cl}_4$ ) egy 400m<sup>3</sup> tartályban, ennek az az előnye, hogy igen olcsó, tkp közönséges tisztítószer. A mérés úgy történik, hogy a tankot 100 napra magára hagyják, ezalatt a keletkezett argon közel telítésbe megy, ugyanis ennek az izotópnak a bomlási ideje 35 nap és a bomlást a képlet jobbról balra mutató nyila jelzi. 100 nap elteltével a tartályon héliumgázt pumpálnak keresztül, ami nemesgáz lévén a szintén nemesgáz argont eltávolítja, azt egy csapdába terelik, aminek az anyaga (folyékony nitrogén hőmérsékleten tartott faszén) fogva tartja. Annak ellenőrzésére, hogy tényleg minden argonatomot begyűjtöttek, eleve adagolnak a tartályba ismert mennyiségű <sup>36</sup>Ar izotópot is, és ha ezeket a szén begyűjti, akkor feltételezhetjük, hogy a kémiailag azonos viselkedésű rádióaktív izotópját is begyűjtötte. A begyűjtött mennyiséget ezután proporcionális számlálóval mérik úgy, hogy megszámlálják azokat az eseteket, amikor a fenti egyenletben jobbról balra haladva az argon elbomlásakor egy 2.8keV-es elektron dobódik ki. A rendszer megbízhatósága minden ellenőrző próbát kiállt.

A szoláris neutrínók  $\Phi$  fluxusának mértékegységéül  $10^{14}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$  használatos, a  $\sigma$  hatáskeresztmetszet egysége pedig  $10^{-50}\text{m}^{-2}$ . A két mennyiség szorzata a neutrínóbefogás mértéke, melynek egysége, a solar neutrino unit, vagy snu:

$$1 \text{ snu} = 1 \text{ neutrínóbefogás másodpercenként és } 10^{36} \text{ targetatomonként.}$$

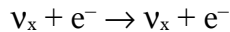
Az obszervatóriumban 1968 óta folynak mérések. Huszonöt év elteltével a szoláris neutrínók befogásának mértékére kapott érték:

$$\Phi\sigma_{\text{Cl}} = 2,55 \pm 0,25 \text{ snu}$$

ami 3,6-szer kisebb, mint az elméletileg számított  $9,3 \pm 1,4$  snu. Ezt az eltérést nevezték sokáig neutrínóproblémának, most inkább azt mondhatjuk, hogy ez volt az I.számú neutrínóprobléma.

## Víz

Történetileg a második kísérlet alapanyaga víz volt. Ezt először a japán Kamioka melletti bányában, 1987-től üzemeltették, majd a szintén víz alapú Szuper-Kamioka nevű berendezést 1996-tól. Az eszközöket először feltételezett nukleonbomlás detektálására építették. Ilyen eseményt nem találtak, de a berendezés érzékenységének növelésével alkalmassá tették szoláris neutrínók detektálására. A 3.1. ábráról láthatóan az eddigi berendezések között a víz alapúak küszöbenergiája a legmagasabb, kb 7,5MeV a Kamiokane, és kb 5MeV a Szuper-Kamiokande esetében, az eszközök a standard modell szerint gyakorlatilag kizárólag a  $^8\text{B}$  neutrínókról tudósítanak. Az eszköz a következő rugalmas neutrínó-elektron szórási folyamatot használja fel:



az x index azt jelenti, hogy a folyamat mindhárom flavour állapotra végbemehet, de  $\mu$  és  $\tau$  állapotokra sokkal kisebb valószínűséggel, mint az e-állapotra. A módszer hatalmas előnye, hogy a bejövő neutrínó iránya is meghatározható, mégpedig azért, hogy megegyezik a szórt elektron (jobboldal) irányával. Ez utóbbi a szórás révén olyan nagy sebességre tesz szert, ami meghaladja a vízbeli fénysebesség értékét, és emiatt ún. Cserenkov-sugárzást kelt. E sugárzásnak jellegzetes geometriai sajátosságai vannak, a fényjelenség kúpszerű, a kúp forgástengelye az elektron haladásának irányába mutat, ebben az irányban nyílik a kúp  $\theta = \arccos(c/nv)$  félszöggel, ahol c a fénysebesség, v az elektronsebesség és n a törésmutató. Ez az effektus lehetővé teszi az energia és irány mérést Cserenkov detektorok révén, melyek érzékeny fotomultiplier-ek. A Szuperkamiokande víztartálya körül 11 ezer ilyen detektort építettek, egy belső héjat a szoláris neutrínók belül keletkező jeleire, egy külső héjat pedig a külső eredetű eseményektől való elkülönítésre. Időbeli felbontásuk nanosecundum nagyságrendű, szögfelbontásuk kb  $28^\circ$ .

A vízalapú mérések újabb problémát vetettek fel. A standard napmodell alapján meghatározható a  $^8\text{B}$  neutrínók járuléka,  $3,2 \pm 0,45 \text{ SNU}$ , mely a napmodell ésszerű keretek közötti variálása révén mindössze  $10^{-5}$  mértékben változhat. A Kamiokande mérések eredménye ezzel az értékkel a hibahatáron belül megegyezik, ami azt jelenti, hogy a  $^8\text{B}$  fluxus hiánytalanul megvan, hiszen a vizes detektor csak ezt méri. A problémát az jelenti, hogy a klóralapú mérés - mely a  $^8\text{B}$ -n kívül a  $^7\text{Be}$ , pep, hep és CNO járulékot is méri a fentiek szerint ennél  $0,65 \text{ SNU}$ -val kevesebb, vagyis úgy tűnik fel, mintha ez utóbbi fluxusok járuléka negatív lenne, ami persze nonszensz. Ez volt a II. neutrínóprobléma.

## Gallium

Nagyon fontos előrelépés volt a gallium targetes mérés megvalósítása. Amint a 3.1. ábráról látható, mindeddig ez az egyetlen olyan kísérlet, amely képes mérni a pp neutrínók fluxusát is, küszöbenergiája  $233 \text{ keV}$ . A felhasznált folyamat a következő:



A mérés két helyen is folyik, az egyik a Kaukázusban, SAGE-néven (Soviet-American Gallium Experiment), a másik az olaszországi Gran Sasso földalatti laboratóiumban Gallex néven, ez egy francia-német-olasz-izraeli kísérlet. A felhasznált gallium az előzőben  $57 \text{ t}$ , az utóbbiban  $30,3 \text{ t}$ . A  ${}^{71}\text{Ge}$  izotóp felezési ideje  $11,4 \text{ nap}$ , ezért a gallium target három hétig van kitéve a sugárzásnak, ezalatt a  ${}^{71}\text{Ge}$  eléri a telítésének  $70\%$  -át. Ezután a klórkísérlethez hasonlóan kivonják a  ${}^{71}\text{Ge}$  atomokat és proporcionális számlálókkal megszámolják a fenti folyamatban a jobbról balra mutató nyílnak megfelelően keletkező elektronokat.

A két mérés kissé eltérő eredményt ad, átlaguk  $74 \text{ SNU}$ . A pp és pep neutrínók számított fluxusa  $73 \text{ SNU}$  (ennek hibája csak kb  $1\%$  lehet), tehát ezek önmagukban is kiadják a mért fluxust, holott a vizes mérésből az látszik, hogy a  $^8\text{B}$  járulékanak is hiánytalanul meg kellene lennie és akkor még nem is szóltunk a  ${}^7\text{Be}$ -ről. A III neutrínóproblémának azt a dilemmát nevezték el, hogy a galliumos mérés látszólag csak a pp-pep fluxust méri.

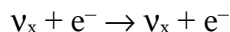
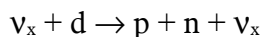
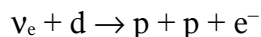
Mindeddig hallgatólagosan feltettük, hogy ami neutrínó megtermelődött, az meg is van, tehát a számított és mért értékeknek meg kellene egyezniük. A fenti dilemmák egyfajta illetékességi vitákat generáltak a napfizika és elemirész.-fizika között, hogy miért észlelünk kevesebb neutrínót a vártnál. A napfizikára tartozik annak felülvizsgálata, hogy a Nap belsejében tényleg azok a nyomás-hőmérséklet viszonyok vannak-e, melyek alapján a számított fluxusokat várjuk, hiszen egyes reakciók igen erősen hőmérsékletfüggők. A napfizikai oldal azonban két független megközelítésben is megbízhatóan ugyanazokat a belső viszonyokat tárta föl, az egyik út az elméleti megközelítése a stabilitás alapegyenletei útján, a másik pedig empirikus, a következő órán tárgyalandó oszcillációk révén, mely közvetett, de igen pontos módon térképezi föl a napbelső nyomásrétegződését.

A labda tehát az elemirész-fizika oldalán van. Itt az a leggyanúsabb, hogy a neutrínók esetleg eltűnhetnek a detektor szeme elől. A neutrínóknak van egy jellemzője, az ún. flavour (magyar neve zamát, de ezt nem fogom használni), melynek három állapota lehetséges, az elektron, müion és tau-neutrínó ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ). A fenti reakciók mindegyikében elektron-neutrínó keletkezik, de ez átalkulhat más flavour állapotba spontán vagy kényszerített módon, ezt nevezik neutrínó-oszcillációnak. Ha tehát az átalakulás bármilyen okból megtörténik a neutrínó keletkezése és detektorhozérése között, akkor a fenti módszerekkel nem fogjuk észlelni. A jelenség létének igazolása mindenképpen jelentős fordulatot jelentene, hiszen a vonatkozó standard modell nem tenné lehetővé a neutrínó-oszcillációt. A spontán oszcilláció csak abban az esetben léphetne fel, ha a benne érintett flavour állapotok közül legalább az egyiknek a nyugalmi tömege nem nulla, márpedig a standard modellben nulla. A kényszerített oszcilláció lehetőségét Mikheiev, Smirnov és Wolfenstein vetették föl, nevükről MSW effektusnak nevezik. Ez akkor léphetne föl, ha a neutrínó valamilyen sűrű közegen haladna keresztül és ekkor a közeg részecskéivel való kölcsönhatás révén történne meg a flavour-átalakulás.

A neutrínóoszcilláció tényét végül egymástól független méréseknek is sikerült alátámasztani. Először a Kamiokande résztvevői jelentették be 1998-ban, hogy utalást találtak arra, hogy a különböző flavour-ok között átjárás lehetséges. Ők tulajdonképpen nem szoláris neutrínókat figyeltek meg, hanem légkörieket. A kozmikus sugárzás a légkör részecskéivel ütközve elemirész-záporokat kelt, melyben neutrínók is keletkeznek. A kísérlet - mint említettük - alkalmas a beérkező neutrínók irányának meghatározására a Cserenkov-sugárkúpok rögzítése révén, tehát a légköri és szoláris neutrínók megkülönböztetésére is. A mérések során határozott zenittávolság-függést találtak, a zenit felől szignifikánsan több elektronneutrínót detektáltak, mint az ellenkező irányból, amit úgy lehet értelmezni, hogy a Föld anyagán áthaladó elektronneutrínók egy része átalakul az MSW effektus révén. A következő adalékot a nehézvíz-kísérlet szolgáltatta.

### Nehézvíz

Sudbury Neutrino Observatory (SNO) Kanadában található. A target 1000t (!...300 M\$ ..!) nehézvíz, mely egy 12 m átmérőjű akril tartályban helyezkedik el. Ezt egy külső burkoló tartály veszi körül 7000 t tiszta vízzel, ami árnyékolásként működik. A tartályok átlátszók, ezért a nehézvízben történő felvillanásokat a körülötte elhelyezkedő 9500 fotomultiplier észlelheti. A berendezés küszöbenergiája 5MeV. A reakciók a következők:



Az elsőt töltésáram-reakciónak (CC - charged current) nevezik, ez csak elektronneutrínóval eshet meg, a második a semleges áram reakció (NC - neutral current), ebben az x index azt jelöli, hogy bármely flavour állapottal megtörténhet, a harmadik pedig a vizes kísérletből ismert rugalmas szórás (ES - elastic scattering), mely ugyan szintén megtörténhet mindhárom flavourral, de a  $\nu_\mu$  és  $\nu_\tau$ -ra sokkal kisebb érzékenységgel. Az NC küszöbenergiája 2,2MeV, de a mérés határt 5MeV felett húzták meg a nagyobb érzékenység érdekében. Az eszköz így alkalmas arra, hogy megmérje az elektronneutrínók és az összes neutrínó fluxusának arányát. Ha ez egységnyi, akkor nincs neutrínóoszcilláció, ha viszont egynél kisebb, akkor van.

Az SNO mérései már igen hamar (2001) egyértelmű utalást szolgáltatottak a neutrínóoszillációra. A kísérlet kutatói (széleskörű nemzetközi konzorcium résztvevői) 178-szerzős cikkükben a következő eredményeket publikálták. Az adatokat nem SNU-ban, hanem neutrínófluxusban adták meg, melynek mértékegysége  $10^{-6}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (ezt azért ízelegessük egy kicsit, mindkét vizes mérés csak a  $^8\text{B}$  neutrínókat méri, és csak ezek fluxusának egysége négyzetcentiméterenként és másodpercenként egymillió neutrínó). A CC, ES és NC folyamatok eredménye rendre (a hibák feltüntetése nélkül):

$$\phi_{\text{CC}} = 1,76$$

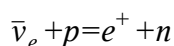
$$\phi_{\text{ES}} = 2,39$$

$$\phi_{\text{NC}} = 5,09$$

miközben a standard napmodell és a standard elemirész-fizikai modell (mely utóbbi a  $^8\text{B}$  neutrínók tényleges eloszlását adja meg) 5,05-ös értéket jósol. Az SNO tehát döntő előrelépést tett.

### KamLAND

A Kamioka Liquid-scintillator Antineutrino Detector nem szoláris neutrínók detektálására épült, hanem földi (japán) gyorsítók által termelt antineutrínókéra, de mivel a neutrínóoszilláció vizsgálatában fontos adalékot szolgáltatott, röviden megemlítjük. A mérés a következő folyamatra épül (inverz bétabomlás):



A detektortól 215 kilométeren belül 26 reaktor van, ezek szolgáltatják a mért fluxus 79% át. A reaktorok számított fluxusát összehasonlítva a mért fluxussal 2002 decemberében ez a csoport is erős érvelést szolgáltatott a neutrínóoszillációhoz.

### Borexino

A terület művelői a fenti előrelépések ellenére további kísérleteket tartanak szükségesnek. A legfontosabbnak az tűnik, hogy legyenek olyan mérések, melyek a kis energiájú tartományt célozzák 1MeV alatt. A jelenleg (2007 január) előkészítés alatt álló Borexino kísérlet küszöbenergiája 250 keV, ettől tehát további fontos adalékokat remélhetünk a pp folyamatra vonatkozóan. A detektor 300t szerves szcintillátort tartalmaz, mely 2200 fotoelektron-sokszorozóval van körülvéve, a megfigyelt folyamat a neutrino-elektron szórás. Ezt a kísérletet is az olaszországi Gran Sasso alagútba telepítették.

### További magreakciók csillagokban

(egy későbbi verzióban)

### Energiatranszport

A magban megtermelt energia kifelé áramlik, a transzport mechanizmusa kétfajta lehet, sugárzás vagy konvekció, a magon kívüli tartományok aszerint különülnek el, hogy melyikük a domináns. Elvileg lehetséges lenne a kondukción (hővezetés) mechanizmusa is, melyben a részecskék ütközései révén halad kifelé az energia, gyakorlatilag azonban a főszerepet csillagokban elhanyagolható a szerepe. Ez azért van így, mivel a transzport hatékonysága a szállító részecskék szabad úthosszától függ, márpedig a fotonok szabad úthossza a csillagok belsejében sokkal nagyobb, mint a részecskéké. A kondukción csak a fehér törpék elfajult anyagában válik lényegessé (8.előadás).

### 3.2. A sugárzási zóna

Itt a sugárzás a "szállítóeszköz". A fotonok közepes szabad úthosszát a következő formulával lehet megbecsülni:

$$l_f = \frac{1}{\kappa\rho} \tag{3.3}$$

ahol  $\rho$  a sűrűség,  $\kappa$  a közepes abszorpciós koefficiens, vagyis az egységnyi tömegre eső sugárzási hatáskeresztmetszet a frekvenciára átlagolva. A nevezőben lévő mennyiségek elméletileg meghatározhatók és pl. a Nap esetére kb 2cm közepes szabad úthosszat eredményeznek. Ez azt

jelenti, hogy a sugárzási zóna vastagsága kb 10 nagyságrenddel nagyobb, mint a közepes szabad úthossz, ezért a folyamat diffúziós jelenséggént írható le. A fotonok több tízezer évnyi ide-oda ütközés során jutnak ki a zónából. (Eleinte ez kínált volna egy lehetséges magyarázatot a neutrínódeficitre, hogy ti. a Nap belseje már kissé lehűlt volna, amit azonnal érzékelnénk a könnyen áthatoló neutrínók fluxuscsökkenésében, de csak évezredekkel később lenne észrevehető a felszín hőmérsékletcsökkenésében.)

A valamely  $r$  részecskékre a diffúzióegyenlet általános alakja:

$$\mathbf{j} = -D \nabla n \quad (3.4)$$

vagyis a részecskék  $\mathbf{j}$  diffúziós fluxusa arányos a részecskesűrűség negatív gradiensevel és a  $D$  diffúziós állandóval, ami  $v$  átlagos sebesség és  $l_r$  szabad úthossz esetén

$$D = \frac{1}{3} v l_r \quad (3.5)$$

Ha most a  $\mathbf{j}$  az  $F$  sugárzási energiafluxust jelenti, akkor az  $n$  helyett (a Stefan-Boltzmann törvény értelmében) az  $U$  sugárzási energiasűrűséget kell használnunk, ahol a  $\sigma$  helyett használt  $a$  a sugárzási energiasűrűségi állandó ( $a = 7,57 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-3} \text{ K}^{-4}$ ):

$$U = a T^4 \quad (3.6)$$

a gradiens pedig csak sugárirányú deriváltat jelent, tehát a  $\nabla n$  -t itt így lehet kifejezni:

$$\frac{\partial U}{\partial r} = 4a T^3 \frac{\partial T}{\partial r} \quad (3.7)$$

Ha ezután (3.7) és (3.5)-t (3.4)-be helyettesítjük, ahol (3.5)-ben a  $v$  helyett a  $c$  fénysebességet, az  $l_r$  szabad úthossz helyett pedig a fotonok (3.3.) szabad úthosszát használjuk,  $F$  -nek pedig az abszolút értékét, ami a sugárirányú energiafluxust jelenti, akkor

$$F = -\frac{4ac}{3} \frac{T^3}{\kappa \rho} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (3.8)$$

Az  $F$ -et szokás még az ún lokális luminozitással is kifejezni, ami az adott  $r$  sugárnál érvényes luminozitásérték:  $l = 4\pi r^2 F$ , és ezzel (3.8)-ból a sugárzási energiátranszport esetén érvényes hőmérsékleti gradiens:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{16} \frac{\kappa \rho l}{ac T^3 \pi r^2} \quad (3.9)$$

amint azt (2.5)-ben megelölegeztük.

A fenti egyenletek nem függenek a  $\nu$  frekvenciától, az  $F$  (illetve az  $l$ ) a  $\nu$ -re átlagolva vannak, ezért a az itt használt  $\kappa$  opacitásnak is függetlennek kell lennie. Az opacitás azonban általában függ a frekvenciától, ezért itt egy átlagolt mennyiséget használunk, az ún. Rosseland-féle közepes abszorpciós koefficiens a következő definíció szerint:

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu} \quad (3.10)$$

Vagyis az áteresztés (az opacitás reciproka) súlyozva van a  $B_\nu$  Planck-függvénnyel:

$$B_\nu = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}$$



### 3.3 A konvekciós zóna

Amikor kifelé haladva a hőmérséklet egy bizonyos érték alá esik, a sugárzás többé már nem képes elszállítani a magban termelődő energiát. Ennek az az oka, hogy egy adott hőmérséklet-értéknél a protonok és elektronok rekombinációja olyan mennyiségű hidrogénatomot hoz létre, melyeken a fotonok már nem egyszerűen szóródnak, hanem jelentős hányaduk elnyelődik, így akadályt képeznek az addigi szabad diffúzióval szemben. Ekkor lép előtérbe a konvekció mechanizmusa, melyet úgy kell elképzelnünk, mint a forrásban lévő víz mozgását. A környezetüknél kissé forróbb cellákra felhajtóerő hat, felfelé mozogva magukkal viszik többlet-hőmennyiségüket, a felszínen lehűlnek és helyükbe újabb forró cellák érkeznek, miközben a lehűlt anyag lefelé áramlik.

A konvektív mozgás akkor lép fel, ha fennáll az ún konvektív instabilitási feltétel, amit a következőképp lehet megfogalmazni. Tekintsünk egy környezeténél forróbb anyagcellát, melyre emiatt felhajtóerő hat, továbbá feltételezzük, hogy felemelkedés elég gyors ahhoz, hogy közben ne történjen hőcsere a környezetével, vagyis a folyamat adiabatikus, de azért elég lassú ahhoz, hogy a belső nyomás folyamatosan igazodjon a külsőhöz. Ez utóbbihoz, a nyomási egyensúlyhoz az kell, hogy az energiacsere időskálája hosszabb legyen, mint a hangterjedése a cellában, ami általában teljesül a csillagokban. Ekkor a konvektív instabilitás feltételét így írhatjuk fel:

$$\frac{d\rho}{dr} > \left( \frac{d\rho}{dr} \right)_a \quad (3.11)$$

Mivel a sűrűség is csökken kifelé, ezért (3.11) azt jelenti, hogy a cellában erősebben csökken, mint a környezetében. Ezért maradhat fenn a mozgás, amíg a cella összetartozó entitásnak tekinthető. Mivel a sűrűséggradiens explicite nem szerepel az alapegyenletekben, ezért (3.11) helyett más kifejezéseket szokás használni. A  $P=\rho RT/\mu$  gáztörvény segítségével a  $d\rho$  kifejezhető a  $dT$ ,  $dP$  és  $d\mu$ -vel. Nyomási egyensúlyt és homogén kémiai összetételt feltételezve ( $\mu=\text{const}$  az emelkedés során) be lehet látni, hogy a feltélt hőmérsékletre megfogalmazva a következő alakú:

$$\frac{dT}{dr} < \left( \frac{dT}{dr} \right)_a \quad (3.12)$$

Mivel a csillagokban a hőmérséklet kifelé csökken, tehát a  $dT/dr$  gradiens negatív, ezért a (3.12) feltétel szavakban azt jelenti, hogy a cella környezetének hőmérsékletgradiense negatívabb, mint a celláé, vagyis a hőmérséklet meredekebben csökken, tehát emelkedés közben a (3.12) feltétel fennáll (erősödik). Az instabilitás éppen azt jelenti, hogy az elmozdulás révén a mozgást kiváltó feltétel nem csökken, hanem nő, de legalábbis fennmarad. A (3.12) a konvektív instabilitásra vonatkozó **Schwarzschild-kritérium**. Ha mozgás közben a kémiai összetétel is változik, akkor a (3.12) helyett a bővebb Ledoux-kritérium alkalmazható, de ezt most hagyjuk.

A konvektív energiátanszport minden csillagban jelen van, de különböző mértékben. A legkisebb tömegű csillagok tömegének jelentős részét teszi ki a konvektív zóna, a legnagyobbak azonban a magas hőmérséklet miatt csak a legkülső rétegekben érik el a hidrogénatom-rekombinációhoz szükséges hőmérsékletet. A Nap esetében a konvektív zóna alja a jelenleg legelfogadottabb mérések szerint (ld. 4.oszcillációk) a Nap rádiuszának 0.71 részénél van.

A részletes számítások szerint a Schwarzschild-kritérium a Nap felszínének közelében már nem teljesül, ennek ellenére a felszínen megjelennek a jól ismert granulációs cellák, melyek a konvekció felszíni megnyilvánulásai, ezt az elmélet konvektív túllövésnek (convective overshoot) nevezi. A granulációs mintázatnak három térbeli léptéke van, a fehér fényben látható mintázat mellett jelen van a szupergranulációs szerkezet, melyet csak bizonyos hullámhosszokon, illetve magnetogramokon lehet felismerni, továbbá a leggyengébben kimutatható mezogranuláció. Mindegyikük sejtszerű mintázat a sejtekben fel-ill szétáramlással, a sejtek határainál pedig lefelé áramlással. A három lépték három különböző rekombináció terméke. Az egyszerű granuláció a hidrogénatom rekombinációjához, a mezogranuláció a hélium második rekombinációjához, a szupergranuláció pedig az elsőhöz tartozik,

Elméleti vizsgálatok régóta jelzik egy további konvektív mozgás lehetőségét, melynek empirikus kimutatása nehéznek bizonyul és egyelőre kérdéses, ez lenne a globális konvekció, egy olyan cirkuláció, mely a konvektív zóna egészére kiterjed és azt teljesen átkeveri.