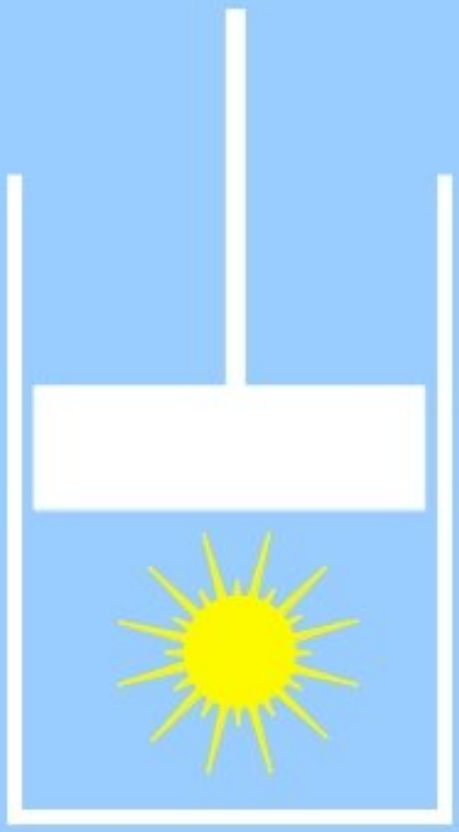
Kozmikus termodinamika



Dávid Gyula

2017

PARISE

Kozmikus termodinamika

© Dávid Gyula 2017

A jegyzet jelentős része a szerzőnek az ELTE TTK Fizikai Intézete által szervezett "Az atomoktól a csillagokig" című ismeretterjesztő sorozata (www.atomcsill.elte.hu) keretében tartott előadásain alapul.

A jegyzet ábráinak egy része az internetes ismeretterjesztő irodalomból, főleg a wikipediából származó, szabad hozzáférésű ábra. Ezekben az esetekben a szerzőt megjelöltük. A jelöletlen ábrákat a szerző készítette. A források felsorolása a jegyzet végén található.

A jegyzet a PARRISE (Promoting Attainment of Responsible Research and Innovation in Science Education, Grant Agreement No. 612438) projekt keretében készült.

http://parrise.elte.hu

Kozmikus termodinamika

Dávid Gyula
ELTE TTK Fizikai Intézet

Mindig érdekes és izgalmas a fizikai fogalmakat, gondolatokat, elméleteket olyan esetekre és körülményekre alkalmazni, amelyekre az elmélet alapítói, a fogalmak kidolgozói nem gondoltak – nem gondolhattak, mert nem ismerték a szóban forgó körülményeket. Az ilyen (valódi vagy gondolat-)kísérlet segít kitapogatni az elmélet alkalmazhatóságának határait, teljesítőképességét, rugalmasságát, az esetleges általánosítás és kiterjesztés lehetőségeit – esetleg rámutat az elmélet korlátaira, a módosítás szükségességére.

Legfontosabb fizikai elméleteink földi tapasztalatok alapján, a földi laboratóriumokban végzett ismeretek eredményeinek általánosításával születtek. Épp ezért mindig új kérdések merülnek fel, amikor ezeket az elméleteket a Földön nem, de a kozmoszban előforduló körülményekre (igen nagy vagy kis hőmérsékletekre, nyomásokra, sűrűségekre, igen erős mágneses vagy gravitációs terekre, nagyon nagy tömegű égitestekre, csillagászati méretű plazmafelhőkre, vagy még egzotikusabb objektumokra, pl. fekete lyukakra) próbáljuk alkalmazni.

Az egyik legáltalánosabb fizikai tudományág a termodinamika. Általánossága abból adódik, hogy nagyon kevés információt használ fel az anyag konkrét szerkezetéről, állításai, következtetései ezért nagyon sokféle anyagfajtára és fizikai körülményre szinte változtatás nélkül alkalmazhatók. Épp ezért érdekes megvizsgálni, hogyan működnek a termodinamika fogalmai és főtételei kozmikus körülmények között. E jegyzet ilyen példákat, látszólagos termodinamikai paradoxonokat vizsgál meg, különböző mélységben és részletességgel. Látni fogjuk, hogy a termodinamika az ilyen szokatlan színtéren is jól teljesít, alapállításai a látszólagos ellentmondások ellenére is érvényben maradnak, sőt a termodinamika és a kozmikus viszonyok e furcsa találkozásából olykor új fizikai eredmények, előrejelzések, ismeretlen jelenségek újszerű magyarázatai születhetnek.

A kozmikus termodinamika vizsgálata során olykor természetesen a szorosan vett termodinamikán és asztrofizikán túli – legfőképpen magfizikai és részecskefizikai, de néha klasszikus mechanikai – ismeretekre is szükségünk lesz. Ezeket az információkat a jegyzet a terjedelem adta korlátok között tömören összefoglalja, és megadja azokat a forrásokat, ahol az érdeklődő olvasó részletesebben utánanézhet a részleteknek.

A szerző feltételezi, hogy olvasója a középiskolainál kissé magasabb szinten ismeri a termodinamikát. Ezzel együtt a legtöbb tárgyalt jelenség – megfelelő tanári magyarázattal és segítséggel – középiskolás diákok általi önálló (egyéni vagy csoportos) feldolgozásra is alkalmas, szakköri előadást, esetleg vitát lehet tartani a témákról.

A szerző reméli, e jegyzet hozzájárul ahhoz, hogy a középiskolai diákok (és a tanárok is) ráébredjenek: a fizika nem unalmas hárombetűs képletek gyüjteménye, hanem izgalmas és élő tudomány, érdekes kérdések és még érdekesebb válaszok lelőhelye, a látszólagos paradoxonokon való töprengés pedig felér a rejtvényfejtés vagy krimiolvasás szellemi izgalmával is.

dgy
2017 november–december

Megjegyzés 1/
A jegyzet néhány fejezete viszonylag szoros átfedést mutat a szerzőnek az ELTE TTK Fizikai Intézete által szervezett, 2005-ben indult „Az atomoktól a csillagokig” című ismeretterjesztő sorozatban tartott néhány előadásával. Mivel a sorozat jól dokumentált, az összes előadás videofelvétele és az előadók által készített prezentációs anyag is elérhető a sorozat weblapján (www.atomcsill.elte.hu), ezért az adott fejezetek végén hivatkozni fogunk a megfelelő előadásokra. Ezen kívül a sorozat más előadók által tartott, de a témába vágó előadásait, valamint néhány bevezető jellegű, illetve további tájékozódásra alkalmas könyvet, jegyzetet és internetes anyagot is megemlítünk.

Megjegyzés 2/
A jegyzet folyamatosan bővül. A netre egy adott időpontban feltett anyag önállóan is olvasható. Más, később elkészülő és publikálandó fejezetek kiegészítik és árnyalják azt a képet, amit az olvasó a jegyzet alapján az Univerzum és jellegzetes objektumai (csillagok, bolygók, fekete lyukak stb.) termodinamikájáról kialakíthat.

Tartalomjegyzék (előzetes terv)

0/ A termodinamika törvényei (+ végrehajtási utasítások)
1/ Langyosból forró
2/ A bomba biztonsági szelepe
3/ Cserépkályha kukucskálólyukkal
4/ Hamuval fűteni
5/ Forró, de nem hűl
6/ A felrobbanó hűtőgép
7/ A jobbkezes neutrínók rejtélye
8/ Mikrohullámú sütő a napkoronában
9/ Keringő üvegházak
10/ Feketén sugárzó fekete lyukak
11/ Az éjszaka sötétje
12/ Az ősi tűzgömb
13/ Feltámadás a hőhalálból
14/ Az Univerzum jövője
+1 Utószó

0 – A termodinamika törvényei (+ végrehajtási utasítások)

(A termodinamikához jól értő olvasók ezt a fejezetet átugorhatják.)

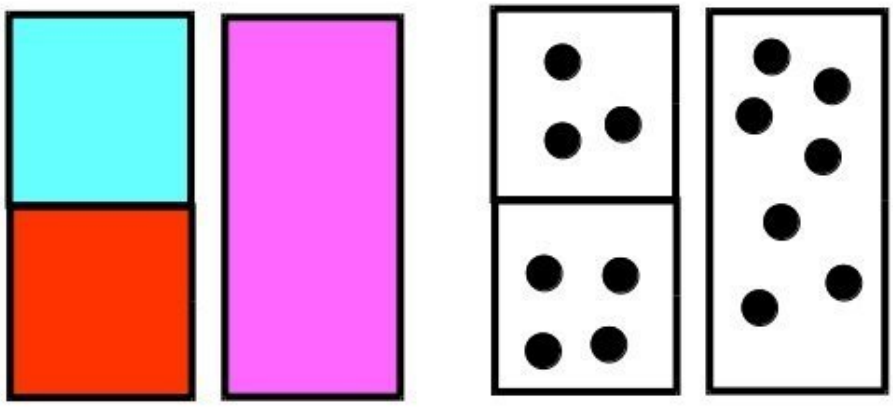
A termodinamika a fizikai rendszerek energetikai viszonyainak általános tudománya. A többi fizikai tudományágtól eltérő fogalomrendszerrel dolgozik, állításai, megfogalmazásai kissé szokatlanok lehetnek még a fizika más ágaiban járatos olvasók számára is. Könyvünkben ezt a szokatlan tudományt szokatlan körülmények között fogjuk alkalmazni. Ezért a legjobb, ha rögtön egy viccel kezdjük:

- Jean, hány fok van idebent?
- Húsz, utam.
- És odakint?
- Négy, uram.
- Jean, nyissa ki az ablakot, és engedje be azt a négyet is!

Miért nevetünk a viccen? Mert tapasztalatból tudjuk, hogy a „fokok”, azaz a hőmérséklet nem úgy viselkedik, ahogy a lord feltételezi: a szobában az ablak kinyitása után nem 24 fok, hanem 20 foknál is hidegebb lenne.

Ha a történetben a „fok” szót vendégre cseréljük, a poén eltűnik: a kívül várakozó négy vendég bejön, és a szobában 24 vendég lesz. (Igaz, hogy ehhez az ablak helyett inkább az ajtót kellene kinyitni.)

A történetből az a tanulság, hogy a fizikában kétféle mennyiséggel számolhatunk. Két rendszer egyesítésekor az egyik fajta mennyiség összeadódik. Ilyenek pl. a térfogat, az energia, a részecskék száma, az elektromos töltés (előjellel adódik össze!), a pénz. Ezeket a termodinamikában extenzív mennyiségeknek nevezik.



0.1 ábra Extenzív és intenzív mennyiségek

Két rendszer egyesítésekor az intenzív mennyiségek kiegyenlítődnek, az extenzívek összeadódnak

A másik fajta mennyiség bonyolultabban viselkedik. Két rendszer egyesítésekor olyan folyamatok indulnak meg, amelyek végeredményeként ezek a mennyiségek kiegyenlítődnek. Ilyenek pl. a nyomás, a hőmérséklet, az elektromos potenciál. A bonyodalom az egyesítés miként jében rejlik. Lehetséges, hogy bizonyos kiegyenlítődési folyamatokat megengedünk, másokat meg nem. Ha pl. két jó hővezető falú gáztartályt egymás mellé helyezünk, a hőmérséklet kiegyenlítődik, de a nyomás nem. Ha pedig egy gáztartály két részét mozgatható, de hőszigetelő dugattyú zárja el, akkor a dugattyú elmozdulásával a nyomás kiegyenlítődik, de a tartály két részében levő gáz különböző hőmérsékletű marad. A kiegyenlítődésre hajlamos mennyiségeket a termodinamikában intenzív mennyiségeknek nevezik.

A termodinamika ilyen extenzív és intenzív paraméterek (úgynevezett állapotjelzők) segítségével jellemzi a különböző fizikai rendszerek lehetséges állapotait, és a köztük végbemenő/végbemehető folyamatokat. E folyamatok bizonyos kölcsönhatásoknak köszönhetők. A termodinamika minden kölcsönhatás-típushoz rendel egy hozzá tartózó extenzív és egy intenzív mennyiséget. Ha kissé megváltoztatunk egy extenzív mennyiséget (csak egyet), akkor a rendszer energiájának megváltozása arányos lesz a kérdéses extenzív mennyiség megváltozásával. Az arányossági tényező épp a megfelelő intenzív mennyiség lesz. A „térfogati” jellegű kölcsönhatáshoz például extenzív mennyiségként a térfogat, intenzív mennyiségként a nyomás (pontosabban a nyomás ellentettje) rendelhető. Ezért az energia megváltozása így írható fel: $\Delta E = -p\,\Delta V$, ahol E az energiát, ΔE annak megváltozását jelöli, p a nyomás, V a térfogat, ΔV a térfogat megváltozásának jele. (Ha egy dugattyús hengerbe zárt gázt összenyomunk, munkát kell végeznünk, ezzel a rendszer energiáját növeljük, viszont a gáz térfogata kisebb lesz. Ezért az arányossági tényező negatív – innen származik a fenti képletben a negatív előjel.) A további vizsgálható kölcsönhatások pl. a „termikus” (hőátadás), „anyagi” (bizonyos fajta anyagok mennyiségének megváltozása), de egyes esetekben elektromos és mágneses kölcsönhatásokat is vizsgálnak. Figyelem! A termodinamika itt említett „kölcsönhatás”-fogalma nem tévesztendő össze a részecskefizikában emlegetett négy alapvető (gravitációs, elektromágneses, erős és gyenge) kölcsönhatással!

Általánosság és alkalmazások

A termodinamika nagy általánossága abból fakad, hogy vizsgálódásai közben a lehető legkevesebbet tételez fel a vizsgált anyag konkrét szerkezetéről. Sőt amit erről tud, azt is elbújtatja az állapotjelzők közötti összefüggéseket leíró függvényekbe. Ezeket nevezik állapotegyenleteknek. Maga a termodinamika az általános tárgyalás során csak ezeknek a függvényeknek a puszta létezését használja ki.

A termodinamika alkalmazásai során azonban (ha pl. egy gőzgépet akarunk megtervezni) természetesen szükségünk van e függvények konkrét alakjára (esetünkben a vízgőz állapotegyenleteire). Ezeket a függvényeket csak a legegyszerűbb esetekben sikerül képlet alakban kifejezni – legtöbbször a mérésekből vett táblázatok vagy grafikonok formájában állnak rendelkezésre.

A termodinamika fenomenologikus (azaz „jelenségleíró”) elmélet. Nem törekszik a felismert összefüggések (sem az általános törvények, sem az egyes anyagokra vonatkozó állapotegyenletek) mikroszkópikus „magyarázatára”, azaz visszavezetésére a anyagot alkotó atomok, molekulák, ionok stb. között végbemenő elemi folyamatokra. E visszavezetéssel a termodinamika „háttértudománya”, a statisztikus fizika foglalkozik. Ez a tudomány konkrét és részletes modelleket dolgoz ki az anyagok mikroszerkezetére vonatkozóan, és matematikai módszereivel megpróbálja ezekből levezetni az adott anyagról a termodinamika által felismert makroszkópikus összefüggéseket. Adott esetben a mikroszerkezeti leírás alapján módosítják a makroleírást, esetleg új jelenséget (pl. az adott anyag korábban nem ismert halmazállapot-változását) jósolnak meg. De hangsúlyozni kell, hogy a termodinamika nem a statisztikus fizika függeléke, származéka, hanem önálló fogalmakkal, törvényekkel és sajátos gondolatmenetekkel operáló tudomány. (Hát melyik más tudományágnak vannak még „főtételei”? ☺)

Végrehajtási utasítások

A termodinamika törvényei univerzálisak. Éppen általánosságuk és a konkrét anyagi rendszer konkrét tulajdonságaira való hivatkozás hiánya miatt mindenféle fizikai rendszerre, illetve ezekből összetett bonyolultabb rendszerekre is igazak – feltéve, ha néhány alapaxióma teljesül. És persze vannak esetek, amikor ezek az alapfeltevések nem teljesülnek.

Egy ügyvéd ismerősöm mondta: *„No igen, a törvények és a szerződések nagyon szép és fontos dolgok. Be kell őket tartani. De a szerződésekben a legfontosabbak az apróbetűs részek, amik akár az ellenkezőjére is fordíthatják a szerződés főszövegét. A törvények esetében pedig ezt a szerepet játsszák az alacsonyabb szinten megfogalmazott végrehajtási utasítások. Hiába akar valami szépet és jót kihirdetni a törvényalkotó, ha a végrehajtási utasítások megnehezítik vagy olykor teljesen megakadályozzák a törvény szándéka szerinti cselekvést.”*

A fizikai törvényeket nem a parlamentek hozzák (bár az egyik amerikai államban állítólag megpróbálták hatályon kívül helyezni Newton harmadik törvényét), de ezekhez is tartoznak érvényességüket korlátozó, alkalmazásukat megnehezítő „végrehajtási utasítások”. A termodinamikai törvények alkalmazásánál – épp ezek nagy általánossága miatt – különösen ügyelni kell a „végrehajtási utasításokra”, különben nagyon furcsa, és látszólag ellentmondásos eredményekre juthatunk.

Ezeknek a végrehajtási utasításoknak, a termodinamikai törvények feltételeinek a tényleges ellenőrzése a termodinamika háttértudományának, a statisztikus fizikának az adott fizikai rendszerre alkalmazásával lehetséges. Sokszor kiderül, hogy azok a folyamatok, amelyeket a termodinamika mint optimálisat előírna, egyszerűen nem hajthatók végre a rendszer tényleges dinamikája alapján. Erre több példát látunk majd a könyvben.

A kozmikus termodinamika, a kozmoszban végbemenő változatos fizikai folyamatok termodinamikai elemzése különösen sok és érdekes példával szolgálhat arra, amikor a termodinamika törvényeit a megszokottól eltérő kontextusban kell alkalmazni – és ilyenkor mindig alaposan meg kell vizsgálni, teljesülnek-e az alkalmazhatóság feltételei, vagy a folyamatokat más útra terelik a „végrehajtási utasítások”.

Alfejezetek

A termodinamika történeti fejlődése során egyre bonyolultabb rendszerek leírására lett képes – ennek megfelelően egyre bonyolultabb lett az ehhez szükséges matematikai leírás is.

Első lépésben csak homogén testek egyensúlyát vizsgálták. Erre jó példa az egymás mellé letett és összeérintett hideg és meleg tégla, vagy a középiskolai fizikaórákról mindenkinek ismerős, dugattyúval kettéosztott henger, amelyben a dugattyú két oldalán két „test”, két adag gáz egyensúlyát vizsgáljuk. A dugattyús henger azért is jó példa, mert a dugattyút könnyen felruházhatjuk bizonyos kölcsönhatásokat megakadályozó („szigetelő”) tulajdonsággal. Ha rögzítjük a dugattyút, megakadályozza a térfogatot változtató kölcsönhatást. Ha hőszigetelő bevonattal látjuk el, megakadályozza a termikus kölcsönhatást. Ha viszont ablakot nyitunk rajta, ez lehetővé teszi a kétoldali gázok közötti anyagok cseréjét, az „anyagi” kölcsönhatást.

A középiskolai dugattyús feladatok arra is jók, hogy megértsük a fentebb említett „homogén testek” fogalmát. A feladatban megkérdezik,, mekkora a dugattyú egyik oldalán a gáz hőmérséklete. De nem kérdezik meg, mennyivel magasabb a hőmérséklet az egyik oldali gáz bal felső sarkában, mint a jobb alsó sarokban. Automatikusan feltételezzük, hogy egy „termodinamikai test” belsejében már rég lezajlottak a kiegyenlítődési folyamatok, az intenzív paraméterek a „test” belsejében mindenhol ugyanakkorák, szakszóval: homogénnak tekinthetők, ezért az egész „test” az intenzív paraméter egyetlen értékével jellemezhető.

Emlékezzünk az extenzív mennyiségek definíciójára: két test egyesítésekor ezek a mennyiségek összeadódnak. Homogén testek esetén ennél több is érvényes: kétszer akkora térfogatú testnek kétszer akkora az energiája (ez a többi extenzív paraméterre is igaz). Vagy a másik irányba haladva: ha a testet sok kis részre osztjuk, az extenzívek értéke a kis részek térfogatával lesz arányos. Ezt a matematikai tulajdonságot alaposan kihasználjuk a tényleges számolások során.

Érdemes bevezetni az extenzív mennyiségek sűrűségeit, pl. az energia-sűrűséget, azaz a térfogategységre jutó energiát: $\varepsilon = E/V$, és hasonlóképpen a többi extenzív mennyiség esetében. Vagy használhatjuk az ún. fajlagos mennyiségeket, azaz az egy részecskére (vagy egy mólra) jutó energiát: $e=E/N$, ahol N a részecskeszám (vagy lehet mólszám is) – és hasonlóképpen teszünk a többi extenzív mennyiséggel is.

Homogén test minden kis része jó reprezentánsa az egésznek, minden ilyen kis részben ugyanaz az értéke az intenzív mennyiségeknek, valamint az extenzívek sűrűségeinek vagy fajlagos értékeinek is.

Ha csak a homogén testekkel foglalkoznánk, fel kellene tételeznünk, hogy ez a homogenitás az állapotot megváltoztató folyamatok közben is fennmarad. Speciális esetekben ez még akár el is képzelhető. Ilyen a hengerben levő, fallal elválasztott két gáznemű test esete. A homogenitás jó közelítéssel igaz két jó hővezető test (pl. réztömb) esetén is, amelyeket rossz hővezető anyag (pl. papír) választ el. De gondoljunk két különböző hőmérsékletű, egymás mellé helyezett, egymással érintkező téglára! Nyilvánvaló, hogy amíg a hőmérséklet kiegyenlítődése zajlik, addig egy-egy tégla belsejében sem homogén a hőmérséklet. A hidegebb téglának a melegebbhez közeli oldala kezd először felmelegedni, és csak fokozatosan – a két test hőmérséklet-különbsége kiegyenlítődésével párhuzamosan – alakul ki ismét a homogén hőmérséklet egy-egy téglán belül.

Mit kezd ezzel a kérdéssel a klasszikus termodinamika? Semmit. Szemét óvatosan lesüti, és azt mondja, nem foglalkozunk a folyamatok részleteivel. Leírjuk a folyamat előtti és a folyamat utáni állapotot, és ezek között állapítunk meg összefüggéseket. Ezért nevezi Fényes Imre, a legnagyobb magyar elméleti termodinamikus ezt a klasszikus termodinamikát már könyve címében is „termosztatikának”: a tárgyalásmódból épp a dinamika, az időben változó folyamatok vizsgálata és leírása hiányzik.

A termodinamika fejlődésének későbbi korszakában ezt a kérdést úgy próbálták feloldani, hogy a vizsgált testeket (az előző esetben a két téglát) felosztották sok kis testre, kis téglára. A korábbi homogenitási feltételt a nagy test helyett a kis testekre rótták ki: a nagy test bármely kis téglája egy adott pillanatban egy adott hőmérséklet-értékkel jellemezhető. Azonban ez az érték helyről helyre – sőt az idő múlásával is változhat. Hasonlóképp helyről helyre és idővel változik az extenzív mennyiségek sűrűsége vagy fajlagos értéke is. Ekkor persze szabályokat, törvényeket kellett kidolgozni az egyes extenzív mennyiségek (pl. az energia) átadására egyik kis téglából a másikba, és arra is, hogy mitől függ az ehhez szükséges idő. Az így felírt bonyolult egyenletek megoldása megadja pl. a hőmérséklet értékét a test minden pontjában, az idő minden pillanatában. Csak persze elég nehéz megoldani az egyenleteket.

Történeti érdekesség, hogy ez a leírásmód a szoros értelemben vett termodinamikánál korábban alakult ki. Fourier francia fizikus már a 19. század elején foglalkozott a hő terjedésével egy hosszú fémrúdban. Kidolgozta az ezt a jelenséget leíró ún. hővezetési egyenletet, és a megoldására szolgáló, azóta a fizika és matematika számos más ágában is elterjedten használt ún. Fourier-analízist. További érdekesség, hogy Fourier egyenletét még a hőanyag-elmélet alapján írta fel: akkoriban úgy képzelték, hogy a hő valamiféle anyag, ami ide-oda folyik a testek között. (Aki sok kalorimetriai problémát oldott meg a középiskolai fizikaórákon, úgy érezheti, hogy ezek a feladatokat is a hőanyag-elmélet alapján tűzték ki...)

Az itt leírt elméletet gyakran irreverzibilis termodinamikának nevezik. Bár – a termosztatikával összevetve – hívhatjuk egyszerűen csak termodinamikának, hiszen itt valódi dinamikai folyamatok vizsgálata történik.

A termodinamika ezen fejezete kialakulásának is több fázisa volt – ezek azoknak a feltevéseknek a matematikai bonyolultságában különböztek egymástól, amelyek leírják, hogy térben változó eloszlású intenzív mennyiségek esetén az extenxív mennyiségek átadása milyen irányban és milyen ütemben megy végbe. A legáltalánosabb feltételek melletti egyenletek levezetésében nagy szerepe volt a magyar Gyarmati Istvánnak.

Eddig mindig egy rögzített anyagdarab belsejében vizsgáltuk az extenzív mennyisége átadását („transzportját”). A következő lépésben azt is meg kell engednünk, hogy maga a hordozó anyag is mozogjon. Mégpedig pontról pontra más irányban és más sebességgel. Ettől kezdve a termodinamika szorosan összefonódik a folytonos közegek mozgását, áramlását vizsgáló tudománnyal, a hidrodinamikával (magyarul áramlástannal). Az áramló közeg egy kis darabja magával viszi extenzív mennyiségeit (pl. a benne levő tömeget, energiát, elektromos töltést), ugyanekkor ezeket az áramlástól függetlenül is transzportálhatja (az energiát pl. hővezetéssel, a töltést elektromos árammal). E termo-hidrodinamika egyenletei aztán összeházasíthatók a speciális relativitáselmélettel, ahol már figyelembe kell venni a térnek és az időnek a közönséges sebességeknél rejtve maradó, ám a fénysebességet megközelítő mozgásoknál fontossá váló furcsa tulajdonságait.

Azt gondolhatnánk, hogy a relativisztikus termo-hidrodinamika kidolgozása felesleges luxus volt, hiszen ki látott már fényhez közeli sebességgel mozgó folyadékot... De már a huszadik század negyvenes éveiben kiderült, hogy ez az elmélet jól alkalmazható az atommagokban terjedő lökéshullámok leírására. A század közepén aztán a rádiócsillagászat, majd az űrkutatás megindulása, a légkörön túl üzemelő, különböző hullámhossz-tartományokban működő teleszkópok felfedezései megmutatták, hogy az Univerzum tele van relativisztikus sebességgel mozgó és örvénylő gázfelhőkkel és áramlásokkal, melyek leírására a most vázolt elméletre van szükség.

Néhány éve pedig kiderült, hogy a világ legforróbb anyaga, amely a legnagyobb részecskegyorsítókban jön létre hatalmas energiára felgyorsított atommagok egymásnak ütköztetése nyomán, és amilyenhez hasonló legutóbb a Nagy Bumm utáni első mikroszekundumokban volt jelen az Univerzumban – ez a kvark–gluon-plazmának (QGP) nevezett furcsa anyag ideális folyadékként viselkedik, és leírására a relativisztikus termo-hidrodinamika egyenletei a legalkalmasabbak. Eme egyenletek speciális, a QGP tágulását leíró megoldásainak megtalálásával magyar kutatócsoportok is foglalkoznak.

A termo-hidrodinamika egy másik hasznos általánosítását a plazmákra való alkalmazás jelentette. A különféle plazmákban elektromosan töltött részecskék mozognak, ezért a rájuk ható erők között fontos szerepet játszanak az elektromos és mágneses mezők által kifejtett erők. E mezők forrásai viszont a térben mozgó töltések és áramok – amit viszont maga az áramló plazma képvisel. Egyszerre kell tehát megoldani az elektromágnesség alapegyenleteit,

a Maxwell-egyenleteket, az áramló közegek hidrodinamikai egyenleteit, valamint a termodinamikai viszonyokat leíró egyenleteket. Az így kialakult igen bonyolult és tiszteletre méltó tudomány (hiszen csak az alapegyenletek másfél oldalt töltenek ki a tankönyvekben) a magneto-hidrodinamika, röviden MHD. Ez a nélkülözhetetlen eszköz a csillagok belsejében, a csillaglégkörökben, valamint a csillagközi térben kavargó sokféle plazma tárgyalására. Ha megnézzük pl. a Rák-köd nevű szupenóva-maradvány röntgentartományban készült fényképét, láthatjuk, miféle bonyolult konfigurációjú mágneses mező alakult ki a felrobbant csillag helyén maradt pulzár körül. Ilyen bonyolult mágneses terekben gyorsulnak fel – az MHD egyenleteinek megfelelően – a plazmanyalábok és azok a részecskék, amiket később kozmikus sugárzásként detektálunk a Földön. Azt már nem is kell mondani, hogy ilyen nagy energiákon a részecskék a fényéhez közeli sebességgel mozognak, tehát vizsgálatukhoz a relativisztikus MHD szükséges.

Röviden áttekintettük a termodinamika egyre bonyolultabbá váló fejezeteit. A köznapi földi fizikában legtöbbször elegendő a klasszikus, „iskolai” termodinamika szabályait, fogalmait, törvényeit alkalmazni. Most röviden ezeket vesszük sorra.

Egyensúly

A termodinamika nulladik főtételének is nevezett törvény a termodinamikai egyensúly létezését mondja ki. Ha két testet kölcsönhatásba hozunk egymással, mindig kialakulhat köztük az egyensúly. Ebben a helyzetben a két test mikroszkópikus folyamatai során anyag- és energiacsere megy végbe, de ennek a cserének a bruttó mérlege nulla: az egyik test ugyanannyi energiát (töltést stb.) ad át a másiknak, mint amennyit átvesz tőle.

Az egyensúly jellemzője a megfelelő intenzív mennyiségek egyenlősége. Ha nem akadályozzuk meg a térfogati kölcsönhatást (azaz pl. a dugattyú elmozdulását), akkor az egyensúlyi helyzetben a két testben egyforma lesz a nyomás. A hőcsere egyensúlyra jutását a hőmérséklet mint intenzív paraméter egyenlősége jelzi. Ha a két test anyagot is cserélhet, akkor egy további intenzív paraméter, az ún. kémiai potenciál egyenlősége jelzi az egyensúly beálltát. Elektromos kölcsönhatás lehetősége esetén egyensúlyban a két testen az elektromos potenciál is egyenlő lesz.

Az egyensúly tranzitív tulajdonság: ha az A test egyensúlyban van a B testtel, B pedig a C testtel, akkor A és C között is fennáll az egyensúly (feltéve, ha az elválasztó falak megengedik a kölcsönhatást). Ez teszi lehetővé az egyensúly fogalmának kiterjesztését két testről tetszőlegesen sok, egymással kölcsönösen egyensúlyban levő testre. A megfelelő intenzív mennyiségek ekkor mindegyik testben ugyanazt az értéket veszik fel.

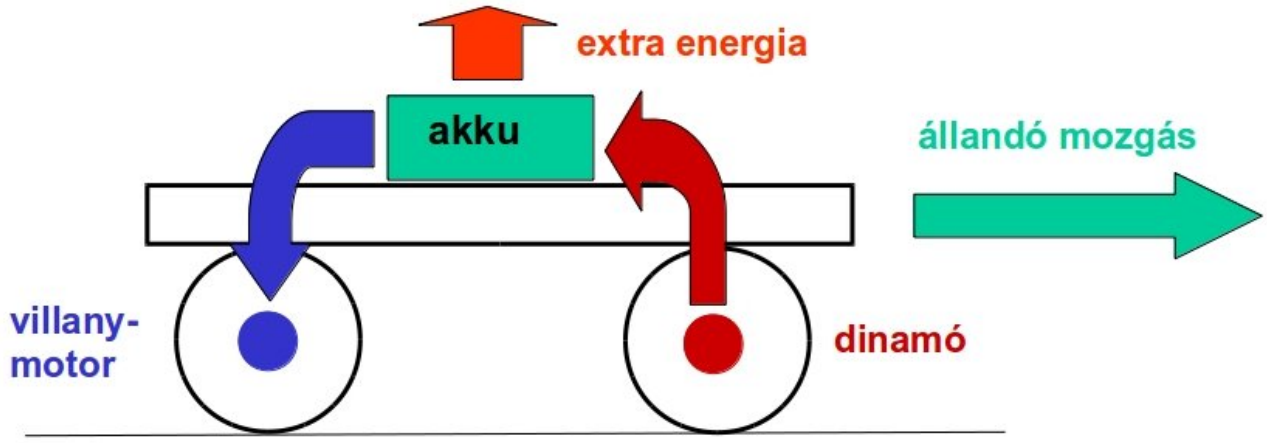
Ez a termosztatika nulladik főtétele, az egyensúly létezése. A folyamatokkal foglalkozó termodinamika nulladik főtétele viszont azt állítja, hogy zárt rendszer (azaz ha a vizsgált két vagy több test el van szigetelve a világ többi

részétől, azzal nem cserélhet sem energiát, sem más extenzív mennyiséget) előbb-utóbb eléri a termodinamikai egyensúlyi állapotot.

A törvény "végrehajtási utasítása" pedig az előző mondat „előbb-utóbb” kifejezését húzza alá. A vizsgált folyamat konkrét dinamikájától függően ez az „utóbb” olykor sokkal hosszabb időt is jelenthet, mint a világegyetem életkora. Erre a későbbiekben több példát fogunk látni, most csak kettőt említünk: a fehér törpék lassú kihűlését és a balkezes neutrínók termalizációját.

Az energia megmaradása és az első főtétel

A termodinamika első főtétele lényegében az energia megmaradását fejezi ki. Első durva megfogalmazása az elsőfajú örökmozgó tilalmát mondja ki: nem lehet olyan berendezést készíteni, amely több energiát termel, mint amennyit felhasznál. (Egy ilyen berendezés folyamatosan termelné az energiát, és ezzel mozgathatna egy – a súrlódás és a veszteségek ellenére – örökké mozgó gépet: ez lenne az elsőfajú örökmozgó.)



0.2 ábra Elsőfajú örökmozgó

A hipotetikus elsőfajú örökmozgó a termodinamika első főtételét, azaz az energia megmaradásának törvényét sértve működne: külső energiabetáplálás nélkül hasznos munkát végezne. Az ábrán egy rafináltabb változat látható: a villanymotor által a jármű hajtására felhasznált energiát a másik kerékbe szerelt dinamó áramfejlesztésre használná fel, és ezzel az árammal hajtaná a motort. A lelkes "feltalálók" szerint a szerkezet legalábbis nullszaldós lenne, a vérmesebbek szerint plusz energiát is termelne. Egy 2015-ös felmérés szerint ma Magyarországon kb. 150 ember foglalkozik hasonló szerkezetek "fejlesztésével".

A klasszikus mechanikában már régóta ismert volt a mechanikai energia megmaradásának tétele. Ha csak olyan erők hatnak, amelyek egy potenciálfüggvény deriváltjaként (gradienseként) írhatók fel, akkor a vizsgált test mozgása során a mozgási energia és a potenciál értékének összege állandó marad. Fontos tudni, hogy ez az állítás nem a mechanika önálló törvénye, hanem levezethető a Newton-törvényből, azaz a test mozgás-egyenletéből, annak matematikai következménye.

Hasonló a helyzet a klasszikus elektrodinamikában. Az elmélet alaptörvényei, alapegyenletei, azaz a Maxwell-féle mezőegyenletek matematikai következményeként lehet levezetni az elektrodinamika energiaatételét. Ez azt mondja ki, hogy az elektromágnes mező térben elosztott energiájának (az energiasűrűség térfogati integráljának) és a mezőben, vele kölcsönhatásban mozgó töltött részecskék mozgási energiájának összege állandó. Hasonló a helyzet más, kevésbé közismert mezőelméletek esetén is.

A mechanikához képest új energiafajták léptek színre: az elektromágneses vagy más mező energiája. De úgy is gondolhatunk a helyzetre, hogy konkretizáltuk a mechanikában kissé általánosan megfogalmazott „erő” és „potenciál” fogalmát – ezek helyébe egy részletesen leírt, saját dinamikával, és saját elmélettel rendelkező új anyagi létező, az elektromágneses mező lépett.

A termodinamika ismét általánosította az energia fogalmát: bevezette a termodinamikai testek belső energiáját. Ennek konkrét mivoltát nem részletezte (lévén fenomenologikus elmélet), hanem többé-kevésbé tapasztalatból vett képletekkel adta meg kapcsolatát más állapotjelzőkkel.

De kiterjesztette a energia megmaradásának tételét a belső energiára is. Ezentúl ezt is be kellé számítani a testek energiamérlegébe.

A belső energia fogalmához szorosan kapcsolódik a termodinamikára jellemző speciális kölcsönhatás, a hőközlés. Ennek során látszólag nem történik semmilyen észrevehető extenzív mennyiség átadása, semmiféle makroszkópikus változás (pl. anyagátadás vagy egy dugattyú elmozdulása), a testek belső energiája mégis megváltozik. A termodinamika tudománya épp ennek a "termikus" kölcsönhatásnak a vizsgálata nyomán jött létre.

A gyakorlatban előforduló legtöbb esetben a belső energia egyértelműen elválasztható a többi, pl. mechanikai energiától. Ha a sokat emlegetett dugattyús hengert elhajítjuk, akkor parabolapályán történő mozgása során egyértelműen elkülöníthető a test mozgási energiája, gravitációs potenciális energiája és a hengerbe zárt gázok termodinamikai jellegű belső energiája. (Ezt azért is fontos hangsúlyozni, mert a relativisztikus mechanikában már nem ez a helyzet, ott nem különíthetők el élesen a különböző energiafajták.) Ezért e gyakorlati esetben a termodinamikai belső energiára külön megmaradási tétel áll fenn.

Megmaradási tételekről akkor van értelme beszélni, ha valami változás zajlik, és eközben marad meg valami. A termosztatika a korábban megbeszéltek alapján viszont nem követi részleteiben a folyamatokat. Ezért itt az energiamegmaradás más jellegű interpretációja a szokásos.

Megengedjük, hogy egy másik testtel való kölcsönhatás során a vizsgált test energiája megváltozzon, de rögtön beszámolunk arról, hogy hová lett, mivé alakult ez az energia. Hőközlés, mechanikai vagy elektromos, esetleg kémiai munkavégzés során alakult más test másfajta energiájává. Ha gondosan rovancsoljuk, mire költöttük a pénzt, vagy milyen munka fejében kerestünk pénzt, végső soron a pénzmegmaradás tételét támasztjuk alá.

Erre egy példát már láttunk: a test térfogatának kis megváltozásakor az energia a $\Delta E = -p\,\Delta V$ képlet szerint változik, ahol p a nyomást, ΔV a térfogat megváltozását jelenti. Attól függően, hogy a termosztatika vagy a termodinamika melyik ágában dolgozunk, ezt a képletet többféleképpen interpretálhatjuk.

A szorosan vett termosztatika nem foglakozik folyamatokkal, csak az egyensúlyi állapotok feltérképezésével. Ebben az esetben képletünket úgy értelmezhetjük, hogy összehasonlítjuk ugyanannak a termodinamikai testnek két egyensúlyi állapotát, amelyek csak a térfogat értékében különböznek egymástól (a többi extenzív mennyiség értéke a két állapotban ugyanaz). Ekkor e képlet megmondja, hogy ha a két állapot kicsiny ΔV térfogat-értékben különbözik egymástól, akkor energiájuk különbsége $\Delta E = -p\,\Delta V$.

Természetesen összehasonlíthatunk olyan állapotokat is, amelyek nem csak egyetlen extenzív mennyiség értékében különböznek. Ekkor a fentihez hasonló energiakülönbségeket össze kell adni (ezért szükséges kikötni, hogy az extenzív mennyiségek megváltozásai kicsiny értékek legyenek).

E formában a törvény azt fejezi ki, hogy a másik, szomszéd állapotra való áttéréskor az energia megváltozásához mindegyik extenzív mennyiség megváltozása hozzájárul.

Ha most a képletünket úgy értelmezzük, hogy a testtel tényleg történt valami, lezajlott egy folyamat, amely átvitte az egyik állapotból a másikba, akkor a fenti összeg egyes tagjai a különböző típusú munkavégzéseknek felelnek meg (mindegyik lehet pozitív és negatív is). Ekkor tehát a test energiája az egyik állapotból a másikba való átmenet során azért változott meg, mert a kölcsönhatás során többféle munkavégzés is történt. Ehhez járul a speciális státuszú hőközlés. Később látjuk majd, hogy a hőközlés is felírható egy intenzív paraméter (a hőmérséklet) és egy speciális extenzív mennyiség (az entrópia) megváltozásának szorzataként.

Gyakori eset, hogy olyan folyamatokat vizsgálunk, amelyekben valamilyen külső hatásra a vizsgált test valamilyen úton végigmegy egyensúlyi állapotainak egy sorozatán. (Eközben a hatást létrehozó másik test vagy testek leírásával nem foglalkozunk.) Ilyen folyamat a valóságban nincs: ha a rendszer egyensúlyban van, akkor ott is marad, ha elmozdul, akkor nincs egyensúlyban. Mégis úgy képzeljük, hogy a rendszer a külső test icipici zaklatásaira igen lassú, és ugyancsak icipici elmozdulással válaszol. Ez az ún. kvázisztatikus folyamat a termodinamika tankönyvekben található elemzések gyakori tárgya.

Ha tovább lépünk, és a testben folytonosan változó intenzív paraméterekkel operáló igazi termodinamikára térünk át, akkor először is meg kell állapítanunk, hogy a teljes test energiája és más extenzív mennyiségei elvesztik értelmüket. Többé nem lesz igaz, hogy kétszer akkora testnek kétszer annyi az energiája – hiszen a szomszédos pontban már mások az intenzív paraméterek értékei, ezért egy ugyanakkora testnek más lesz az energiája. Az extenzív mennyiség fogalma eredeti értelmében többé nem használható. Emlékezzünk a nagy test felosztásakor kapott kis testekre – ezekről kell feltételeznünk, hogy

homogének, ezért a különböző termodinamikai paramétereik között fennálló összefüggések (állapotegyenletek) ugyanolyanok lesznek, mint a homogénnek feltételezett nagy testek esetében voltak.

Ehhez először is át kell térni a nagy testeket jellemző extenzív mennyiségekről a kicsikre alkalmazható fogalmakra, a korábban már említett sűrűségekre vagy fajlagos mennyiségekre.

Némi matematikai ügyeskedéssel az első főtétel szokásos alakja átírható az extenzívek sűrűségeinek vagy fajlagos értékeinek megváltozásai közti összefüggésekre.

A következő lépésben fel kell tételezni, hogy ezek a megváltozások a szomszédos térfogatelemben vagy a következő időpontban érvényes értékeket hasonlítják össze az eredeti helyen és időben érvényes értékekkel. Ezzel a lépéssel a különbségekből helykoordináták és idő szerinti parciális deriváltak lesznek.

Az így kapott egyenleteket ki kell egészíteni az extenzív mennyiségek megmaradását kifejező ún. kontinuitási egyenletekkel, valamint az extenzív mennyiségek áramlásának nagyságára és irányára tett különböző – többé-kevésbé megalapozott – feltevéssel. Pl. fel szokták tenni, hogy a hőáram arra folyik, amerre a hőmérséklet változása a leggyorsabb (ez az ún. hőmérséklet-gradiens iránya), természetesen a melegebb helyről a hidegebb felé, nagysága pedig arányos a hőmérsékletgradiens nagyságával: ahol kis távolságon gyorsan változik a hőmérséklet, ott erősebb a hőáramlás. Ezzel a gondolatmenettel vezette le Fourier a hővezetés differenciálegyenletét.

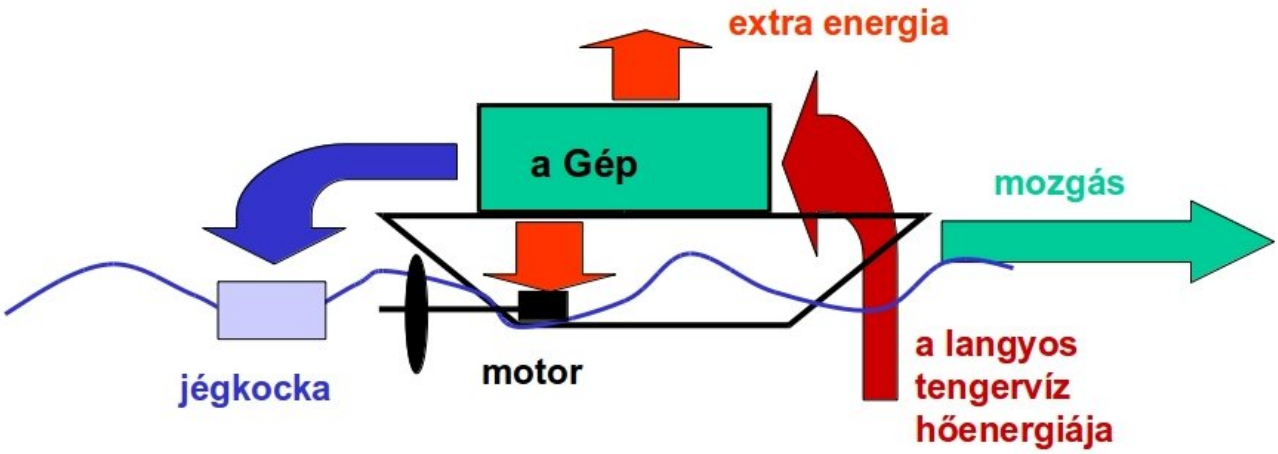
A folyamatok iránya és a második főtétel

Az első főtétel az energia megmaradását mondja ki. De nem beszél arról, hogy honnan hova adható át az energia. Ahogy a pénz is átadható egyik embertől a másiknak, vagy ellenkező irányba is, azt gondolhatjuk, hogy megfelelő berendezéssel irányítva az energia is oda megy, ahová akarjuk.

Milyen kényelmes lenne például, ha egy tengeren úszó hajó az óceán mérhetetlen hőenergiáját egy kissé megcsapolva fűtené fel kazánjait! Tengervizet szivna fel, kivonná a hőenergia egy részét, és jégkockákat dobálna vissza a tengerbe. Nem kellene rengeteg szenet vagy fűtőolajat cipelnie magával. Az energiamegmaradás tétele mindezt lehetővé tenné.

Tapasztalatból tudjuk azonban, hogy ilyesmi nem lehetséges. Pontosabban – de hiszen mindenki látott már jégkockákat... Azok éppen így készülnek: a hűtőgép kivonja a víz hőenergiájának egy részét.

A probléma az, hogy ez a folyamat magától nem megy végbe! Külső energiaforrást kell igénybe vennünk, jelen esetben a hűtőgépbe bevezetett elektromos áram formájában.



0.3 ábra Másodfajú örökmozgó

Az ugyancsak hipotetikus másodfajú örökmozgó nem sérti az energiamegmaradás törvényét, sőt gondosan elszámol az energiával. Viszont szembemegy a termodinamika második főtételével, amely a spontán megvalósuló folyamatok egyirányúságáról, megfordíthatatlanságáról, szakszóval irreverzibilitásáról szól. Az ábrán a hajó csodálatos Gépezete a langyos tengervíz hőenergiájának egy részét vonja ki, és használja fel a jármű hajtására, a maradékkal pedig fűti a kapitány kabinját és a fedélzeti üvegházat. A jégkockává hűtött tengervizet aztán visszadobálja az óceánba. Egy ilyen hajónak nem kellene szenet vagy fűtőolajat cipelnie magával, hiszen energiaforrása a körülötte levő tengervíz kimeríthetetlen hőtartaléka. A valóságban azonban mindnyájan tudjuk, hogy szalonnából nem lesz kutya, langyos vízből forró víz és jégkocka, a spontán (külső energiabefektetés nélküli) folyamatok csak egy irányba mennek végbe. (Kivéve a csillagok keletkezését? – lásd a Langyosból forró című fejezetet.)

A pontos kérdés tehát úgy szól: milyen irányba mennek végbe a spontán folyamatok? A tapasztalat pedig az, hogy ilyen módon nem lehet jégkockát és forró vizet csinálni a tenger langyos vizéből, ez a folyamat „magától” nem megy végbe.

Ezt a tapasztalatot foglalja össze a termodinamika nevezetes második főtétele. Ez a tétel sokféle megfogalmazásban ismert. Közös jellemzőjük, hogy – kimondva vagy ki nem mondva – csak zárt (izolált) termodinamikai rendszerre érvényesek. (Zárt rendszer az, amely sem energiát, sem más extenzív mennyiséget nem cserél a külvilággal.) Erre a zártságra utal a több változatban is előforduló „spontán” vagy „magától” kifejezés. Nem spontán és nem magától zajlik le egy olyan folyamat, amelybe a külvilág beleavatkozik – vagyis a vizsgált rendszer nem zárt.

A főtétel egyik alakja szerint a hő nem megy át magától hidegebb helyről melegebbre, csak ha ugyanakkor más változás is bekövetkezik. (Ez volt a főtétel első megfogalmazásának eredeti alakja.)

Egy másik megfogalmazás szerint egyetlen hőtartály felhasználásával nem lehet ciklikusan működő hőerőgépet készíteni (ez lenne a másodfajú örökmozgó).

Hőerőgépen olyan berendezést értünk, amely hasznosítható mechanikai munkát végez, miközben alkatrészei (különböző, ravaszul elrendezett termodinamikai testek) egy körfolyamaton mennek át, azaz a folyamat végén visszakerülnek eredeti állapotukba. A folyamat során termikus kapcsolatba kerülnek a környezet egy-egy elkülöníthető, hőleadás vagy hőfelvétel ellenére állandó hőmérsékletűnek tekinthető részeivel, a hőtartályokkal. A főtétel szerint egy hőerőgéphez legalább két, különböző hőmérsékletű hőtartály szükséges. A hőtartályok állandó hőmérséklete többféleképpen valósítható meg. Egyik lehetőség az, hogy a hőtartály sokkal nagyobb, mint a hőerőgép vele kölcsönható alkatrésze – a gyakorlatban legtöbbször a berendezést körülvevő levegőt vagy nagyobb víztömeget használják a hőerőgépek hidegebb hőtartályaként. A nagyobb hőmérsékletű hőtartály vagy egy hasonló, nagy méretű, természetes eredetű meleg test (pl. egy hőforrás vagy a Föld belső hője), vagy egy kisebb, de fűtéssel állandó hőmérsékleten tartott test lehet. Ekkor a hőerőgép által kivont energiát a melegebb hőtartály fűtésével pótoljuk – végső soron itt visszük be a rendszerbe azt a hőenergiát, melynek egy részét a hőerőgép mechanikai munkává alakítja.

A második főtételnek még számos más megfogalmazása ismert, ezek ekvivalanciája matematikai úton, vagy szóbeli érveléssel, egymásból való kölcsönös levezetéssel bizonyítható. Már csak egy másik, a későbbiek szempontjából igen fontos megfogalmazást kell megemlítenünk.

Clausius német fizikus vezette be 1865-ben a termodinamika egyik legfontosabb fogalmát, az entrópiát. Ez a termikus kölcsönhatáshoz tartozó extenzív mennyiség, más szóval az első főtétel korábban felírt alakjában a hőmérséklethez mint intenzív mennyiséghez tartozó extenzív paraméter.

Az entrópia (jele S) állapotjelző, azaz egy adott termodinamikai test esetén egy állapotegyenlettel kifejezhető az energiával és a többi extenzív mennyiséggel. A konkrét állapotegyenlet természetesen anyagról anyagra változik.

A termikus kölcsönhatás speciális helyet foglal el a kölcsönhatások sorában – nem véletlenül adta az egész tudomány nevét. Gondoljunk a dugattyús hengerre. Ha a dugattyú elmozdul, térfogati vagy más néven mechanikai kölcsönhatás történt. Ha lyukat ütünk a dugattyún, és gázrészecskék mennek át egyik térrészből a másikba, ez az anyagi kölcsönhatás. Ha viszont látszólag nem történik semmi, és mégis energia adódik át a dugattyú egyik oldaláról a másikra, ez a hővezetés, a termikus kölcsönhatás. Tudjuk, hogy létezik egy erre jellemző intenzív paraméter, a hőmérséklet (a nulladik főtétel lényegében e mennyiség létezését garantálja). Ennek homogén eloszlása esetén nem lesz hőátadás, termikus kölcsönhatás. De mi a megfelelő extenzív mennyiség? Ez lesz az entrópia.

A többi extenzív mennyiségnek igen szemléletes jelentése van (térfogat, részecskeszám, elektromos töltés). Bizonyos esetekben inkább az intenzív paramétereknek (pl. a kémiai potenciálnak) nehéz szemléletes magyarázatot találni. De mit jelent az entrópia? Ennek nincs semmiféle közvetlen szemléletes jelentése. Jelentését és fontosságát az alább következő tétel mutatja.

Clausius legfontosabb eredménye az volt, hogy megmutatta: a második főtétel többé-kevésbé szemléletes és a köznapi tapasztalat alapján hihető, érthető korábbi megfogalmazásai matematikailag ekvivalensek a következő állítással: zárt rendszer spontán folyamataiban a részt vevő testek összes entrópiája sohasem csökken.

Ennek alapján megkülönböztethetjük a reverzibilis (megfordítható) folyamatokat, amelyek során az entrópia nem változik, ezért ellenkező irányban is végbemehetek, valamint az irreverzibilis (megfordíthatatlan) folyamatokat, melyek során az entrópia nő – ezek ellenkező irányban nem mehetnek végbe, mert akkor az entrópiának csökkennie kellene.

Ez az átfogalmazás megszabadította a második főtételt a „hő” nehézkes fogalmától, és konkrét rendszerek esetén az állapotegyenleten keresztül számolhatóvá tette az entrópiát, az „átalakulási tartalmat” (ez az entrópia szó eredeti jelentése).

Az entrópia fogalma ugyanakkor utat nyitott a termosztatika felől a termodinamika irányába, hiszen ez a fogalom már a valóban lezajló folyamatokra is alkalmazható.

A termo-hidrodinamika kiépítése során aztán bevezették az entrópiasűrűség és a fajlagos entrópia fogalmát. Megmutatható pl., hogy a hidrodinamika „ideális folyadék” fogalma egyszerűen azt a feltevést rejti, hogy egy adott vízcsepp fajlagos entrópiája a mozgás során nem változik. A valódi disszipatív (makroszkópikus, pl. mozgási enegriát belső energiává alakító, köznapi nyelven szóva hőt fejlesztő) folyamatok (belső súrlódás, hővezetés) viszont növelik ezt a mennyiséget.

A második főtétellel kapcsolatban is felmerülhet a törvény és a végrehajtási utasítás dilemmája. Előfordulhat, hogy a második főtétel egyértelműen megmutatja, merre van az entrópia növelésének leghatékonyabb útja – de a rendszer mikroszkópikus dinamikájának sajátosságai miatt nem tud egyenesen ezen az úton elindulni. (Két pont között a legrövidebb út az egyenes. De próbáljunk csak New York belvárosában vagy más derékszögű úthálózatú területen két pont között egyenesen haladni... A tényleges dinamika nem teszi lehetővé az optimális útvonal követését, hosszabb–rövidebb derékszögű kerülőkre kényszerít bennünket.)

Egy állandóan növekvő, sohasem csökkenő mennyiség létezése azonnal felvetette azt a kérdést, van-e az entrópiának elvi maximuma, mennyi az, elérheti-e valaha, és mi történik, ha eléri. Ezek a kérdések különösen kiéleződnek akkor, ha az egész Világegyetemre alkalmazzuk őket, és még ma is ádáz viták folynak róluk. Könyvünkben később részletesen foglalkozunk ezekkel a problémákkal.

Az entrópia statisztikus értelmezése

Említettük már, hogy a fenomenologikus termodinamika „háttérelmélete” a statisztikus fizika, amely mikroszkópikus, az anyag atomos vagy még mélyebb szerkezetét figyelembe vevő modellek alapján próbálja levezetni a termodinamikában eleve adottnak tekintett állapotfüggvényeket. Nem mellékesen a termodinamika alaptörvényeit, így a második főtételt is mélyebb alapokra igyekszik helyezni.

E téren döntő áttörést ért el Ludwig Boltzmann 1877-ben. Ő a statisztikus fizika kidolgozása során rámutatott arra, hogy ami makroszkópikus szemmel egyetlen adott állapot (pl. egy tartálynyi gáz adott hőmérséklettel és nyomással), az mikroszkópikus, atomi szinten számtalan módon, különböző irányba és sebességgel mozgó gázmolekulákkal valósítható meg. Azaz dehogy is számtalan, inkább számos módon: nagyon nagy, de véges azon mikroállapotok száma, amelyek ugyanazt a makroállapotot alkotják. Boltzmann egy (később róla elnevezett) szorzótényező erejéig egy makroállapot entrópiáját azonosította az azt megvalósító mikroállapotok számának logaritmusával ($S=k \ln W$, ahol S az entrópia, W a mikroállapotok száma, ln az ún. természetes logaritmus jele, k pedig a Boltzmann-állandó, $k=1{,}4*10^{-23}$ J/K). A fent érzékeltetett számosság-dilemmát később a kvantumelmélet és a rá épülő statisztikus kvantumfizika oldotta fel: eszerint valóban nagy, de véges a megfelelő mikroállapotok száma.

A statisztikus fizika nyelvén az entrópia növekedése azt jelenti, hogy a rendszerek az egyre többféleképpen megvalósítható állapotok irányába fejlődnek. Más szóval a rendetlenség növekedése irányába.

Egy makroszkópikusan rendezett állapot (az összes gázmolekula egyforma sebességgel azonos irányba tart, mint a menetelő katonák) csak egyféleképp valósítható meg, ennek logaritmusa, így az állapot entrópiája is nulla. Minél nagyobb a szétszórtság, a rendetlenség, annál nagyobb a megfelelő mikroállapotok száma, így az entrópia is.

A hipotetikus maximális entrópiájú állapot, a „hőhalál”, amely felé a 19. század végének gondolkodói szerint a Világegyetem fejlődése tart, egy olyan állapot lehet, amelyben az intenzív paraméterek eloszlása teljesen homogén, nincs sem sűrű, sem ritka, sem édes, sem savanyú, sem meleg, sem hideg, csak egyformán szürke, egyenletes eloszlású és langyos anyag. Ám a langyosokat kiköpi az Úr – ez a kép a 20. század elméleti és asztrofizikai felfedezései nyomán drasztikusan megváltozott.

Az entrópia fogalma nagy karriert futott be. Természetes otthonra talált az információelméletben, de alkalmazza a genetika, a számítógépes nyelvészet és a közgazdaságtan is. A fizikán belül pedig a 20. század vége felé újabb meglepő fejlemények történtek. Rájöttünk, hogy olyan egzotikus (az ideális gáztól igencsak távol levő) objektumoknak is lehet entrópiája, mint a fekete lyukak, vagy maga a gravitációs tér. Ez nem öncélú játék a szavakkal, mert így bizonyos, valóban létező fizikai jelenségek egységesen írhatók le a

termodinamika keretein belül, anélkül, hogy ellentmondásba kerülnénk a jól bevált főtételekkel.

A harmadik főtétel

A termodinamika harmadik főtétele az abszolút nulla hőmérséklet elérhetetlenségéről szól. Míg a termodinamikán belül ez az állítás axióma, a háttértudományban, a statisztikus fizikában az egyes rendszerek konkrét leírására kidolgozott matematikai modellekben egyenként meg kell vizsgálni az állítás érvényességét. A harmadik főtétel kozmikus alkalmazásáról egyelőre nincs tudomásom.

Hőmozgás

Bár a termodinamika fenomenológiai elmélet, amely nem tud az anyag atomos szerkezetéről, mi azért tudunk róla. Így tudjuk, hogy a hőjelenségek végső soron az atomok vagy a testek más alkotórészeinek gyors, rendezetlen mozgásaival kapcsolatosak.

Szilárd testekben a kristályrácsba kötött atomok egyensúly helyzetük körül végeznek különböző irányú és frekvenciájú rezgéseket.

A gázok részecskéi (atomok, molekulák) általában egyenes vonalú mozgást végeznek, majd egymással ütközve megváltoztatják mozgásuk irányát és sebességét. A sok ütközés hatására olyan sebességeloszlás áll be, amely az ütközések során reprodukálja önmagát. Az egyes részecskék sebességének nagysága és iránya megváltozik, de valahol máshol egy másik részecske egy ütközés után épp a vizsgált részecskénk eredeti sebességének megfelelő állapotba kerül. Így a sebességeloszlás tartósan fennmarad. Ha a gáz részecskéinek mozgása a klasszikus fizika alapján tárgyalható, azaz a kvantumos effektusok elhanyagolhatók, akkor ez az egyensúlyi eloszlás az ún. Maxwell–Boltzmann-eloszlás lesz. Az asztrofizikában legtöbbször ezzel az esettel találkozunk. A leglényegesebb kivételt a fehér törpecsillagok belseje jelenti, itt lényeges szerepet kapnak az elektronok kvantumos tulajdonságai, nevezetesen a Pauli-elv. A "Forró, de nem hűl" című fejezetben ezzel a jelenséggel részletesebben foglalkozunk.

A gázokban folyó ütközési jelenségek két jellemző paramétere a szabad úthossz és a repülési idő. Az előbbi a két ütközés között átlagosan megtett utat, az utóbbi az ehhez szükséges időt jelenti. Közönséges légköri körülmények között a szabad úthossz nanométeres nagyságrendű, de a Föld felső légkörében már a kilométert is elérheti.

0.4 ábra Az egyensúly mikroszkópikus mechanizmusa

Az első ábrán a két gáztartály nincs egyensúlyban. A baloldali féltartályban több és gyorsabb molekula van. Ezért az átjáró megnyitása után a véletlenszerű mozgás következtében több részecske megy jobbra, mint balra: makroszkópikusan is észlelhető tömeg- és energiatranszport zajlik. A másik ábrán beállt az egyensúly. A gáz molekulái továbbra is áthaladnak a tartály egyik feléből a másikba, de a két irányban ugyanannyi részecske (és ugyanannyi energia) mozog. Makroszkópikusan észlelhető áramlás nincs.

Itt is érvényesül a termodinamikai törvények végrehajtási utasításokkal való felülírhatósága. Egy gázban törvényszerűen beáll az egyensúlyi eloszlás – feltéve, ha elég ütközés történik, amik az egyensúlynak megfelelően osztják el az energiát. Ha túl nagy a szabad repülési idő, vagy túl hosszú a szabad úthossz, akkor a részecskék a rendszer fennállásának ideje alatt (vagy térbeli méretén belül) egyszerűen nem tudnak elégszer ütközni ahhoz, hogy beálljon az egyensúlyi eloszlás.

A hőmérséklet statisztikus értelmezése

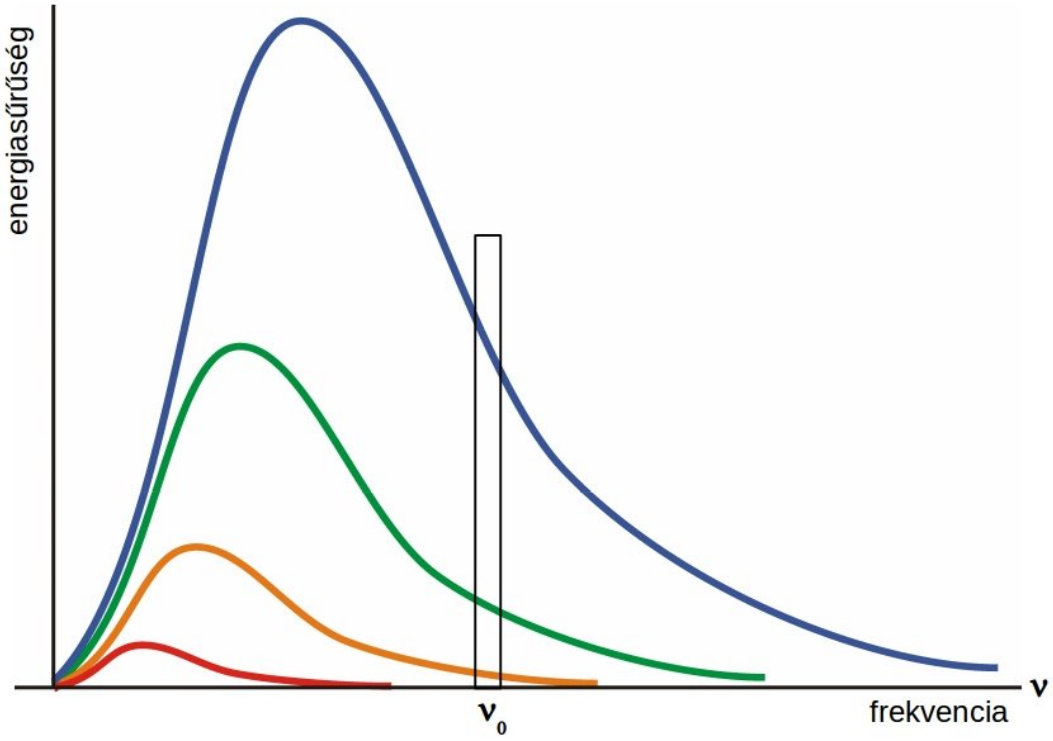
Gázban, szilárd testben vagy más sok szabadsági fokú rendszerben az egyes szabadsági fokok (általában egyes részecskék vagy egyes mozgásformák) egymással kölcsönhatva elosztják a rendelkezésre álló energiát. A klasszikus (azaz nem kvantumos) rendszerek esetén a részecskék átlagos mozgási energiája értelmezi a rendszer hőmérsékletét. Az ilyen átszámításokra használjuk a k Boltzmann-állandót az $E=kT$ képlet alapján. A csak a kvantumelmélet alapján értelmezhető viselkedésű rendszerek esetén (ilyen pl. a fehér törpe típusú csillagok anyaga) a hőmérséklet definíciója bonyolultabb, a rendszer energiája és entrópiája közti kapcsolatot leíró függvény vizsgálata alapján lehetséges.

Hőmérsékleti sugárzás

A testek részecskéik hőmozgása folytán elektromágneses sugárzást bocsátanak ki, amely megfelelő körülmények között (sokszoros újraelnyelődés) hőmérsékleti egyensúlyba kerülhet a kibocsátó testtel (az ilyen kísérletekre általában egy szilárd test belsejében levő üregben kialakuló sugárzást használják).

A hőmérsékleti sugárzás alaptörvényei viszonylag egyszerűek. A kibocsátó testtel termodinamikai egyensúlyban levő sugárzás spektruma (frekvencia szerinti eloszlása) univerzális, nem függ az anyagfajtától, és egyetlen

paraméter határozza meg: a hőmérséklet. Ez a spektrum a nevezetes Planck-eloszlás, amelynek pontos kimérése és Max Planck által adott elméleti magyarázata 1900 decemberében a kvantumelmélet forradalmának elindítója volt. A sugárzás energiasűrűsége arányos a hőmérséklet negyedik hatványával, az együttható univerzális állandókból (fénysebesség, Planck-állandó, Boltzmann-állandó) és számtényezőkből áll elő. A sugárzás nyomást is kifejt a tárgyakra, a sugárnyomás értéke az energiasűrűség egyharmada.



0.5 ábra A hőmérsékleti sugárzás Planck-eloszlása

Az ábra a hőmérsékleti sugárzás nevezetes Planck-eloszlását ábrázolja. A vízszintes tengelyen a sugárzás frekvenciája, a függőleges tengelyen az adott frekvenciához tartozó energiasűrűség szerepel. A különböző görbék a különböző hőmérsékletekhez tartozó energiaeloszlásokat mutatják be. Az egyes görbék hasonlóak, egymás kinagyított változatai. A görbék alatti terület, azaz a teljes energiasűrűség arányos a hőmérséklet negyedik hatványával (Stefan–Boltzmann-törvény). A görbe csúcsának megfelelő frekvencia arányos a hőmérséklettel (Wien-féle eltolódási törvény).

Ha biztosak vagyunk benne, hogy egy vizsgált sugárzás Planck-eloszlású, elvileg elegendő egyetlen ν_0 frekvencián (a vízszintes tengely egyetlen pontjában) megmérni a sugárzás intenzítását – ez már egyértelműen meghatározza a teljes görbét, ezzel a rendszer hőmérsékletét. Ez történt a mikrohullámú kozmikus háttérsugárzás 1965-ös felfedezésekor (Penzias és Wilson, fizikai Nobel-díj 1978). A Föld légköre a legtöbb frekvencián átlátszatlan, ezért a Planck-görbének csak egy igen kis részét (a milliméteres hullámhosszak tartományát) lehetett a Föld felszínén észlelni. Ebből már ki tudták számítani, hogy a sugárzás kb. 2,7 K hőmérsékletű Planck-eloszlásnak felel meg. Az állítás teljes bizonyításához persze az egész Planck-görbét ki kellett mérni – ezt viszont csak a légkör fölé küldött műhold teljes spektrumot végigtapogató műszerei tudták megtenni (COBE műhold, 1989, Mather és Smoot, fizikai Nobel-díj 2006).

A testek a hőmérsékleti sugárzást nemcsak kibocsátják, hanem el is nyelik. Úgy képzelhetjük el, mint a pénzt: egyensúlyban minden embernek ugyanannyi a bevétele, mint a kiadása, ezért a viszonyok stacionáriusak. Van, akinél több pénz (energia) van, másoknál meg kevesebb, de ezek az arányok időben nem változnak, és a forgalomban keringő pénz mennyisége is állandó. Ilyen körülményeket teremtve szokás mérni a hőmérsékleti sugárzást: egy zárt üreg belsejében az üreg falának egy részéről kiinduló sugárzás az üreget átszelve a fal egy másik részén elnyelődik, de a falnak az a része is pontosan annyi sugárzást bocsát ki, mint amennyit elnyel (ez az ún. részletes egyensúly). Ha egy kis lyukon kiengedjük a bent kialakult egyensúlyi sugárzás egy kis részét, megvizsgálhatjuk spektrumát.

Észrevehetjük, hogy az egyensúlyi sugárzás fenti leírásában két ágens szerepelt: a sugárzás és a fal. Ez az a pont, ahol megkérdezhetjük, miért pont fotonokból, az elektromágneses sugárzás kvantumaiból áll a hősugárzás, miért nem nehezebb részecskékből, pl. elektronokból. A válasz az, hogy állhatna akár elektronokból is, csak ahhoz jó meleget kell csinálni. Az elektron nyugalmi tömege energiára átszámítva 0,5 MeV – ha a hőmérséklet eléri azt az értéket, amikor egy szabadsági fokra ennyi energia jut, akkor a sugárzó testek elektronokat (pontosabban: a töltésmegmaradás miatt elektron–pozitron párokat) is elkezdenek kibocsátani. Igen ám, de 1 elektronvolt durván 10 ezer foknak felel meg, az elektron–pozitron pár kibocsátásához szükséges 1 MeV eszerint 10 milliárd fokot jelent. (Ilyen hőmérséklet van a legforróbb csillagok magjában.) Ha az elektron helyett más elemi részecskével végezzük el a számításokat, azok nagyobb nyugalmi tömege miatt még nagyobb értéket kapunk.

De már jóval kisebb hőmérsékleten sem lehetséges semmiféle szilárd fal! A szilárd anyagokat összetartó kötések erőssége eV nagyságrendű vagy annál kisebb, ezért a falak már néhány száz vagy legfeljebb néhány ezer fokon megolvadnak, majd elpárologson, végül plazmává disszociálnak. Nagy hőmérsékleten tehát megszűnik a „fal” és a „sugárzás” kettőssége – de megmarad a „kibocsátó” és a „sugárzás” kettőssége. Csak épp az lesz a különbség, hogy a „fal” szétszakadt atomjai egymással elkeveredve forró plazmát alkotnak, folyamatosan bocsátják ki és nyelik el a hősugárzás kvantumait. E forró plazma tehát a kibocsátó anyag és a sugárzás szétválaszthatatlan keveréke lesz, melynek energiasűrűségéből jelentős (bizonyos esetekben már döntő) részt képvisel a sugárzás. Ilyenek a viszonyok a csillagok belsejében, és ilyenek voltak mindenütt az Univerzum korai korszakában, a sugárzás lecsatolódása előtt.

Fizikai egységek és átszámítások

A könyvben a „**hőmérséklet**” szón mindig az abszolút hőmérsékletet értjük, amit a Kelvin-skálán mérünk (jele K). A Kelvin-skála nullapontja az abszolút zérus hőmérséklet (amely a harmadik főtétel szerint elérhetetlen), Celsius-skálán kifejezve ez –273 fokot jelent. A fizikában gyakran emlegetett szobahőmérséklet kb. 300 K. Köznapi skálán jelentős különbség van a Celsius- és a Kelvin-féle értékek között, de ez mindjárt jelentéktelenné válik, amikor a

Nap középpontjának 15 millió fokos vagy az óriáscsillagok közepének 10 milliárd fokos hőmérsékletéről lesz szó.

Az abszolút skála nem önkényes emberi kitaláció, a nulladik főtétel alapján matematikai eljárással egyértelműen megszerkeszthető. Nagyon szerencsés fejlemény az, hogy az empírikusan, a víz hőtágulására alapozva felállított Celsius-skéla ilyen egyszerűen átszámítható rá: csak a nullapontot kell eltolni.

A részecskefizikában egyeduralkodóként használt energiaegység az **elektronvolt** (jele eV). Ennyi energiát kap egy elektron (vagy más, egységnyi elektromos töltéssel rendelkező részecske, ha 1 Volt feszültségkülönbségen gyorsítjuk fel.

Az energia SI-egységével, a Joule-lal (jele J) kifejezve 1 eV = $1{,}6*10^{-19}$ J. Erre az átszámításra gyakorlatilag sohasem lesz szükségünk, mert minden adatot eV-ban fejezünk ki.

Az eV a kémiai átalakulások skálája. Egy elektron egy kémiai folyamat során, amikor egyik állapotból a másikba kerül, kb. 0,1–10 eV mértékű energiaváltozást szenved. A hidrogénatom ionizációjához 13,6 eV szükséges.

A magfizikai energiaskála ennél milliószor nagyobb, megaelektronvolt (MeV) nagyságrendű. A proton és a neutron kötött állapotának, a deuteronnak a kötési energiája 2,2 MeV.

A következő lépcsőfok már az elemi részecskék nyugalmi energiája. A részecskék tömege az $E=mc^2$ képlet alapján átszámítható energiára. A legkönnyebb elemi részecske, az elektron nyugalmi energiája 0,5 MeV. A proton ennél kétezerszer nehezebb, nyugalmi energiája 1 GeV (gigaelektronvolt, azaz 1 milliárd elektronvolt).

Az energia az $E=kT$ képlet alapján hőmérsékletre is átszámítható, itt k a Boltzmann-állandó ($k=1{,}4*10^{-23}$ J/K=$8{,}6*10^{-5}$ eV/K). Elegendő azt megjegyezni, hogy 1 eV kb 10000 K-nak felel meg, ennek megfelelően 1 MeV már 10 milliárd foknak és így tovább.

Erre az átszámításra olyankor van szükség, amikor azt vizsgáljuk, mi történhet adott hőmérsékleten. Az ekvipartició tétele alapján a T hőmérsékletű rendszerben a hőmérsékleti sugárzás egy fotonjának energiája átlagosan kT. Az ennél kisebb kötési energiájú rendszereket így ezek a fotonok már szét tudják bontani.

Fordítva, az elegendően nagy energiájú fotonok részecske–antirészecske párokat tudnak kelteni. Egy elektron–pozitron pár energiája 1 MeV, az ilyenek keltéséhez tehát 1 MeV-es fotonok, így kb. 10 milliárd fok hőmérséklet szükséges.

Ajánlott néznivaló és irodalom:

„Az atomoktól a csillagokig” sorozat előadásai:

Patkós András: Entrópia: kulcs a Világegyetem szerkezetéhez? (2008.10.09.) Videofelvétel.

Sasvári László: Fázisátalakulások, avagy az anyag ezer arca (2016.12.08.) Videofelvétel és az előadás prezentációs anyaga.

Könyvek, jegyzetek:

Geszti Tamás: Termodinamika. Jegyzet. http://geszti.web.elte.hu/

Fényes Imre: Termosztatika és termodinamika. Műszaki Kiadó, 1968.

1 – Langyosból forró

Köztudott, hogy a csillagok ritka és hideg gázfelhők összesűrűsödésével jönnek létre. A végeredmény egy forró gázgömb. Azonnal felmerül a kérdés: nem mond-e ez ellent a termodinamika második főtételének, mely szerint egy langyos objektumból spontán módon, külső beavatkozás nélkül nem lesz meleg objektum. Igen kényelmes lenne, ha – az első főtételt, azaz az energiamegmaradás szabályát betartva – a testek energiatartalma spontán módon (azaz mindenféle energiafogyasztó gáztűzhely és hűtőgép közbeavatkozása nélkül) úgy csoportosulna át, hogy egy langyos szobában magától megjelenne a forró ebéd és a hideg ital... De ilyesmit nem szoktunk tapasztalni – az idevágó tapasztalatokat foglalja össze általános formában a második főtétel.

Kérdésünk tehát, aminek ebben a fejezetben megpróbálunk utánajárni:

Hogyan lesz a langyos gázfelhőből forró csillag, és nem mond-e ez ellent a termodinamika második főtételének?

Természetesen azt is szeretnénk megmagyarázni, hogy a csillagok ilyen jellegű bűvészmutatványa ellenére miért nem lehet hasonló jelenségeket észlelni a köznapi életben.

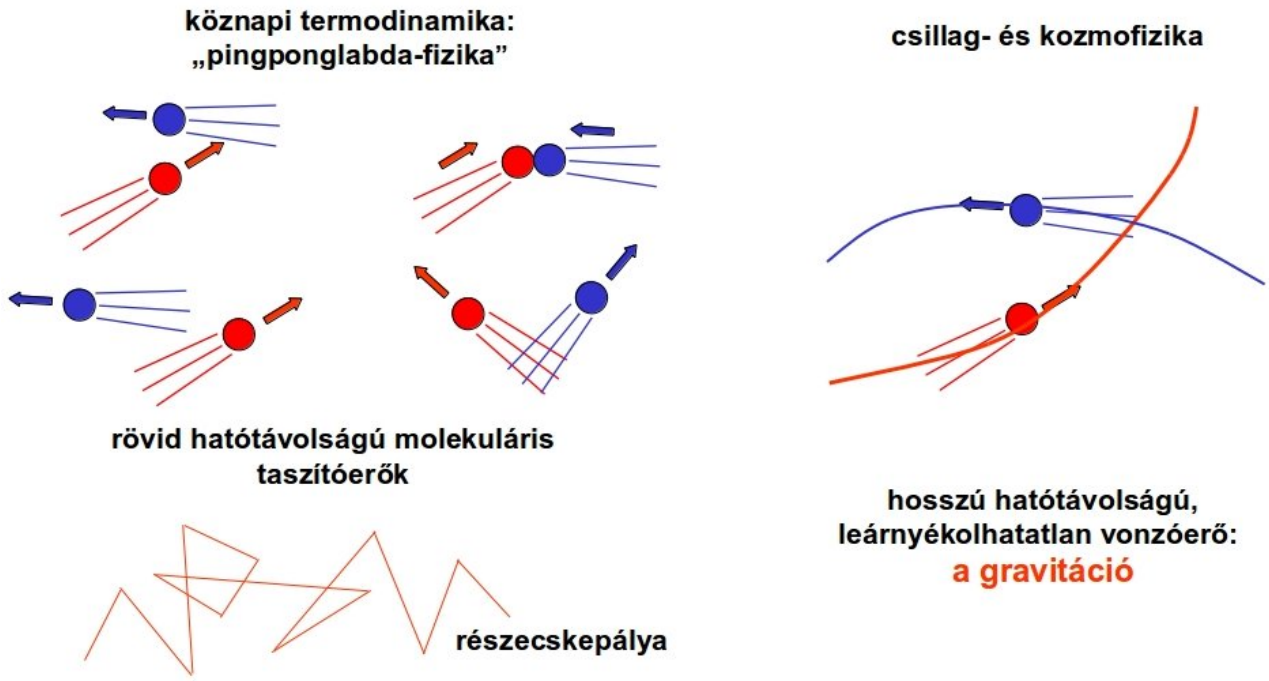
Színre lép a gravitáció

A csillagok kialakulásánál a legfontosabb tényező, ami a termodinamika alapjául szolgáló köznapi tapasztalatok esetében nem számottevő, ezért nem is szokás figyelembe venni, a gravitáció döntő szerepe. A gázfelhőket a gravitáció húzza össze, ezért alaposabban meg kell vizsgálnunk a gravitáló rendszerek energiaviszonyait.

A termodinamika a köznapi testek, elsősorban a gázok vizsgálata során összegyűjtött tapasztalatokból alakult ki. Ezekben a rendszerekben rövid hatótávolságú molekuláris taszítóerők működnek, amelyek hatására az egymásnak ütköző molekulák visszapattannak egymásról – ilyen folyamatok hatűsára alakul ki a termodinamikai egyensúly. Ezzel szemben a gravitáció hosszú hatótávolságú, univerzális, leárnyékolhatatlan vonzóerő. Ezért egy gravitáló rendszer (azaz egy olyan, elegendően nagy rendszer, ahol az egyéb erők mellett már a gravitáció hatásait is figyelembe kell vennünk) egyensúlyi állapota és az azt kialakító dinamikai folyamatok is várhatóan különböznek az egyszerű laboratóriumi rendszerekben tapasztaltaktól.

A gravitáció nagyon gyenge erőhatás. Aki már esett hanyatt, biztosan megkérdőjelezi ezt az állítást. De a hanyatteséskor tapasztalt erőteljes erőhatás pusztán annak következménye, hogy ilyenkor nagyon sok részecske együttes mozgását tapasztaljuk. Ha elemi rendszereket vizsgálunk, pl. két elektront, egészen mást vehetünk észre. Két elektron közt egyszerre hat a

gravitációs vonzóerő és az elektromos taszítóerő. Mindkettő fordítva arányos a távolság négyzetével. E két erő nagyságának hányadosa tehát független lesz a távolságtól. Nos ez a hányados kerekítve 10^{42}, azaz az elektromos taszítóerő 42 nagyságrenddel erősebb a gravitációs vonzóerőnél. Ezért a gravitációs hatásokat csak akkor vesszük észre, ha nagyon sok részecske együttesét vizsgáljuk. A közönséges laboratóriumi gázkísérletekben a gravitációt nyugodtan elhanyagolhatjuk. Döntő szerephez jut azonban a csillagok kialakulásában szereplő gázfelhők méretskáláján.



1.1 ábra Közönséges és gravitációs "ütközési" folyamatok

A köznapi termodinamikai folyamatok során a gáz részecskéi két ütközés között lényegében kölcsönhatás nélkül, állandó sebességű egyenes pályán mozognak. Az ütközések azonban igen gyakoriak, így egy-egy részecske pályája bonyolult cikkcakkos vonal lesz. A gyakori ütközések során zajlik le a részecskék közti energiacsere, amely elvezet a termodinamikai egyensúly kialakulásához. Ilyen elemi folyamatokon alapuló jelenségek vizsgálatára épült fel a 19. században a klasszikus termodinamika. A messzire ható, árnyékolhatatlan gravitációs kölcsönhatás következtében a részecskék görbült pályákon mozognak, és folyamatosan zajlik az energiacsere. Várható, hogy az ennyire eltérő elemi jelenségek makroszkópikus megnyilvánulásai is mások lesznek, ezért a gravitáló rendszerek termodinamikája a Földön megszokottól eltérő lesz.

Első lépésként azonban vissza kell lépnünk messze az első csillagok születése előtti korszakba. A Nagy Bumm után kb. 360 ezer évvel kezdődött az „atomkorszak” – az Univerzumban korábban ugyanis egyáltalán nem voltak atomok.

Az atom pozitív és negatív töltésű részecskék (atommag és elektronok) kötött állapota, amelyet elektromos erők kötnek össze. Szerkezete a klasszikus fizika alapján nem érthető meg, magyarázatára csak a kvantumelmélet képes. Számunkra pillanatnyilag az a megállapítás fontos, hogy egy atom elektronja határozott kötési energiával rendelkezik. Ha ezt az energiát valamilyen módon

(legtöbbször az elektromágneses sugárzás egy kvantumja, egy foton elnyeletésével) közöljük vele, akkor kiszakad kötött állapotából, és eltávozik a végtelenbe.

A Nagy Bumm után az anyag igen forró volt, és ahogy az Univerzum egyre tágult, az anyag hőmérséklete fokozatosan csökkent. Az anyag kezdetben homogén volt, ez azt jelenti, hogy egy adott pillanatban összetétele, sűrűsége, nyomása és hőmérséklete a tér minden pontjában azonos volt. Ez egy igen egyszerű világ: leírásához nem kell foglalkoznunk a mennyiségek térbeli eloszlásával, az előforduló struktúrákkal (mert ilyenek nincsenek), csak a fenti néhány paramétert kell megadnunk az idő függvényében. A részleteket lásd „Az ősi tűzgömb” című fejezetben.

A forró anyag plazmaállapotú. A plazma atommagok és elektronok kifelé semleges keveréke, de a pozitív és negatív részecskék nem alkotnak elkülönült kötött állapotokat, atomokat, hanem egymástól függetlenül száguldoznak a térben. Ha véletlenül létre is jönne egy atommag és egy elektron kötött állapota, egy atom (ennek kialakulásakor a rendszer kibocsátja a kötési energiát elvivő fotont), hamarosan szétesne. A forró gáz ugyanis tele van a hőmérsékleti sugárzás fotonjaival, amelyek ilyen nagy hőmérsékleten nagyobb energiájúak, mint az atom kötési energiája. Így a véletlenül létrejött atom hamarosan találkozik egy olyan fotonnal, amelynek energiája elegendő a kötés felszakításához. Rázkódó vonaton nem lehet kártyavárat építeni.

Az Univerzum azonban tágul és hül. Egy idő után elérkezik ahhoz az állapothoz, amikor a hőmérséklet, azaz egy átlagos foton energiája a létrehozható atomok (lényegében hidrogén- és héliumatomok) kötési energiája alá csökken. Ekkor a véletlenszerűen létrejövő atomok már életben maradnak. Hamarosan a teljes plazma atomokból álló gázzá változik (ennek a folyamatnak a neve rekombináció, de ebben az esetben a „re-”, azaz „újra-” előtag használata felesleges, hiszen a részecskék korábban sohasem voltak atomos állapotban).
A hidrogén- és héliumgáz átlátszó, ezt mindnyájan tudjuk a kémiaórákról. Az is érthető, hogy miért. Az atomokban az elektronok csak meghatározott energiájú állapotokban létezhetnek, és csak olyan fotonokat tudnak elnyelni, amelyek energiája épp egyenlő két ilyen energiaszint energiakülönbségével. (Ekkor az elektron felugrik a felső energiaszintre.) A fotonok legnagyobb része nem ilyen tulajdonságú, ezért kölcsönhatás nélkül áthalad a gáz atomjain. Ezért a rekombináció, az Univerzum történetének ez a nevezetes pillanata (természetesen nem egy matematikai pillanatról beszélünk, hanem egy néhány tízezer éves átmeneti korszakról – de ez a későbbi „csillagászati” időtartamokhoz képest valóban csak egy pillanat) egyben az Univerzum átlátszóvá válásának pillanata is. Másképp is mondhatjuk: a fotonok, amelyek korábban termikus egyensúlyban voltak a plazma töltött részecskéivel, ettől kezdve nem hatnak kölcsön az atomos anyaggal – ez a pillanat egyben a fotonok „lecsatolódásának” pillanata is. Innentől kezdve a fotongáz saját termodinamikai törvényei szerint tágul és hűl, míg ma a kozmikus háttérsugárzás formájában látjuk viszont. A COBE, a WMAP és a Planck űrszonda által a kozmikus háttérsugárzásról, ennek eloszlásáról készített térkép nem más, mint a még egyensúlyban levő plazma és a sugárzás utolsó közös pillanatáról készült „selfie”.

A frissen létrejött, homogén eloszlású gáz egyik fontos tulajdonsága, hogy gravitációsan instabil. Ha az atomok és molekulák rohangálása során valahol véletlenszerűen létrejön egy kicsit sűrűbb tartomány, az gravitációja folytán a környezetből újabb atomokat és molekulákat vonz magához, így még sűrűbb lesz. A véletlenszerűen kialakuló ritkább tartományok pedig gyengébb gravitációs erejük miatt nem tudják visszatartani a sűrűbb tartományok által belőlük elvonzott részecskéket, így még ritkábbak lesznek. Ahogy a Biblia mondja: „Akinek van, annak még több adatik, akinek nincs, attól még az is elvetetik, amije van.” A gravitáció pozitív visszacsatolást hoz létre, így a kezdeti kicsiny egyenetlenségek, fluktuációk felerősödnek. A folyamat végeredménye az, hogy viszonylag kicsiny, ám sűrű tartományok jönnek létre, köztük pedig sokkal nagyobb, lényegében üres térségek. Rögtön hozzátehetjük, hogy e sűrűbb gázfelhők belsejében a folyamat megismétlődik, a felhő tovább fragmentálódik egyre kisebb részekre. Íme a galaxisok és a galaxisközi üres tér, illetve a galaxisokon belül a csillagok kialakulásának első lépései!

Ez nagyon rokonszenves elképzelés, de felmerül néhány kérdés. Miért nem történik meg mindez még sokkal korábban, amikor az anyag még plazmaállapotban van? És mennyi idő szükséges ahhoz, hogy a (statisztikus fizika által kielégítően leírható) fluktuációkból létrejöjjön a mai galaxistérkép? Vajon a fluktuációk által létrehozott „csomók” mérete és tömege megfelel-e az észlelhető galaxisokénak, a végső kis csomóké pedig a csillagokénak?

Az első kérdésre megnyugtató válaszunk van. Ha a plazmában jönnek létre véletlenszerű sűrűségfluktuációk, akkor a pozitív és a negatív töltések közt olyan erők lépnek fel, amelyek visszatérítik az anyagot az eredeti egyenletes eloszláshoz, azaz kiegyenlítik a különbségeket. Más szóval míg a gravitáció pozitív visszacsatolással jár, a plazmában az elektromos és mágneses erők negatív visszacsatolást okoznak. És mivel az elektromágneses kölcsönhatás sok nagyságrenddel erősebb, mint a gravitációs, az előbbi győz, a plazma kisimul.
A másik két kérdés sokkal több zavart okoz. Amikor megpróbálták számítógéppel szimulálni a kezdetben homogén gáz gravitációs instabilitását, kiderült, hogy valóban létrejönnek a galaxisokra emlékeztető sűrű felhők – ám ennek a folyamatnak a karakterisztikus ideje kb. 100 milliárd év. Az Univerzum azonban csak 13,8 milliárd éves! A fenti forgatókönyv szerint tehát még nem kellett volna létrejönniük a galaxisoknak... Márpedig itt vannak. Sőt a mélyűrről (és ezzel a távoli múltról) készült legújabb csillagászati felvételek szerint már kb. egymilliárd évvel a Nagy Bumm után is léteztek galaxisok. (További gondot jelent, hogy a szimulációk általában nem a megfelelő méretű, tömegű és eloszlású galaxisokhoz vezetnek.)

Így vált a galaxisképződés kérdése a modern csillagászat egyik legnagyobb rejtélyévé, amira az utóbbi évtizedekben több érdekes megoldást vetettek fel. Mi azonban most nem ezt a nyomot követjük, hanem annak a termodinamikai problémának eredünk nyomába, ami a galaxisképződés egyszerű modelljének, a gravitációs instabilitásnak fenti, remélhetőleg eléggé hihető leírása során talán fel sem tűnt az olvasónak.

Az atomos gáz kezdetben homogén volt. Nyomása, sűrűsége, hőmérséklete mindenhol egyforma volt. Ilyennek képzeljük a termodinamikai egyensúly

beállta utáni állapotokat, a „hőhalált”. A gravitációs instabilitás azonban sűrű (és meleg), valamint ritka (és hideg) tartományokra tördelte a kezdetben homogén gázt. Mit szól ehhez a termodinamika második főtétele?

Láthatjuk, hogy ez a probléma hasonlít a csillagok létrejöttével kapcsolatos, korábban feltett kérdéshez. És az is látszik, hogy a közönséges „földi” fizikához képest a különbséget megint egy új ágens, a gravitáció jelenléte okozza.

A legegyszerűbb gáz

Illuszrációként vizsgáljuk meg a legegyszerűbb, két atomból álló, gravitációsan kötött „gázt”! Másként szólva: két, egymás gravitációs hatására kötött állapotba került pontszerű részecskét. Ilyeneket ismerünk a klasszikus fizikából: ilyen pl. a Föld–Hold-rendszer (ha a Naprendszer többi testjének gravitációs hatásától eltekintünk). Modellünk még ennél is egyszerűbb, hiszen a két alkotórész tömegét egyformának tételezzük fel.

Tudjuk, hogy ez a „kéttest-probléma” visszavezethető az „egytest-problémára”: egy rögzített centrum körüli mozgás vizsgálatára. Az egyszerűség kedvéért most ezzel foglalkozunk. Sőt további egyszerűsítésként nem ellipszis-, hanem körpályán való keringést tételezünk fel.

(Most néhány képlet következik. Elnézést. Akit zavar, átugorhatja őket, az eredményt a végén szóban és egyetlen képletben is összefoglaljuk.)

Mi a körpályán keringés feltétele? Az, hogy mv^2/R centripetális erő hasson a körpályán mozgó testre, ahol m a test tömege, v a pályamenti sebesség, R a körpálya sugara. Ezt sokféleképp lehet biztosítani, pl. egy madzaggal, amin a testet pörgetjük. Esetünkben viszont ezt az erőt egy másik, M tömegű test által kifejtett gravitációs erő adja, ennek nagysága GMm/R^2, ahol G a Newton-féle univerzális gravitációs állandó. A két erőt egyenlővé téve, és m-mel egyszerűsítve ezt kapjuk:

$$mv^2/R=GMm/R^2$$

azaz

$$v^2R=GM$$

(ebből az összefüggésből könnyen levezethető Kepler harmadik törvénye, ami a pályasugarak és a keringési idők közti összefüggést írja le).

Foglalkozzunk most a rendszer energiaviszonyaival. A keringő test energiája két részből áll, a $K=mv^2/2$ mozgási energiából és a sugártól függő $V(R)$ gravitációs potenciális energiából.

Megjegyezzük, hogy ez az potenciális energia – mint szabaddá tehető részecskék minden kötött állapota esetén – mindig negatív. Az energia (szabadon választható) nulla szintjét ugyanis ott vesszük fel, ahol az egyes részecskék egymástól végtelen távolságban, az egymással való kölcsönhatás hiányában mozognak. Ha „megengedjük” a kölcsönhatásnak, hogy az alkotórészekből összerakja a kötött állapotot, akkor a kölcsönhatási erők

munkát fognak végezni. Az energiamegmaradás miatt az e munka során kapott energiát el kell távolítani a rendszerből, ami a legegyszerűbben sugárzás útján lehetséges. Ezért a maradék rendszer energiája negatív lesz. Fordítva is elképzelhetjük: ha a létező összetett rendszerből indulunk ki, amelyet vonzóerők tartanak össze, és szét akarjuk szedni, részecskéit egyenként eltávolítva a végtelenbe – ehhez munkát kell befektetnünk a vonzóerőkkel szemben. A rendszert teljesen szétszedve jutunk a (definíció szerint) nulla energiájú állapotba. Az ehhez szükséges energia negatív előjellel az eredeti kötött rendszer energiája. A fenti két definíció természetesen ekvivalens, és ugyanahhoz az energiaértékhez vezet, amit a kötött állapot „kötési energiájának” nevezünk.

Ha sikerül képletet is találnunk a potenciális energia helyfüggésére, ennek deriváltjaként megkaphatjuk a vonzóerő képletét. És megfordítva: a vonzóerő ismeretében megkereshetjük a potenciális energia képletét.

A gravitáció esetében azt kapjuk, hogy az M tömegű testtől R távolságban mozgó m tömegű test potenciális energiája $V(R)=-GMm/R$ lesz.

A keringő test teljes energiája tehát

$$E=K+V= mv^2/2-GMm/R$$

Vegyük most figyelembe a korábban a körpályán keringés feltételeként levezetett $mv^2/R=GMm/R^2$ egyenlőséget, illetve az ebből következő $2mv^2/2=GMm/R$ összefüggést. Azt a rend*kívül egyszerű eredményt kaptuk tehát, hogy gravitációs körpálya esetén a* V potenciális energia nagysága épp kétszerese a mozgási energiának, de értéke negatív:

$$V=-2K$$

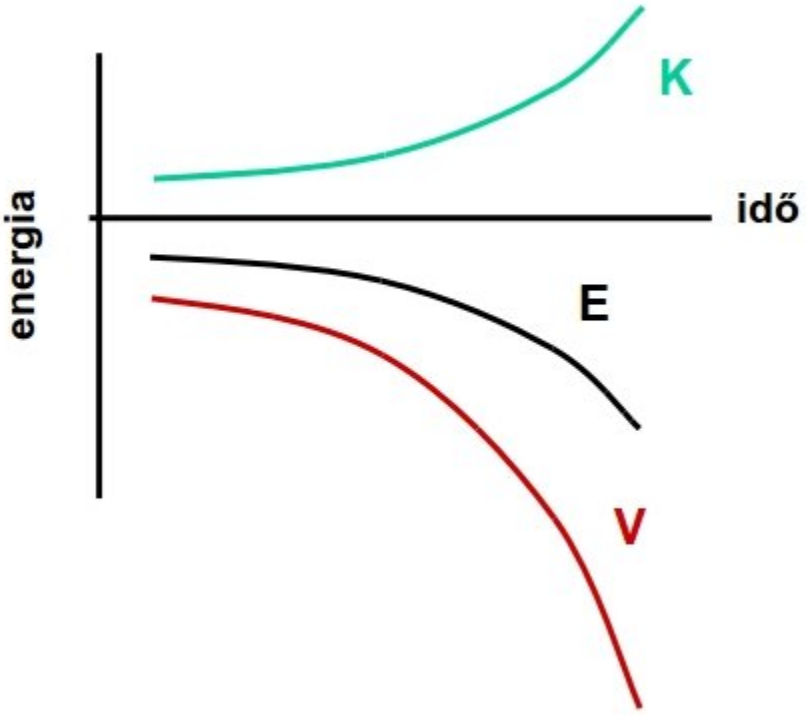
Visszahelyettesítve a teljes energia képletébe:

$$E=K+V=K-2K=-K$$

(Számolás és képletek vége! Összefoglalásuk a következő mondatban.)

A gravitációs térben körpályán keringő test teljes energiája tehát negatív, és nagysága megegyezik a test mozgási energiájával, illetve a potenciális energia felével: $E=-K=V/2$. Ennek a nagyon egyszerű összefüggésnek érdekes fizikai következményei vannak.

Képzeljünk el egy műholdat, amely körpályán kering a Föld közül. Nem sikerült elegendően magasra felbocsátani, ezért a keringés magasságában még számottevő a légkör súrlódása. A súrlódás csökkenti a (negatív) E energiát – ennek következtében a $-E$-vel egyenlő (pozitív) K mozgási energia növekszik, azaz a műhold gyorsabban kering (igaz, hogy alacsonyabb pályán). Ez az a furcsa eset, amikor (a földi tapasztalatokkal ellentétben) a súrlódás nem lassítja, hanem gyorsítja a test mozgását.



1.2 ábra Viriál-tétel

A súrlódó műhold teljes energiájának (E), gravitációs potenciális energiájának (V) és mozgási energiájának (K) változása az idő függvényében

Azt is láthatjuk, hogy a –2*K*-val egyenlő (negatív) *V* potenciális energia még negatívabb lesz – ez csak úgy lehetséges, hogy az *R* pályasugár csökken. A műhold tehát közelebb jön a Földhöz, és gyorsabban mozog. A Földhöz közelebb azonban sűrűbb a légkör, nagyobb a súrlódás, a leírt események fokozott mértékben ismétlődnek. A gravitáció itt is pozitív visszacsatolási hurkot indított be. A műhold állandóan növekvő sebességgel egyre mélyebbre hatol a légkörbe, míg végül elég (vagy – elegendően nagy objektum esetén – egyes darabjai lezuhannak a Földre, remélhetőleg nem lakott területre).

Hasonló jelenségek nemcsak külső súrlódási erő hatására, hanem egy űrhajó saját manőverezése során is előfordulhatnak. Ha egy Föld körül keringő űrhajó pilótája gyorsítani akar, ezért bekapcsolja a hátsó rakétákat, ezzel növeli az űrhajó energiáját – de képleteink szerint csökkenti mozgási energiáját, más szóval lassít. Eközben az űrhajó magasabb pályára áll. És fordítva: az űrhajó orrán levő fékezőrakéták bekapcsolása alacsonyabb pályára visz, de növeli a sebességet. (Természetesen a valódi űrhajók pilótáit és vezérlő elektronikáját kiokosítják e témában, tehát nem fordulhat elő, hogy a lassítani kívánó pilóta véletlenül felgyorsítja az űrhajót.)

Ezt a furcsa viselkedést már a bolygók naprendszerbeli mozgásainak részleteit tanulmányozó 18. századi tudósok is ismerték, és égimechanikai paradoxonnak nevezték el. Végső oka a gravitáció vonzó jellege, és ebből következően a gravitációs potenciális energia negatív volta.

Egy kicsit bonyolultabb gáz

Képzeljünk el most kettő helyett sok részecskét, amint egymás gravitációs hatása alatt kötött állapotban mozognak (a kötött állapot kritériuma az, hogy az összenergia negatív legyen). A mozgás nagyon bonyolult lesz, elméletileg nem is tudjuk leírni, csak számítógépes szimulációban követve az egyes testek mozgását, pillanatnyi elhelyezkedését, és ennek következtében egymásra kifejtett erőhatását. A rendszer teljes energiája most is a mozgási és a gravitációs potenciális energia összege. A mozgási energia az egyes testek $mv^2/2$ mozgási energiáinak összege. Az egyes testek sebessége azonban most nem azonos, és időben nem is állandó, mint az előző nagyon egyszerű példában. A gravitációs potenciális energia esete még bonyolultabb: most minden részecskepárra képeznünk kell a $-Gm_1m_2/R_{12}$ értékeket, ahol m_1 és m_2 a két éppen vizsgált részecske tömege, R_{12} pedig e két test pillanatnyi távolsága (ami gyorsan változik az idő múlásával), és az így kapott potenciális energiákat mind össze kell adnunk. Az eredmény nagyon bonyolult kifejezés lesz, és úgy gondolhatjuk, hogy nem is mondhatunk róla semmi általánosan igaz állítást. Valóban ez a helyzet, de meglepő módon mégis általánosan érvényes megállapítás tehető a mozgási és potenciális energiák időbeli átlagáról. (Az időbeli átlagot úgy kell képezni, hogy megfigyeljük a rendszerre jellemző periódusidőket – a Naprendszer belső bolygói esetén ez néhány éves nagyságrendet jelent –, és ennél sokkal hosszabb ideig sokszor feljegyezzük a teljes mozgási és a teljes potenciális energia értékét, majd az összegeket elosztjuk a megfigyelés idejével.) A matematikai bizonyítás bonyolult, de az eredmény megdöbbentően egyszerű, és megegyezik a primitív, két atomból álló „gáz” esetén érvényes képlettel:

$$V=-2K=2E$$

ahol a V és K értékek most a potenciális, illetve a mozgási energia időbeli átlagát jelentik (a teljes E energia állandó, azt nem kell átlagolni). Ez a nevezetes matematikai eredmény viriál-tétel néven ismert. (Esetleg nem is olyan ismert... Kedves olvasó, az energia- és impulzus-megmaradás tételéről már bizonyára sokat hallott, de a klasszikus mechanikának ezekhez hasonló fontosságú eredményéről, a viriál-tételről bizonyára most hall először. A viriál-tételt egyébként ugyanaz a Rudolf Clausius bizonyította be, akinek az entrópia fogalmát is köszönhetjük.) A következőkben a viriál-tétel segítségével tanulmányozzuk az összehúzódó gázfelhő energetikai viszonyait.

Hőmérsékleti sugárzás

Van még egy nagy különbség a termodinamika kidolgozása során vizsgált jelenségek és az űrben mozgó gázfelhő termodinamikája között, ez pedig a hőmérsékleti sugárzás hatásainak figyelembe vétele. Bár minden test bocsát ki hőmérsékleti sugárzást, normál (azaz a Földön megszokott) körülmények között ennek energetikai hatása általában elhanyagolható. Csúnyán nézett volna a középiskolai fizikatanár, ha a 2 liter 20 fokos és a fél liter 80 fokos víz összekeveréséről szóló feladatban megpróbáltuk volna figyelembe venni a kibocsátott hőmérsékleti sugárzás miatti energiaveszteséget... Az űrbeli

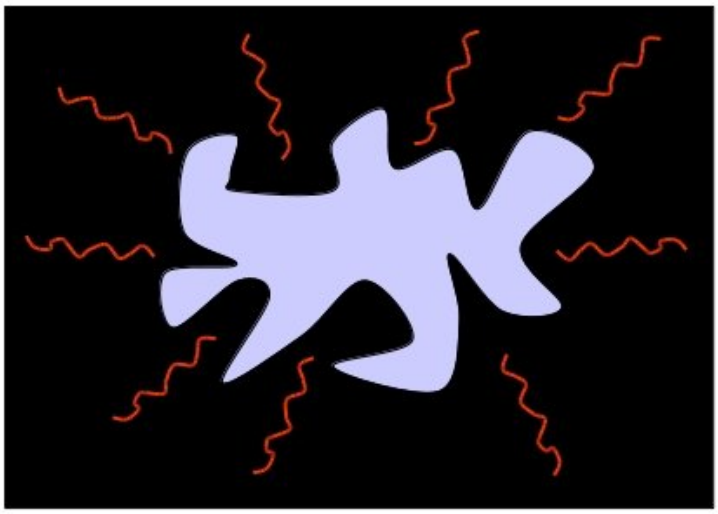
körülmények között viszont, ahol a hőátadás más formái, a hőáramlás és a hővezetés nem jönnek szóba, a hősugárzás szerepe jelentőssé válik. Amikor az anyag plazmává válik, akkor pedig egyenesen döntő jelentőségűvé válik. A plazmában „csupasz”, atomba nem kötött elektromos töltések mozognak, a klasszikus elektrodinamika szerint viszont a gyorsuló töltések elektromágneses sugárzást bocsátanak ki. A kozmikus plazmák esetén tehát mindig meg kell vizsgálni a sugárzás hozzájárulását az energiasűrűséghez és az energiamérleghez.

A hőmérsékleti sugárzás alaptörvényei viszonylag egyszerűek, ezeket a bevezető fejezetben áttekintettük. Láttuk, hogy nagy hőmérsékleten megszűnik a „fal” és a „sugárzás” kettőssége – de megmarad a „kibocsátó” és a „sugárzás” kettőssége. A forró plazma tehát a kibocsátó anyag és a sugárzás szétválaszthatatlan keveréke lesz, melynek energiasűrűségéből jelentős (bizonyos esetekben már döntő) részt képvisel a sugárzás. Ilyenek a viszonyok a csillagok belsejében, és ilyenek voltak mindenütt az Univerzum korai korszakában, a sugárzás lecsatolódása előtt. A csillagképződés végső fázisában a csillaggá váló gázfelhő belsejében is hasonló körülmények uralkodnak. A csillagképződés kezdő fázisában azonban még csak közönséges, nem plazmává vált gáz tulajdonságait és sugárzását kell vizsgálnunk. Ezt az analízist a 19. század végén Lord Kelvin fizikus és James Jeans csillagász végezte el, nyomon követve a csillagképződéshez vezető eseményeket.

Nyílt rendszer a hideg űrben

A viriáltételről szóló alfejezetben azt tételeztük fel, hogy az egymás gravitációs terében mozgó részecskékből álló kötött rendszer teljes energiája állandó. Ez viszont nem pontosan igaz, hiszen a rendszer (még az igen hideg gáz is) hősugárzást bocsát ki. E sugárzás egy része elnyelődik a felhő külső rétegeiben, a felszín közeléből kibocsátott sugárzás viszont akadálytalanul eltávozik a végtelenbe. Ezzel viszont a gravitáló gázfelhők egy újabb fontos tulajdonságát fedeztük fel: nem alkotnak termodinamikailag zárt rendszert. Nyílt rendszerek, abban az értelemben, hogy – hősugárzásukon keresztül – kapcsolatban állnak az Univerzum távoli tartományaival, ahonnan praktikusan soha nem kapnak visszacsatolást, ezért nem kerülhetnek vele termodinamikai egyensúlyba (lásd a törvények apróbetűs Végrehajtási utasítását). Ettől kezdve viszont gyanakodva kell fogadnunk minden olyan termodinamikai érvet és „bizonyítást”, ami a zárt rendszerek termodinamikai törvényein alapul.

A gázfelhő természetesen kívülről is kap sugárzást, ami más objektumokból – pl. csillagokból vagy más gázfelhőkből – származik. Ez azonban általában elhanyagolható az általa kibocsátott sugárzáshoz képest. Ez annak az egyáltalán nem magától értetődő ténynek a következménye, hogy éjszaka sötét van, azaz az égbolt nagy része hideg és sötét (lásd az Olbers-paradoxonról szóló fejezetet: „Az éjszaka sötétje”).



1.3 ábra Sugárzó gázfelhő

A saját gravitációja hatására összehúzódó gázfelhő nyílt rendszer. Kibocsátott hősugárzása eltávozik a hideg világűrbe. A kintről érkező, a felhő által elnyelt sugárzás mennyisége ehhez képest elhanyagolható.

A gázfelhő természetesen kívülről is kap sugárzást, ami más objektumokból – pl. csillagokból vagy más gázfelhőkből – származik. Ez azonban általában elhanyagolható az általa kibocsátott sugárzáshoz képest. Ez annak az egyáltalán nem magától értetődő ténynek a következménye, hogy éjszaka sötét van, azaz az égbolt nagy része hideg és sötét (lásd az Olbers-paradoxonról szóló fejezetet: „Az éjszaka sötétje”).

Ritkán előfordulnak olyan körülmények is, amikor a vizsgált rendszer által sugárzás formájában kapott energia mennyisége meghaladja az általa kisugárzott értéket. Pl. amikor egy csillag egy forró, kiterjedt gázfelhő „öblében” kezd kialakulni, és minden irányból fürdeti a környező felhő sugárzása. Vizsgált rendszerünk ilyenkor is nyílt, csak bruttó energiamérlege a megszokottól eltérően nem negatív, hanem pozitív. Ilyen esetekben alaposan felborul a szokásos viszonyokon alapuló termodinamikai okoskodás.

Húzódj össze melegedni!

Kövessük a környezetéből kiszakadt, negatív összenergiájú, tehát kötött gázfelhő mechanikai és termodinamikai történetét! A felhő életének kezdeti szakaszában még viszonylag hideg, nem kell számolni a kisugárzott hőenergiával. Hamarosan kialakul a belső egyensúly, amely egyrészt a viriál-tétellel, másrészt a hőmérséklet fogalmával írható le (az utóbbi az átlagos mozgási eneriával egyenlő). Az átlagos mozgási és potenciális energiákra fennáll a viriál-tétel:

$$V=-2K=2E.$$

A felhő – ha kismértékben is – veszít energiájából a hősugárzás útján. Ezt úgy vehetjük figyelembe, hogy a fenti képletben a (negatív értékű) E összenergia lassan csökken, azaz még negatívabb lesz. Eközben feltételezzük, hogy a viriál-tétel kifejezte egyensúly minden pillanatban fennáll (ez az adiabatikus feltevés: a rendszer gyorsan alkalmazkodik a lassan változó feltételekhez).

Az *E* energia csökkenésének két következménye lesz: egyrészt vele együtt csökken a (szintén negatív értékű) *V* átlagos potenciális energia. Mivel ez –1/*R* alakú tagok összege, a csökkenés legegyszerűbben úgy valósítható meg, hogy minden *R* érték (az egyes tömegpontok távolságai) csökkennek, a rendszert alkotó részecskék „közelebb húzódnak” egymáshoz, ezzel az egész gázfelhő mérete is csökken. A másik következmény a *K* mozgási energia növekedése: a részecskék mozgása gyorsabb lesz. Mivel a szabadsági fokok száma nem változott, az egy szabadsági fokra jutó mozgási energia, azaz a hőmérséklet megnőtt.

Felismerhetjük a szoros analógiát a Föld légkörében súrlódó műholddal: ott a súrlódás, itt a hősugárzás vette el az összenergia egy részét, ennek a következménye volt a műhold felgyorsulása és a pálya összehúzódása.

A régi, jól ismert égimechanikai paradoxont a fentiek fényében egy termodinamikai paradoxonná fogalmazhatjuk át: a kialakuló csillag, az összehúzódó gázfelhő hősugárzást bocsát ki, de ennek következtében nem hidegebb, hanem melegebb lesz. Az iskolai termodinamika nyelvén kifejezve: a rendszernek negatív fajhője van!

A szokásos testek hő kibocsátása következtében lehűlnek, hő felvételére felmelegszenek. A fajhő fogalma azt fejezi ki, mennyi hőt kell a rendszerrel közölnünk ahhoz, hogy hőmérséklete egy egységgel emelkedjen. Látjuk, hogy vizsgált rendszerünktől hőt kell elvonnunk (pontosabban: leadja azt ő magától is, hősugárzás formájában) ahhoz, hogy hőmérséklete emelkedjen. Akárhogy is forgatjuk, a rendszer fajhője negatív.

Nem egyedülálló tulajdonság ez a fizikában (főleg az asztrofizikában). Sokszor fellép, amikor a termodinamika és a gravitáció randevúzik. Könyvünk egy későbbi fejezetében, amely a fekete lyukakról szól, látni fogjuk, hogy a Hawking-sugárzást kibocsátó fekete lyuk energiájának és hőmérsékletének változása között hasonló kapcsolat tapasztalható.

A fenti leírásban az egész folyamatot megindító „ősok” a rendszer hősugárzása volt, az összehúzódás és a felmelegedés ennek a következménye. De ha átrendezzük a viriál-tételt kifejező összefüggést, másképp is elmondhatjuk ugyanezt.

$$K = -E = -V/2.$$

Ez az egyenlet megegyezik a korábbival, csak átrendeztük. Gondoljuk most így végig az eseményeket: első lépésként a gravitáció elkezdi összehúzni a rendszert, az *R* távolságértékek csökkennek, ezért a *V* potenciális energia még negatívabb lesz. A „felszabaduló” gravitációs energiával két dolog történik: pontosan a fele növeli a rendszer mozgási energiáját, azaz a hőmérsékletet. A

másik fele viszont csökkenti a rendszer összenergiáját. Ezt csak egy módon teheti: hősugárzás formájában távozik a rendszerből.

A kétféle leírás ekvivalens, kvalitatív érvelések során mindkettőt használhatjuk. Természetesen nincs „ősok”, kezdeti lépés: a folyamatok párhuzamosan zajlanak le.

Vegyük észre, hogy a leírt jelenségsor következtében a felhő melegebb lett. Ezzel viszont erősebb hősugárzás jár. A kibocsátott hősugárzás mennyisége két dologtól függ: a külső rétegek hőmérsékletétől, ennek negyedik hatványával arányos a hősugárzás energiasűrűsége, egyben a felületegységenként kibocsátott energia is), valamint a felszín nagyságával. A hőmérséklet nő, a felszín csökken, a két effektus versenyzik egymással. A pontos ütem csak részletes matematikai számítással határozható meg, amely olyan finomságokat is figyelembe vesz, amelyeket eddigi kvalitatív analíziksünk elhanyagolt: pl. azt, hogy a felhő belseje nem egyforma hőmérsékletű, a közepe felé nagyobb a hőmérséklet. (Ez így látható be: a felszín közeli rétegek által kibocsátott sugárzásnak kb. fele kifelé irányul, ezért elhagyja a felhőt. A belső rétegek által kibocsátott sugárzást viszont elnyelik a környező rétegek, ez az energia tehát benn marad a felhőben, nem csökkenti hőmérsékletét.) A pontos részletek még a felhő alakjától és az eddig figyelembe nem vett belső áramlásoktól is függnek. Jeans eredetileg gömb alakú felhőre végezte el számításait. (De miért lenne egy környezetéből véletélenül kiszakadt felhő eleve gömb alakú?)

Végül is azt kapjuk, hogy az összehúzódási folyamat növeli a kibocsátott hősugárzás összmennyiségét. Ez viszont azt jelenti, hogy a fentebb leírt folyamat a következő időszakban gyorsabban megy végbe. Egyre gyorsul a felhő összehúzódása, a hőmérséklet növekedése és a hősugárzás formájában végbemenő energiakibocsátás is.

A gravitáció ismét megmutatta szokásos tulajdonságát: pozitív visszacsatolású, öngerjesztő folyamatot hozott létre. Ez a modell kvalitatív módon megmagyarázza a gázfelhők összehúzódását és felmelegedését. Hasonlóan, mint a korábban tárgyalt, ugyancsak pozitív visszacsatolású modell a galaxisok kialakulását.

És ugyanaz a baja, mint a másik, pozitív visszacsatolással működő modellé! Az ilyen elméletek jól leírják egy már meglevő sűrűsödés növekedését vagy egy már kialakult gázfelhő összehúzódását és felmelegedését, de rosszul muzsikálnak a folyamat kezdő lépéseinek megmagyarázásánál. Láttuk, hogy a galaxiskeletkezés elmélete a tapasztalati érték százszorosát jósolja egy galaxis kialakulásának idejére. Hasonlóan a most részletesen bemutatott felhőzsugorodási modell is túl hosszú időt jósol a csillagok kialakulására. Az ok is közös: az elején nagyon lassú a folyamat.

A pozitív visszacsatolású (pl. a baktériumok szaporodására vonatkozó) matematikai modellek általában exponenciálisan gyorsuló megoldáshoz vezetnek. De az exponenciális függvény igen lassan emelkedik, amíg maga a függvényérték kicsi.

A galaxisok esetében az volt a baj, hogy a homogén eloszlású gázban nagyon ritkán jönnek létre olyan nagy amplitudójú sűrűségfluktuációk, amelyek begyorsulva viszonylag hamar lényeges sűrűségkülönbségekhez, a galaxisok kilakulásához vezethetnek. A kis amplitudójú fluktuációk viszont még hosszú idő után is kicsik maradnak.

Ehhez hasonlóan a hideg gázfelhő által kibocsátott csekély mennyiségű hősugárzás nehezen lendíti be az összehúzódáshoz és a felforródáshoz vezető, exponenciálisan gyorsuló folyamatot.

Valami más, külső hatást kellene találni, ami a kezdetben hideg gázfelhőt felmelegíti vagy összenyomja. Ha ez megtörént, beindulhat a pozitív visszacsatolás. És a csillagászok találtak is több, igen furmányos mechanizmust – elegendő megnézni a csillagászat-tankönyvek „elefántormány” nevű képződményeit. És ami még meglepőbb, az ezeknek az elméleti konstrucióknak megfelelő valóságos objektumokról készült csillagászati felvételeket. Az elefántormányok hatékonyan összenyomják az addig csendesen várakozó gázfelhőket – utána pedig a pozitív visszacsatolás megteszi a magáét.

A galaktikus csillagászat, a galaxisképződés elmélete jelenleg jár ebben a „magyarázó” fázisban. Már több olyan modell került forgalomba, amelyek a homogén gázfelhő saját fluktuációinak felnövekedése helyett bizonyos külső tényezőkre bízzák a galaxisképződés első lépését. Utána jöhet a pozitív visszacsatolás.

Utójáték

Meddig tart a gázfelhő összehúzódása? Önmagában ez az elmélet semmi korlátozó tényezőt nem tartalmaz. A sűrűség és a hőmérséklet elvileg a végtelenig növekedhetne a gázfelhő közepében. Lord Kelvin a 19. század végén azzal kísérletezett, hogy az itt leírt mechanizmussal magyarázza a Nap energiakibocsátását. Nem sikerült azonban ezt a folyamatot összeegyeztetnie azzal a ténnyel, hogy a geológiai és paleontológiai adatok szerint a Nap már százmillió, sőt milliárd évek óta ontja ránk – nagyjából állandó ütemben – az energiát.

Ma azonban már tudjuk, hogy a gázfelhő alkotórészei nem matematikai pontok vagy felbonthatatlan daltoni atomok, hanem hidrogénatomok és -molekulák, valamint héliumatomok. A hőmérséklet növekedésével először a molekulák bomlanak el, majd az atomok ionizálódnak, így az anyag plazmaformába megy át. A forró plazmában a részecskék sebessége egyre növekszik, míg végül annyira közel kerülhetnek egymáshoz, hogy előtérbe kerül egy olyan tulajdonságuk, amiről a gázfelhő összehúzódását leíró modell nem tudott (nem is kellett tudnia): a magfúzióra való képességük. Ennek részleteiről lásd a következő, „A bomba biztonsági szelepe” című fejezetet.

A magfúzió megindulásával alaposan megváltozik a gázfelhő energia-transzportjának szerkezete. Eddig csak az összehúzódás következtében, a viriál-tétel értelmében felszabadult gravitációs energiát kellett a felhőnek a

felszínére vezetnie, és kisugároznia. Most azonban a csillag (már annak nevezhetjük) belsejében megjelent egy állandó extra energiaforrás – ennek energiája is folyamatosan csordogál kifelé a centrumból a felszínre. Az energiatranszport átrendeződésének egyik fontos következménye, hogy megáll a gázfelhő összehúzódása. A csillag mérete, hőmérséklete, belső szerkezete és energiatermelése stabilizálódik, a rendszer egyensúlyba jut. Ezt az állapotot vizsgáljuk a "Cserépkályha kukucskálónyílással" című fejezetben. Ez az állandósult (stacionárius) állapot akár évmilliárdokig is eltarthat.

Pontosan mikor gyullad be a magfúzió, és mekkora méreten, mekkora középponti hőmérsékleten stabilizálódik a csillag? Ez lényegében egyetlen paramétertől, a gázfelhő tömegétől függ. Ezt pedig az a véletlen folyamat alakította ki, amely a gázfelhőt elkülönítette a környezetétől.

A legkisebb csillagokat már viszonylag kis radiális energiafolyam is stabilizálni tudja, hiszen a kifelé áramló energia által felfűtött belső rétegeknek viszonylag kis súlyú külső zónákat kell megtartaniuk. A nagyobb tömegű csillagok vastag és nehéz külső zónáit csak erősebb energiafolyam tarthatja meg, ehhez forró mag, gyors és sok energiát felszabadító fúzió kell.

A csillag stabilizálódásával a pozitív visszacsatolású csillagképző folyamat (egyelőre) befejezte szereplését. A csillag életének következő hosszú korszakában az állapotot stabilizáló negatív viszacsatolásoké lesz a főszerep.

No de akkor hogyan is lett a langyos felhőből forró csillag?

A csillag kialakulásának pozitív visszacsatolásos mechanizmusát részletesen megismerve visszatérhetünk az alapvető termodinamikai kérdésre:

Hogyan lesz a langyos gázfelhőből forró csillag, és nem mond-e ez ellent a termodinamika második főtételének?

Az eredeti kérdés azon a „klasszikus” érvelésen alapul, hogy egy langyos rendszer spontán folyamattal nem válik szét hideg és meleg részrendszerekre. (Úgy szokás tovább érvelni, hogy ekkor e két részrendszer közé beköthetnénk egy hőerőgépet, amely hasznos munkát végez. A végeredmény az, hogy egy langyos rendszerből, egyetlen hőtartályból indultunk ki, és végül hasznos munkát kaptunk. Ezt pedig tiltja a második főtétel.)

Az e fejezetben elvégzett részletes analízis alapján rámutathatunk a hibára: a klasszikus termodinamika állításai eredeti formájukban csak zárt rendszerekre érvényesek. Az összehúzódó gázfelhő pedig nyílt rendszer – energiát sugároz ki a távoli világűrbe,

Ha úgy akarjuk megmenteni érvelésünket, hogy rendszerünkhöz (az összehúzódó felhőhöz) hozzádefiniáljuk a távoli világűrt is, hogy zárt rendszert kapjunk, akkor rögtön látszik, hogy nem egyetlen hőtartály szerepel: a langyos gázfelhőn kívül szerepel egy másik hőtartály is, a távoli világűr, melyet a 2,7 K

hőmérsékletű kozmikus háttérsugárzással megtöltött hőtartálynak tekinthetünk. Ennél a hőmérsékletnél pedig gázfelhőnk mindenképpen melegebb.

A gázfelhő összehúzódása és felmelegedése tehát még ezen a nyakatekert módon vizsgálva sem sérti a második főtételt. Két hőtartályból kiindulva már bármit lehet konstruálni. Legfeljebb csodálhatjuk a gravitációt, hogy pozitív visszacsatolási mechanizmusával mindenféle technikai segédeszköz nélkül megvalósítja ezt az összehúzódást és felmelegedést.

A végtelen nagy hőtartály azonban nem a számolásra legalkalmasabb elméleti konstrukció – sokkal célszerűbb azzal érvelni, hogy a kisugárzás miatt az összehúzódó gázfelhő nyílt rendszer.

A nyílt rendszerek fontos példáját jelentik az élőlények, amelyek a rajtuk átfolyó energiaáramot ügyesen megcsapolva igen bonyolult, alacsony entrópiájú konstrukciókat (saját testüket és metabolizmusukat) hozzák létre. Ezek a struktúrák igen távol vannak a termodinamikai egyensúlytól – oda csak az életfolyamatok megszűnte után kezdenek majd konvergálni.

Egy másik nevezetes példa a nyílt rendszerekre maga a Föld, amely a Naptól kapott energiaáramot folyatja át magán, és így a termodinamikai egyensúlytól igen távoli állapotba kerül (beleértve a rajta tenyésző bioszférát). Erről a kérdésről részletesen lesz szó a „Keringő üvegházak” című fejezetben.

A végső megoldás

A gravitáció pozitív visszacsatolású folyamatai mögött azonban egy mélyebb kérdés húzódik meg. Láttunk olyan példát is, amelynél nem érvelhetünk sem a rendszer nyílt voltával, sem a távoli hideg világűrrel – mert a rendszer határain túl ugyanaz a rendszer folytatódik, ugyanazokkal a paraméterekkel a végtelenségig. És a gravitáció mégis struktúrákat hoz létre! Ez a példa a galaxisok képződését leíró, a fluktuációk növekedésével operáló modell volt. Meg kell vizsgálnunk ennek elméleti hátterét is.

A „klasszikus” földi termodinamikában megszoktuk, hogy a rendszerek végállapota az az állapot, amikor a kiegyenlítődési folyamatok leállnak, nagyképűbben mondva beáll a „hőhalál”: ekkor minden intenzív termodinamikai paraméter egyenletes eloszlású, mindenütt ugyanakkora a nyomás és a hőmérséklet. Ez az adott anyagok maximális entrópiájú elrendeződése. (Ha figyelembe vesszük a kémiai termodinamika eredményeit is, és megengedjük az anyagok egymásba való átalakulását, ezzel együtt bevezetjük új intenzív paraméterként a kémiai potenciálokat is, akkor a fentieket kiegészíthetük azzal, hogy a hőhalál végállapotában mindenütt ugyanaz az anyagi összetétel is.)

A táguló Univerzum modellje szerint a hőhalál nem lesz, hanem volt (lásd „Az ősi tűzgömb” című fejezetet): a naiv hőhalál-fogalomnak megfelelő homogén

összetételű, nyomású és hőmérsékletű gázfelhő töltötte be a Világegyetemet a lecsatolódás utáni pillanatokban, 360 ezer évvel a Nagy Bumm után.

Az ebben a fejezetben leírt mechanizmus viszont arra utal, hogy ez az állapot gravitációsan instabil. Gravitáció jelenlétében tehát spontán tovább alakul – nyilván egy még nagyobb entrópiájú állapotba!

A klasszikus termodinamika tehát tévedett akkor, amikor az intenzív paraméterek homogén eloszlásával jellemezte a maximális entrópiájú állapotokat. De akkor vajon mi lehet az igazi, maximális entrópiájú állapot?

Jelenleg még nem tudjuk, de igen erős sejtéseink vannak. Ehhez érdekes módon a fekete lyukak vizsgálata vezetett el. E kérdés részleteiről szól e könyv „Fekete lyukak és feketetest-sugárzás” című fejezete.

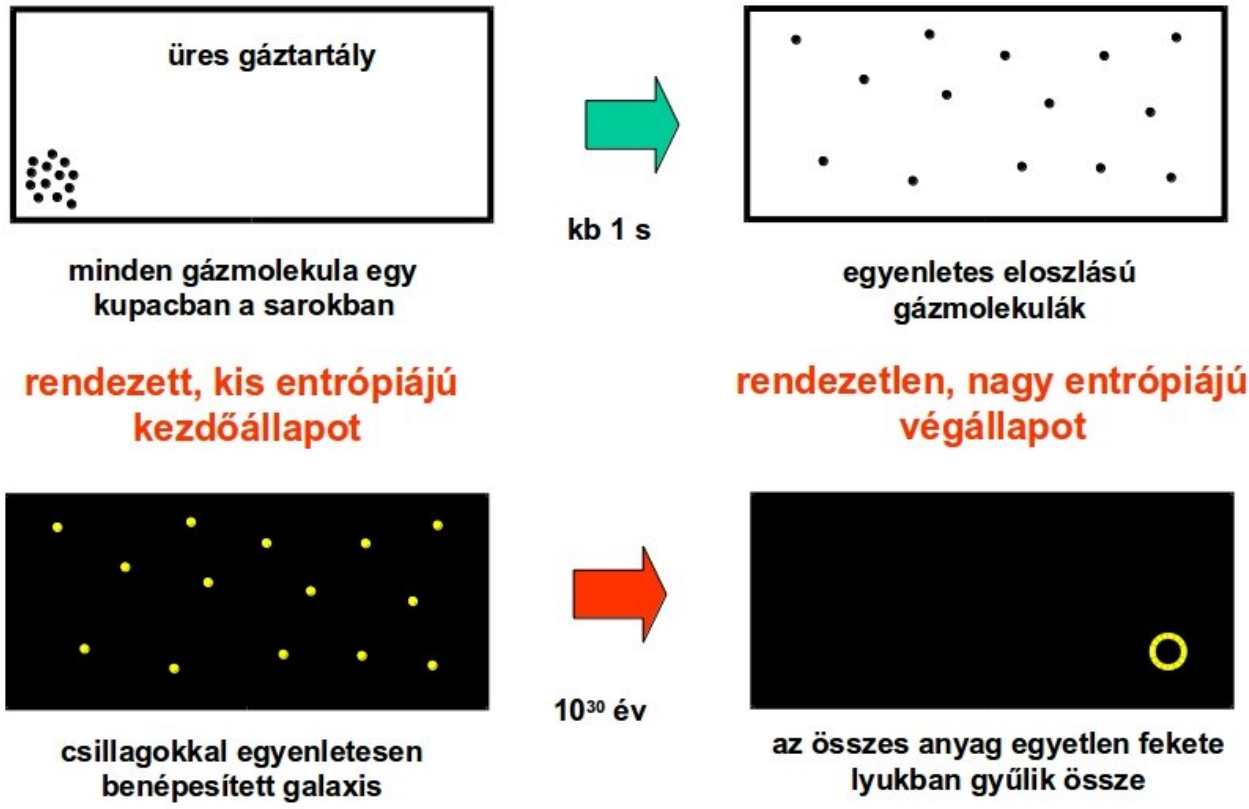
E fejezetben ebből a bonyolult kérdéskörből csak annyit kell felhasználnunk, hogy Hawking tanítványa, Bekenstein 1975-ben egy merész ötlettel a fekete lyukaknak is entrópiát tulajdonított. Ennek értékét egy univerzális képlet adja meg, amely a fekete lyuk tömegének négyzetével arányos értékre vezet. Ez egy csillagból lett, csillagnyi tömegű fekete lyuk esetén óriási érték, jóval nagyobb, mint amit a csillag bolygórendszere egész élete folyamán lezajlott irreverzibilis folyamatok termeltek.

Bekenstein feltevése alapján jósolta meg Hawking a fekete lyukak által kibocsátott Hawking-sugárzást, amelynek létét a tudósok máig élénken vitatják.

Bekenstein merész hipotézise alaposan átrendezi az Univerzum entrópia-mérlegéről szóló ismereteinket. Korábban úgy gondoltuk, hogy az entrópia legnagyobb részét az egyenletes eloszlású kozmikus háttérsugárzás („a hőhalál visszfénye”) hordozza. Ma úgy látjuk, hogy ennél nagyságrendekkel több entrópia van felhalmozva a galaxisok középpontjában található nagy fekete lyukakban.

De többen nem elégedtek meg Bekenstein és Hawking eredményeivel. A fekete lyukak a görbült téridő – hagyományos nyelven a gravitáció – speciális megnyilvánulásai. Ha a fekete lyukaknak entrópiájuk van, nem logikus-e magának a görbült téridőnek, klasszikus megfogalmazással a gravitációnak is entrópiát tulajdonítani?

Ekkor egyből világossá válik a korábban vizsgált furcsa helyzet. A homogén eloszlású, a „hőhalál” állapotában levő gáz valóban elérte a maximális entrópiájú állapotot – de a (gáz + gravitáció) rendszer még nem! Ezért elképzelhetők olyan konfigurációk, amik felbontják a gáz homogén eloszlását, ezzel egy időben erős „gravitációs kutakat” hoznak létre, ahol az inhomogénné váló gáz összegyűlhet – és ha az így létrejött struktúra teljes entrópiáját számítjuk ki, nagyobb értéket kapunk, mint a homogén gáz és nulla gravitáció esetében. Ennek a szemléletnek az alapján a gázfelhők csillaggá alakulása csupán az anyag majdani fekete lyukká válásához vezető hosszú dráma első felvonása.



1.4 ábra A végső egyensúly

A szokásos termodinamikában egy zárt rendszer végső, a legnagyobb entrópiájú állapota a "hőhalál", amikor a részecskék térbeli eloszlása egyenletes, és minden intenzív paraméter homogén eloszlású. Egy ettől a helyzettől nagyon távoli kezdőállapotból indított rendszer is nagyon hamar eléri ezt az egyensúlyi állapotot – pl. ha kezdetben az összes molekulát a tartály egyik sarkába zsúfoljuk, a gáz akkor is hamarosan egyenletesen fogja betölteni a tartályt. Egy gravitáló nyílt rendszer anyagának végső állapota minden bizonnyal az, hogy az összes anyag egy vagy néhány fekete lyukba tömörül. Ha az entrópia fogalmát Bekenstein és Hawking nyomán a fekete lyukakra, sőt magára a gravitációra is kiterjesztjük, akkor érthetővé válik, hogy ez a fekete lyukas, erősen inhomogén állapot nagyobb entrópiájú az egyenletes eloszlású gáznál. Így a második főtétel ilyen extrém körülmények között is érvényesül.

Ne feledkezzünk meg azonban el a nulladik főtétel végrehajtási utasítását: az egyensúly előbb-utóbb beáll. Ez az "utóbb" az itt emlegetett esetekben már nemcsak "csillagászati" (milliárd éves) időskálát jelent, hanem annál sok-sok nagyságrenddel nagyobb, 10^{100} éves vagy még annál is hosszabb, "kozmológiai" időtartamokat. Nem kell tehárt azért aggódni, hogy egész világunk hamarosan egy fekete lyukban találja magát. További részletek "Az Univerzum jövője" című fejezetben.

Persze ha nem csak lelkesedni akarunk, hanem számolni is, jó lenne tudni, hogy milyen képlettel lehet kiszámítani egy adott gravitációs tér (adott módon görbült téridő) entrópiáját. Sajnos itt még nem tartunk. Több javaslat jelent már meg, de a témában még nincs tudományos konszenzus.

A helyzetet bonyolítja, hogy mindezt egy nemtriviális téridő, a táguló Univerzum téridejének hátterén kellene kiszámítani.

De maga az a tény, hogy a homogén gáz gravitációsan instabil, arra utal, hogy a fenti elmélet kidolgozói valószínűleg jó irányban keresik a megoldást.

Ebben az esetben egy adott anyagi konfiguráció „végső”, tényleg maximális entrópiájú állapota – amit akár eónokon át tartó kalandozás, csillagokban, bolygókban, fizikusokban, majd ismét kozmikus gázfelhőkben való tartózkodás után érhet el – az lehet, hogy a szóban forgó összes anyag egyesül egy minél nagyobb fekete lyukban. Ilyesmit persze a földi laborokban nem várhatunk a kísérleti anyagoktól – itt továbbra is jól működik a klasszikus termodinamika, végállapotban homogén eloszlású intenzív paramétereivel. De maga a Föld sem tart örökké, és lehet, hogy előbb-utóbb az itteni anyagok is egy fekete lyuk mélyén találják magukat.

A kérdést tovább bonyolítja, hogy Hawking szerint a fekete lyukak sem stabilok, és egy idő után elpárolognak. Akkor tehát vannak még nagyobb entrópiájú állapotok is?

De ezeket a kérdéseket meghagyhatjuk a következő eónok fizikusai számára.

Ajánlott néznivaló és irodalom:

„Az atomoktól a csillagokig” sorozat

dgy: A lehűléstől forrósodó tégla — avagy a csillagok termodinamikája, 1. rész (2012.01.19.) Videofelvétel és az előadás prezentációs anyaga.

dgy: A fekete fény (2015.09.10.) Videofelvétel és az előadás prezentációs anyaga.

dgy: Az Univerzum jövője (2008.01.03.) Videofelvétel.

Kóspál Ágnes: Milyen titkokat rejt a születő csillagok fénye? (2016.03.31.) Videofelvétel és az előadás prezentációs anyaga.

Patkós András: Entrópia: kulcs a Világegyetem szerkezetéhez? (2008.10.09.) Videofelvétel.

---

2 – A bomba biztonsági szelepe

(Ma már) mindenki tudja, hogy a csillagok nukleáris energiával „működnek”. A csillag belsejében kialakult forró plazmában könnyű atommagok fúziója zajlik, ennek folyamán nehezebb atommagok keletkeznek, és energia szabadul fel. Azaz a csillagok az atommagokban szunnyadó energiát alakítják át hővé – és ez a forrása a hosszú életük során a csillagokból kiáradó sugárzásnak. (Amelyet aztán – legalábbis a Nap esetében – a közelében levő bolygón kialakult élővilág megcsapol, és az utóbbi időben az emberiség is próbálgatja a napenergia közvetlen felhasználását.)

De miért tart ez az energiafelszabadítás ilyen sokáig?

Azaz miért ilyen lassan, milliárd évekre szétosztva szabadítják fel a csillagok a magenergiát, miért nem egy szempillantás alatt, hatalmas robbanás kíséretében?

A válaszhoz előbb vizsgáljunk meg más hasonló folyamatokat!

Itt a Földön általában kémiai energiát használunk hő előállításához. Például széntartalmú anyagokat gyújtunk meg, azaz lehetővé tesszük a szén egyesülését a levegő oxigénjével. Ezzel a szén+oxigén rendszer alacsonyabb energiájú állapotba kerül, az energiakülönbség pedig felszabadul, általában hő, azaz a rendszer felmelegedése formájában.

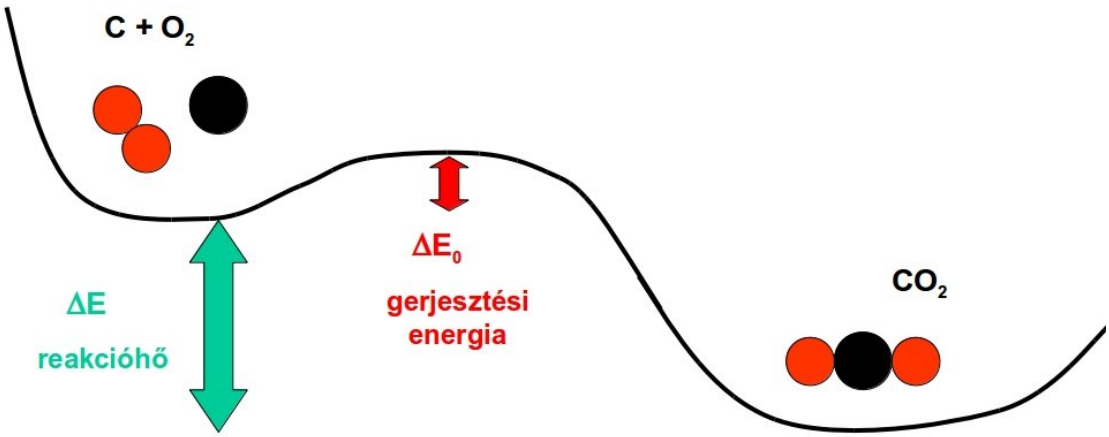
Miért nem történik ez meg közvetlenül, külső provokáció nélkül?

A kémiából ismerjük a választ: ahhoz, hogy egy rendszer egy magasabb energiaszintű állapotból egy alacsonyabb energiaszintre jusson, előbb extra energiát kell befektetni, hogy átjuttassuk egy „energiaküszöbön”.

Minél magasabb ez a küszöb, annál nehezebb elindítani a folyamatot. A kölcsönzendő energiát általában hőenergia formájában tudjuk előteremteni, a rendszer, azaz a reagálandó anyagok felmelegítésével. (Ezt a hőt a legtöbbször egy másik kémiai reakció, pl. a gyufa lángja termeli meg. Ritkábban előfordul más fajta, pl. elektromos energia befektetése is.) Az élő anyag speciális kerülő úton, enzimatikus reakciókkal, kis lépésekben, a rendszer jelentős felmelegítése nélkül oldja meg a problémát.

Rendben van: felmelegítettük a rendszert, legalábbis egy részét. Itt megindulhat a kémiai reakció. Ez energetikailag kedvezőbb állapotba viszi át a rendszert, ezzel hő fejlődik. A hő fenntartja a magasabb hőmérsékletet, sőt általában a rendszer egyre nagyobb részét képes felmelegíteni. Így ott is megindulhat a hőtermelő reakció. A folyamat láncreakcióként terjed tovább, ezért pillanatok alatt átjárja az egész rendszert, így a rendelkezésre álló anyag egészében megtörténik a kívánt kémiai átalakulás, rengeteg energiát szabadítva fel. Mellékfolyamatok felmelegítik a környező levegőt, lökéshullámot

indítanak el, az pusztító mechanikai hatást fejt ki a szomszédos tárgyakra stb. Igen, ismerjük: ezt hívják robbanásnak. De miért nem így zajlik le minden energiafelszabadulással zajó kémiai reakció?



2.1 ábra Kémiai energiaküszöb

Egy kémiai reakció során a reagensek egy magasabb energiájú állapotból indulva jutnak el a végső, alacsonyabb energiájú állapotba – a két energiaérték különbsége a reakció során felszabadul (általában hőenergia, néha elektromos vagy mechanikai energia formájában). Az ábrákon szereplő energiaértékeket általában egységnyi térfogatra vagy egységnyi tömegre, ritkábban részecskeszámra vonatkoztatják. A vízszintes tengely szimbolikus: a reakció „előrehaladását" ábrázolja, amely nagy vonalakban a reakció kezdete óta eltelt idővel arányos. Ha a kezdeti és a végállapot között akadálymentes lenne az átmenet, az reagensek azonnal megkezdenék az átalakulást, nem is gyűlhetne belőlük össze nagyobb mennyiség. A gyakorlatban felhasznált esetekben azonban a kezdeti és a végállapot között egy „energiaküszöb", más néven potenciálgát van. A kémiaiban ez általában a reakcióban részt vevő molekulák atomjainak egy másfajta elrendeződését jelenti. Az atomoknak az eredeti elrendeződésből először ebbe a nagyobb energiájú átmeneti konfigurációba kell átrendeződniük, csak ezután válik lehetővé a további elmozdulás a reakció végállapotát jelentő kisebb energiájú végállapotba. Ez azt jelenti, hogy valamilyen külső forrásból energiát kell közölnünk a reagensekkel, hogy feljussanak az energiaküszöb tetejére, majd onnan zavartalanul folytassák az átalakulást a végső állapotba. Ennek során nemcsak a reakció ΔE energianyereségét, hanem a potenciálgát legyőzéséhez szükséges „kölcsönvett" ΔE_0 energiát is vissza-szolgáltatják. Ilyen esetben a rendszer kezdeti állapotát „metastabilnak" nevezzük: nem stabil, hiszen van nála alacsonyabb energiájú állapot, ahová igyekszik eljutni, de nem is instabil, hiszen kis kitérítésekre a rendszer visszatér a kezdeti állapotba. Az energiaküszöbön való átlendítéshez véges, határozott mennyiségű energiát kell befektetni.

A legtöbb gyakorlati esetben ennek igen egyszerű oka van. Az egyik reagens anyag szilárd fázisban van jelen, pl. egy fadarab vagy egy széntömb formájában. A másik reagens gáz vagy folyadék formájában körülöleli a szilárd testet. A kémiai reakció csak az anyag felületén mehet végbe. A mélyebb rétegekben levő anyag csak akkor vehet részt a reakcióban, amikor a felületi rétegben már megtörtént az átalakulás, és a(z általában gáznemű) reakciótermékek eltávoznak a felületről, lehetővé téve, hogy a légnemű reagens hozzáférjen a szilárd anyag mélyebb rétegeihez. Ez a mechanizmus korlátozza a kémiai folyamat sebességét, megakadályozva, hogy a két reagens

pillanatok alatt átalakuljon. Ezt a játékot tanulmányozhatjuk a tábortűz mellett, figyelve az égő fa felületi rétegeinek felizzását és elhalványulását. (A valóság persze mindig bonyolultabb az ilyen leegyszerűsített elméleti modelleknél. A fa égésénél lényeges szerepe van a fából kiszabaduló éghető gázoknak, amelyek légnemű fázisban keverednek az oxigénnel, és ott zajlik le köztük a reakció. Ezek a gázfázisú energiafelszabadító folyamatok alkotják a tűz felett táncoló lángokat. De mivel az éghető gázok kiszabadulása a szilárd fa felhevülésének a következménye, a szilárd felületek létezése és mérete itt is korlátozza a reakció végbemenetelét. Ezért csodálhatjuk akár órákon át a lángok játékát az égő fahasábok felett.)

Mi a helyzet akkor, ha mindkét reagens gáz halmazállapotú? Ilyenkor bonyolult és szellemes technikai berendezések akadályozzák meg azt, hogy egyszerre nagyobb mennyiségben keveredjen a kétféle reagens, illetve szabályozzák a keveredés sebességét, ezzel a reakció során időegységenként felszabaduló hő mennyiségét. Ilyen technikai berendezéssel találkozhatunk a gáztűzhely csapjánál, ahol egy állítható szeleprendszer szabályozza a palackból vagy a hálózatból beáramló gáz mennyiségét. A másik reagens, az oxigén reakcióra készen ott van a tűzhely körüli levegőben, ezzel nem kell törődni. Amikor a tűzhely lángját takarékra vagy erősre állítjuk, ezzel azt szabályozzuk, hogy másodpercenként hány gázmolekula kerüljön a (jól elszigetelt) csővezeték-rendszerből az égéstérbe, ahol azonnal reakcióba léphet az oxigénnel. Így szabályozzuk a másodpercenkénti reakciók számát, azaz az időegység alatt felszabaduló hőenergiát.

Kissé bonyolultabb a helyzet az autók benzinmotorja esetében. Itt az egyik reagens, a benzin eredetileg folyadék halmazállapotú. Ezt előbb apró cseppekre kell porlasztani, és el kell keverni a levegővel, hogy a begyújtás után a folyadékcseppek teljes felszínén megkezdődhessen a reakció. Ugyanekkor az üzemanyag és a levegő keverékét el kell juttani az égéstérbe, amely egyrészt megfelelő anyagból készült ahhoz, hogy az égés ne tehessen benne kárt, másrészt olyan mechanikai elemekkel (tengelyekre szerelt dugattyúkkal) van felszerelve, amelyek az égés során felszabaduló hőenergiát mechanikai mozgássá képesek alakítani. Az autók porlasztója (karburátor) ezt a hármas feladatot képes megoldani egyetlen lépésben.

Más a helyzet akkor, amikor a környezetben nem áll rendelkezésre nagy mennyiségben az égéshez szükséges oxidálóanyag. Az autókban a levegőt a környezetből vesszük, de csővezetéken kell az égéstérbe juttatnunk. A világűrben haladó rakétának az üzemanyag mellett az oxigént is tartályokban kell magával vinnie, ahonnan a kétféle folyékony anyagot szivattyúrendszerek továbbítják az égéstér felé, ahol megfelelően porlasztva találkoznak egymással, hogy utána optimálisan felhasználhassuk a felszabaduló energiát (a rakéta esetén az égéstermék gázok kilövellésével, és mechanikai ellenerejüknek a rakéta hajtóerejeként történő hasznosításával).

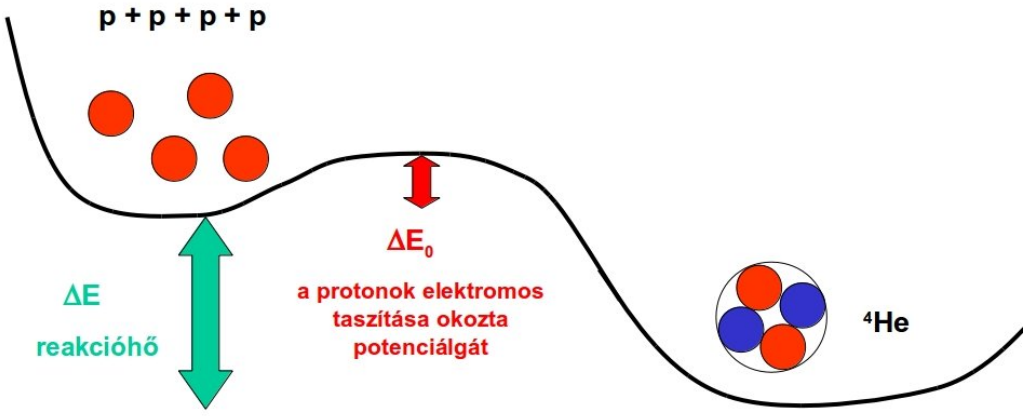
Mindezekben az esetekben a folyamatot irányító ember (vagy automatika) kezeli az egy vagy több reagenst adagoló szivattyú- vagy szeleprendszert, ezzel a pillanatnyilag megkívánt igényeknek megfelelően tudja szabályozni a reakció során időegységenként felszabaduló hőenergiát.

Mi történik, ha a kétféle reagens gáz halmazállapotú, de minden korlátozás és szabályozás nélkül keveredhetnek egymással? Ezt az esetet is tanulmányozhatjuk az iskolai laborban, ha az elektromos vízbontás során felszabaduló hidrogént és oxigént egyetlen tartályba vezetjük, majd ezt a gázkeveréket egy kis részének felmelegítésével (pl. izzó hurkapálcával) átlendítjük az energetikai küszöb felett. Az eredmény a korábban megjósolt robbanás: a kis mennyiségű gáz reakciója során felszabadult hőenergia tovaterjedve a gáz további részeit melegíti fel, és ott is megindul a reakció. A folyamatot nem korlátozza sem a szilárd testek felülete, sem a technikai szabályozás, a reagensek mindenhol a megfelelő mennyiségben, egymás közelében várakoznak. A legkisebb energialökés megindítja a korlátlanul tovaterjedő láncreakciót.

A természetben ezt az utóbbi folyamatot nagy méretben csak ritkán tanulmányozhatjuk. Éppen azért, mert a legkisebb külső hatás megindítja a reakciót. Általában nincs idő ahhoz, hogy a reagálni képes anyagok nagyobb mennyiségben összegyűljenek, máris reagálnak. Ennél sokkal többször látunk felületek korlátozta reakciókat, ilyenek pl. az erdőtüzek.

Még egy módját eszelhetjük ki a robbanásmentes, korlátozott módon energiát termelő reakcióknak, amelyeket azonban nem technikai eszközökkel irányítunk: az egyik reagáló komponens frissen képződik egy másik reakció során. Így hiába áll rendelkezésre minden feltétel, az egyik reagens korlátozott mennyisége megakadályozza a folyamat robbanásszerű elterjedését. Ugyanakkor a kritikus komponens folyamatos utánpótlása azt is biztosítja, hogy a reakció ne álljon le.

Fenti példáink mind a kémiai reakciók, főleg a jól ismert égési jelenségek köréből valók voltak. De hasonló törvények szabályozzák a csillagok belsejében lezajló magfizikai reakciókat is. (Talán nem véletlen, hogy az első földi atomerőművet tervező szakemberek egyike, Wigner Jenő eredetileg vegyészmérnök volt – mint ő maga is hangsúlyozta, ilyen irányú ismereteit alaposan kamatoztathatta az egészen más fizikai folyamatokon alapuló atomreaktorok tervezése és építése során is.)

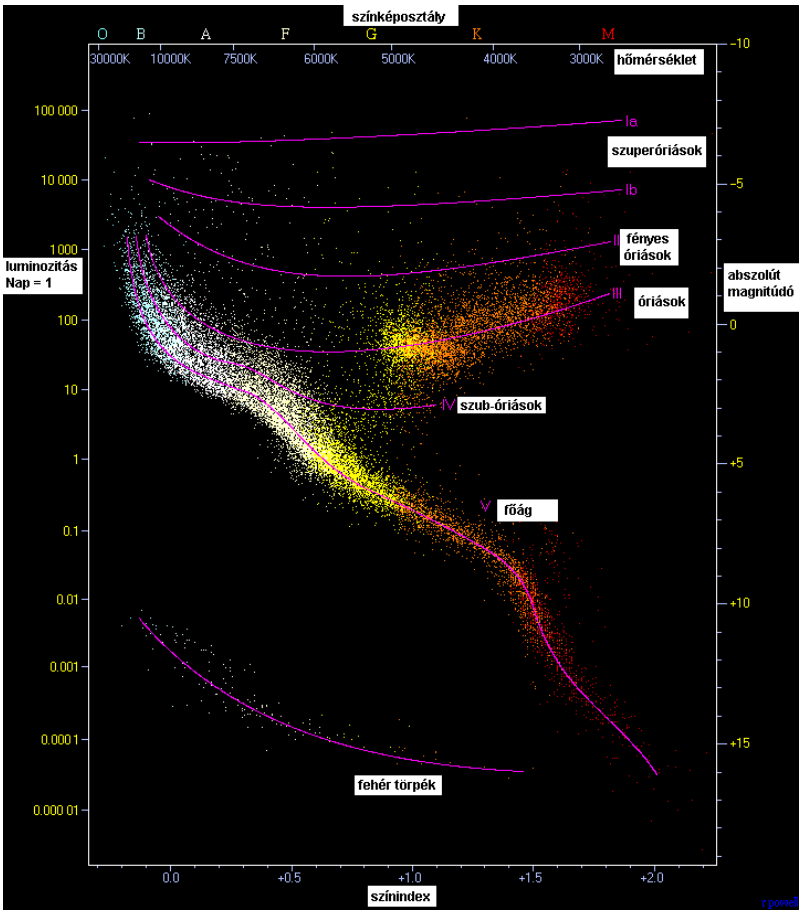


2.2 ábra Nukleáris energiaküszöb

A fősorozat csillagaiban végbemenő magfizikai folyamat során a hidrogén atommagjaiból (a protonokból) végül a hélium atommagja (az alfa-részecske) jön létre.

Lássuk tehát a legegyszerűbb magfizikai folyamatot, amely a csillagok többségében, az ún. fősorozati csillagokban termeli az energiát!

E folyamat során a csillagok anyagának jelentős részét (mintegy 75 százalékát) alkotó hidrogén atommagjai egyesülnek, és jelentős (a kémiainál mintegy hat nagyságrenddel nagyobb) energiafelszabadítás során a héliumatom magjait, alfa-részecskéket alkotnak.



2.3 ábra A csillagok HR-diagramja

Az ábra a csillagok színe és fényessége közti észlelt összefüggést mutatja be, 23 000 tejútrendszerbeli csillag észlelése alapján. A csillagok színét a csillagászok egy (az észleléstechnikára alapozott) paraméterrel (színindex) jelzik. Az elméleti elemzés szerint ezt az észlelt színt a csillag felszínének hőmérséklete határozza meg, méghozzá úgy, hogy az ábrán jobbra haladva folyamatosan csökken a felszíni hőmérséklet. Ezért ezt az ábrát közvetlenül a felszíni hőmérséklet és az abszolút fényesség (azaz a csillag teljes energiakibocsátása) közti kapcsolatként értelmezhetjük – azzal a furcsasággal, hogy a vízszintes tengelyen a megszokottal ellentétben nem balról jobbra, hanem jobbról balra nő a hőmérséklet (lásd a felső belső skálát). A bal oldali luminozitás- (fényesség-)skála logaritmikus, a csillagok energiakibocsátását a Napéhoz viszonyítva adja meg. A csillagok az ábrán (Hertzspung–Russel- avagy HR-diagram) néhány jól elkülönülő csoportra válnak szét. Az elméleti elemzés szerint e csoportok egy-egy domináns energiatermelési reakcióhoz tartoznak. Az ábra közepén húzódó hosszú (és messze legnépesebb) sáv, az ún- „fősorozat” vagy "főág" azokat a csillagokat tartalmazza, amelyek magjában az alapvető energiatermelő folyamat a hidrogén „égése”, azaz a hidrogén atom-magjainak a hélium atommagjaivá történő fúziója. A mi Napunk a fősorozat közepén, a fényesség-skála 1 értékénél elhelyezkedő sárga csillag.

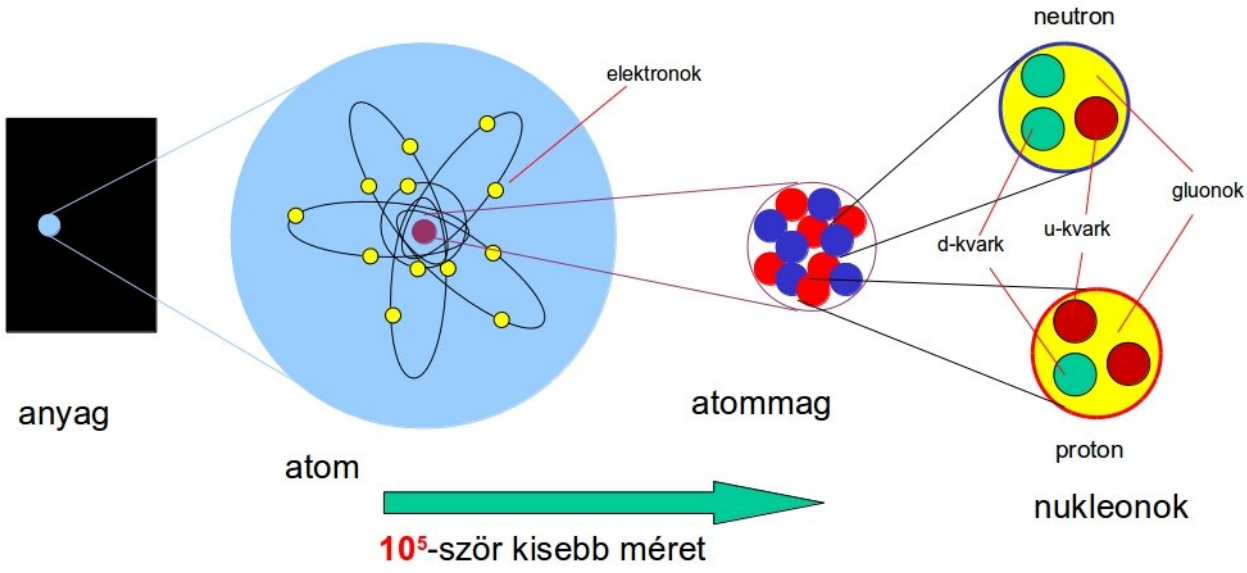
Ha ezt a folyamatot a robbanásszerű és a szabályozott energiatermelő folyamatok fenti áttekintése alapján megvizsgáljuk, máris megoldhatatlannak tűnő ellentmondásba ütközünk. A csillagok belsejében nincs szó szilárd felületeken végbemenő reakciókról (ilyen, 10–20 millió fokos hőmérsékleteken nem is létezhetnek szilárd testek), semmiféle technikai eszköz sem akadályozza a reagensek találkozását. Tulajdonképpen nincs is szó kétféle reagensről, hiszen a csillagokat alkotó hidrogén-gáz részecskéinek saját fajtabeli társaikkal kell reagálniuk. A komponensek ideálisan összekeveredtek, a hőmérséklet megfelelő, technikai akadály nincs – az álmoskönyv szerint ebből csak egyféle jelenség sülhet ki: robbanás! A csillagnak tehát a fenti kedvező feltételek létrejötte, azaz a csillag keletkezése után azonnal (a pontos számítások szerint kb. 10^{-18} másodperc alatt) fel kell robbannia. De nem teszi! Az égbolt tanusága szerint a csillagok sokáig (a mi Napunk például már több mint ötmilliárd éve) folyamatosan ontják az energiát.

Alapvető kérdésünk tehát egyszerű:

Miért nem robbannak fel a csillagok azonnal a keletkezésük után?

Az erős kölcsönhatás

Mivel ennek és két következő fejezetnek is a fő témája a csillagok belsejében zajló nukleáris reakciók vizsgálata, alaposabban meg kell ismerkednünk ezekkel a folyamatokkal, és az őket kormányzó alapvető tényezővel, az erős kölcsönhatással, korábbi nevén a magerővel.



2.4 ábra Az anyagszerkezet "Matrjoska-babája"

(A legfelső szintek, kristályok, molekulák nem fértek el az ábrán.) A jelenleg elfogadott anyagszerkezeti modell szerint az elektronok, a kvarkok és a gluonok már nem bonthatók fel még kisebb részecskékre, valóban elemiek. Figyelemre méltó, hogy a hierarchikus struktúra minden lépcsőjében más a szerveződési elv, más az alkatrészeket összetartó erőhatás fizikája, az egyes szintek nem mechanikus másolatai egymásnak.

A fizika fejlődésének korábbi korszakában, amikor az atommag alkotórészeit, a protont és a neutront (közös nevükön a nukleonokat – a latin *nucleus* = mag szóból) még „igazán elemi” részecskének gondoltuk, úgy véltük, hogy a magerők alapvető feladata e részecskék atommagokká történő összekötése. Ma már tudjuk, hogy a proton és a neutron – sok más, korábban eleminek tekintett részecskéhez, pl. a pionokhoz, kaonokhoz, hiperonokhoz és ezek antirészecskéihez hasonlóan – nem elemi, hanem összetett: más, még alapvetőbb (és a tudomány jelenlegi állása szerint valóban eleminek tekinthető) részecskékből, ún. kvarkokból állnak. E kvarkokat a természet három alapvető kölcsönhatásának egyike, az ún. erős kölcsönhatás köti össze. E kölcsönhatás is kvantumok cseréjeként írható le (akárcsak a jól ismert elektromágneses kölcsönhatás, amelynek jelenségei fotonok cseréjeként interpretálhatók). (Az erős, az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatásokat egységes matematikával leíró részecskefizikai Standard modellről e fejezet egy későbbi alfejezetében részletesen beszélünk majd.) Az erős kölcsönhatás kvantumai, a gluonoknak (*glue* = ragasztó, angolul) nevezett részecskék állandóan jelen vannak a kvarkok között, a gluonok energiája és impulzusa lényegesen hozzájárul a kialakuló kötött állapot, a „hadronok” típusába tartozó részecske energiájához és impulzusához.

Az erős kölcsönhatás jelentősen különbözik a másik két alapvető kölcsönhatástól, a jól ismert gravitációtól (amelynek kvantummező-elméleti leírása a mai napig sem sikerült, noha fizikusok sokasága dolgozik rajta) és az ún. elektrogyenge kölcsönhatástól. Az utóbbinak egyik megjelenési formája a gyenge kölcsönhatás, amely egyebek mellett egyes atommagok radioaktivitásáért is felelős (más vonatkozásaival még ebben a fejezetben találkozni fogunk), másik megjelenési formája a köznapi jelenségek többségét uraló elektromágnesség.

Mind a gravitáció, mind az elektromágnesség végtelen hatótávolságú. Ez azt jelenti, hogy egy megfelelő érzékenységű mérőműszerrel (elvileg) tetszőlegesen nagy távolságból érzékelhetjük hatásukat. Ami fontosabb, más részecskék ténylegesen érzékelik is! Amikor a kilométeres hosszúságú villámokat, a tonnákat felemelő elektromágneseket nézzük, láthatjuk, hogy az elektromágneses hatások sok-sok nagyságrenddel az elektronok és más részecskék mérete fölött is érzékelhetők.

Másrészt ezek a jelenségek a távolság növekedésével egyre gyengülnek. Akit már rázott meg az áram, kissé kételkedik ebben a kijelentésben. De ha kiszámítjuk az elektron és az atommag közt ható erőt, és összehasonlítjuk a hétköznapi méretekben észleltekkel, láthatjuk, hogy két elektron között az igazi nagy erőhatások akkor érvényesülnek, ha „atomi” közelségben vannak egymáshoz. (A makroszkópikus jelenségek során észlelt nagy hatásoknak, pl. az elektromágnes által kifejtett nagy erőnek az az oka, hogy ilyenkor nem egyes elemi részecskék mozognak, hanem nagyon sok részecske közös mozgásának, áramszállításának, közös mágneses mezejének eredő hatásával találkozunk.)

A fenti két tulajdonság következménye, hogy a gravitációs és az elektromágneses hatást „le lehet győzni”, az általuk összekötött objektumokat

szét lehet szedni. A Földet elhagyó minden rakéta, a televízió katódsugárcsövének elektronágyúját elhagyó minden elektron közvetlen bizonyíték erre. E kölcsönhatások képesek kötött állapotokat létesíteni, de megfelelő energiabefektetéssel ezek a kötések felszakíthatók, a kötött részecskék kiszabadíthatók, szabaddá tehetők, és egyenként vizsgálhatók.

Éppen ellenkező a helyzet az erős kölcsönhatás esetében. Az általa közvetített erőhatás a távolság növekedésével nem gyengül, hanem erősödik. Ezért az erős kölcsönhatás által összekötött objektumok – a kvarkok – nem szabadíthatók ki, nem vihetők el egymástól messze, és nem tanulmányozhatók egymástól függetlenül. Egyedüli megjelenési formájuk az együttes előfordulás, meghatározott szabályok szerint egymáshoz kötve. Mégpedig úgy, hogy vagy három kvark alkot egy kötött állapotot (az így létrejött objektumok a barionok, amelyeket korábban igazi elemi részecskéknek tartottunk, köztük a proton és a neutron), vagy egy kvark és egy antikvark – ezeket a kötött állapotokat hívjuk mezonoknak.

Ez egyben azt is jelenti, hogy a három kvark, illetve egy kvark és egy antikvark összekötésével az erős kölcsönhatás „jóllakott”, további kvarkok vagy antikvarkok megkötésére nem képes. (Az utóbbi időben a nagy részecske-gyorsítókban kísérletek folynak hipotetikus, rövid ideig létező öt-, illetve hatkvarkos kötött állapotok előállítására, ez azonban a fenti állítást nem befolyásolja lényegesen.) Az erős kölcsönhatás tehát – szemben a gravitációs és az elektromos kölcsönhatással – „telítődik”, kötőereje elfogy, így messziről nem észlelhető. E kölcsönhatás hatótávolsága ezért nem végtelen, hanem addig tart, ameddig az általa összetartott kötött állapot mérete – ez a mérések szerint kb. 10^{-15} m, azaz az atom méretének mintegy százezred része. Ezen a hatótávolságon belül vizsgálódva egyedi kvarkokat látunk, amelyek vonzzák egymást – távolabbról nézve viszont egy semleges (ez nem az elektromos semlegességet jelenti!) objektumot, amely kifelé már nem mutatja az erős kölcsönhatásra jellemző erős vonzőerőt.

Miben különböznek egymástól az így létrejött kötött állapotok, azaz részecskék? A kvarkoknak van néhány közismert (és még több kevésbé közismert) tulajdonságuk. Az egyik az elektromos töltés, ennek mintájára a hasonló tulajdonságokat is „töltéseknek” nevezik. Közös jellemzőjük, hogy az összetett objektum képződésekor ezek a számadatok összeadódnak. Hatféle kvark van (lásd a 2.11 ábrát), és mindegyiknek létezik az antikvarkja is, ezek töltései ugyanakkorák, csak ellenkező előjelűek. A közönséges anyag felépítésében nem mindegyik kvark vesz részt, csak a két legkönnyebb, a (történeti okból) *u* és *d* (up és down) kvarknak nevezettek. Az *u* kvark elektromos töltése 2/3 (elemi töltésegységben, azaz a proton pozitív töltésében kifejezve), a *d* kvarké pedig –1/3 egység. Így ha egy (*uud*) kötött állapotot, kvarkhármast hozunk létre, annak töltése +1 egység lesz – ez a proton. Az (*udd*) kötött állapot elektromos töltése viszont 0 – ez a neutron. Ha az *u* és *d* kvarkokat a megfelelő antikvarkokra cseréljük, megkapjuk az antiprotont és az antineutront.

Más töltésjellegű tulajdonságokkal hasonló „töltésalgebrát” játszhatunk el. Vannak más, ún. parításjellegű tulajdonságok is, amelyek az összetett rendszer képzésekor nem összeadódnak, hanem összeszorzódnak.

Létezik két, egészen másképp viselkedő fontos fizikai mennyiség: a spin és a tömeg. Az elemi részecskék tőlük elválaszthatatlan elemi perdületet (impulzus-momentumot) hordoznak. (Ezt a legnagyobb tévedés úgy képzelni, hogy a részecskék forognak a tengelyük körül! Nincs tengelyük, és nem forognak. Vannak olyan tulajdonságok, amik a köznapi „józan ésszel” nem képzelhetők el, nem szemléletethetők, mégis léteznek. Létezésüket és tulajdonságaikat egyszerűen el kell fogadnunk, tudomásul kell vennünk, így hasznunkra lesznek. Ilyen pl. a pénz „vásárlóereje”.) Az összetett részecske spinje részben az összetevők spinjéből tevődik össze, amihez hozzájárul az ún. pályamomentum – ez azt mutatja meg, hogyan „keringenek” egymás körül az összetevő részecskék az összetett objektumban. Kiderült például, hogy a Fermi által 1952-ben felfedezett Delta$^+$-részecske ugyanazokból a kvarkokból áll, mint a proton, de a spinje nem 1/2 (a spint az ún. redukált Planck-állandó, $\hbar$ egységében mérik), hanem 3/2. Ezt úgy interpretálhatjuk, mintha a proton kapna valamennyi energiát és egy egységnyi spint – ezt épp megteheti egy foton elnyelésével –, és ezzel egy új, gerjesztett állapotba menne át: ez a Delta$^+$-részecske. Ez a részecske később egy fotont kibocsátva visszaalakulhat protonná. És valóban, ilyen folyamatot meg is figyeltek.

Az összetett részecskék energiája (és ezzel tömege) még bonyolultabb módon alakul ki. Úgy képzelhetjük, hogy ebben szerepet kap az alkotórészek tömege, relatív mozgása, valamint a köztük fellépő kölcsönhatás energiája is. Az utóbbi negatív, hiszen épp azért jön létre az összetett objektum, mert az alkotórészek így energetikailag kedvezőbb, alacsonyabb energiájú állapotba kerülnek, mintha szabadon maradtak volna. Az egyes alkotórészek mozgása, a kötési energia és más effektusok bonyolult módon kiszámítható eredője a részecskék tömege. Az elemi objektumokat „összeragasztó” elemi erős kölcsönhatás kvantumelmélete, a kvantum-színdinamika (Quantum Chromodynamics, röviden QCD) alapján elvileg kiszámíthatjuk a különböző részecskék tömegét. Elvileg. A számítások azonban olyan bonyolultak, hogy 1973, a QCD megszületése után évtizedekig senkinek sem sikerült ténylegesen elvégezni őket. A magyar tudomány egyik nagy (és sajnos nem eléggé ismert és elismert) eredménye, hogy 2008-ban Fodor Zoltán és Katz Sándor, az ELTE fizikusai néhány német kollégájukkal, saját építésű szuperszámítógépükön a QCD alapegyenletei alapján kiszámították a proton, a neutron és még jó néhány kvarkokból álló részecske tömegét – a kísérleti eredményekkel teljesen egyezően. Ezzel egyszerre igazolták az alapul választott elmélet, a QCD helyességét és saját matematikai módszerük hatékonyságát.

Mit jelent ezen a nyelven a „magerő”, azaz a nukleonokat atommagokká összekötő, illetve az így létrejött atommagok között ható erőhatás? Érdekes módon emlékeztet a kémiában az atomok között ható erőkre – leírása és elméleti tárgyalása ezért olyan bonyolult. Az atom lezárt rendszer: olyan objektum, amelynek összetevőit (az elektronokat és az atommagokat) egy elemi kölcsönhatás, az elektromágnesség tartja össze. A rendszer stabil, lezárt.

Ha két ilyen objektum, atom kerül egymás közelébe, első közelítésben nem zavarják egymást. Közelebb kerülvén mintegy „beleszimatolnak” egymás belsejébe, észreveszik az ott mozgó részecskéket, érzékelik a köztük ható erőket, reagálnak rájuk – ennek a folyamatnak a következménye a „kémiai kötés” két atom között. Olyan nem várt tulajdonságai vannak, amit nem tudunk a hagyományos newtoni nyelven elmagyarázni. Mekkora erő hat két atom között? Nincs képlet, ami ezt leírná! Ehelyett olyan zavarosnak tűnő fogalmakkal kell operálnunk, mint a vegyértékek, ezek szöge, a kötés telítődése, elektronegativitás... egy newtoni fogalmakon edződött fizikusnak mindez el nem fogadható pongyolaság, mellébeszélés és borzalom. Pedig ennek a jelenségnek, a kémiai kötésnek a leírása csak azért bonyolult, mert a fentebb vázolt bonyolult folyamat (az elemi jellegű elektromágneses kölcsönhatás által összetartott lezárt atomok „maradék-kölcsönhatása”) okozza.

Teljesen hasonló a magfizika helyzete. Nincs pontos és elméletileg alátámasztott képletünk, amely leírná, mekkora erő hat két atommag között. Függ a protonok és a neutronok számától, a spinjüktől, a belső gerjesztésektől és még sok mindentől... Már a két nukleon közti kölcsönhatás is bonyolult, mert a fentebb vázolthoz hasonló bonyolult folyamat (az elemi jellegű erős kölcsönhatás által összetartott lezárt rendszerek, a hadronok „maradék-kölcsönhatása”) okozza. Még bonyolultabb az ilyen módon létrejött nukleonokból összeálló magasabb szintű kötött állapotok, az atommagok fizikája. Csoda-e hát, ha nem találjuk az alapképletet, amivel a csillagok fizikájában fontos szerepet játszó sokféle magfizikai folyamat egységesen tárgyalható?

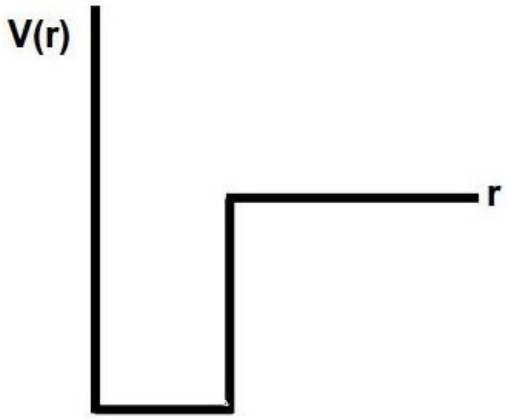
Ha képlet nincs is, egy egyszerű hasonlat talán segít eligazodni a jelenségek között.

Bogáncsfizika

Láttuk, hogy a kvarkok közti erős kölcsönhatás rövid hatótávolságú, és a távolsággal növekedő, ezért zárja be a kvarkokat a nukleonok belsejébe. Így ez a kölcsönhatás „telítődik”, kifelé nem érzékelhető – a nukleon nem fejt ki távolba ható erőt. Ha viszont két ilyen rendszer egymás közvetlen közelébe kerül (ennek mértéke durván a proton átmérője, 10^{-15} m, ami százezred része az atomok méretének), akkor a nukleonba zárt kvarkok „beleszimatolnak” a másik nukleon belső gluon-erőterébe, és kölcsönhatásba lépnek vele. Ezt a következő hasonlat alapján képzelhetjük el.

Dobáljunk bogáncsokat a réten! Ezek távolról nem hatnak egymásra, símán elrepülnek egymás mellett. De ha véletlenül olyan pályán közelítik meg egymást, amelyen egy bogáncsátmérőnél közelebb kerülnek egymáshoz, akkor „aktivizálódik” a kölcsönhatásokra tartogatott szervük, a sok kis tüsi és kampó, és egymásba akaszkodnak – kötött állapotokat alkotnak. Ha arra repül egy harmadik bogáncs, az is csatlakozhat az együtteshez.

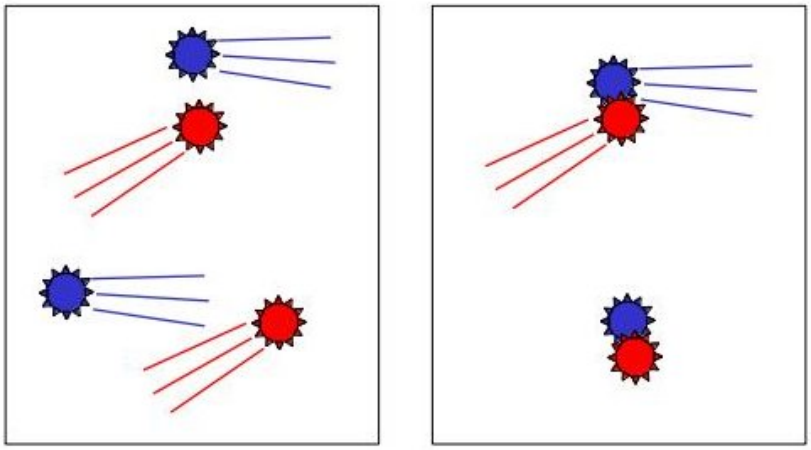
A mérések szerint a nukleonok között ható (igen erős, ám csak közelről aktív) kölcsönhatás független attól, hogy az illető nukleon éppen proton vagy neutron. Heisenberg igen szuggesztív fogalomalkotása szerint az utóbbiak nem is önálló részecskék, hanem a „nukleon” nevű részecske két állapotát jelentik (valami olyasmit, mint a felfelé vagy lefelé álló spinű elektron – ami így is, úgyis elektron). Ezt az erőt egy keskeny, de mély potenciálgödörrel tudjuk grafikusan jellemezni. Ha messze vagyunk, a gödröt nem észleljük. Ha viszont a kritikus távolságnál közelebb merészkedünk, puff – mint Malacka képzeletbeli elefántjai – beleesünk a potenciálgödörbe. Méghozzá jó mélyre, hiszen a kölcsönhatás erős.



2.5 ábra Derékszögű potenciálgödör

Két nukleon között ható vonzóerőt szimbolizáló potenciálgödör sematikus ábrája. A potenciál helyfüggésének ábrázolása a klasszikus mechanika jól bevált eszköze. A hely függvényében rajzoljuk le a vizsgált objektum potenciális energiáját. Az objektumra ható erő a potenciálgörbe meredekségével arányos, és a gödör mélye (az alacsonyabb energiájú helyzetek) irányába vonzza a testet. Egyensúlyi állapotok ott lehetségesek, ahol a potenciálgörbe vízszintes, meredeksége nulla. Ilyen lehet egy potenciálgödör feneke vagy egy potenciálhegy csúcsa – az előbbi stabil, az utóbbi instabil egyensúlyi helyzet. A potenciálfüggvényes ábrák feltételezik, hogy a részecske energiája (mozgási + potenciális energia) a mozgás során megmarad. Ha a potenciálgödörben megvalósuló kötött állapotokat akarjuk szemléltetni, fel kell tételezni egy – az ábrán nem jelzett – energiatranszportáló mechanizmust (általában valamiféle sugárzást), amely a gödörbe eső részecske felesleges energiáját elviszi. Az így kisebb energiájúvá váló részecske már nem tud „kimászni a gödörből”, mozgása a gödörre korlátozódik, azaz létrejött a kötött állapot.

A nukleonok közötti szituáció abban különbözik az fentebb leírt, a klasszikus mechanikában gyakran használt esettől, hogy nem egy külső erőtérben mozgó részecskét vizsgálunk, hanem két egyforma tömegű részecske mozog egymás erőterében. Ezért az ábrázolás egyszerűsége érdekében az egyik nukleonhoz rögzített koordinátarendszerben rajzoltuk le a másik nukleon potenciális energiáját a két nukleon r távolságának függvényében (ez természetesen csak pozitív lehet, ezért a vízszintes tengely bal fele hiányzik). A potenciálgörbe meredeksége jelzi az erőhatás nagyságát. Egy bizonyos távolságon túl a kölcsönhatási potenciál (és meredeksége is) nulla, azaz ekkora távolságban nincs kölcsönhatás, a két nukleon „nem érzi egymást”. Ha a két nukleon a kritikus távolságra megközelíti egymást, hirtelen erős vonzóerő lép fel, a részecskék „beleesnek egymás potenciálgödrébe”. A gödörnek a valóságban igen meredek falát a rajzon idealizáltuk, és végtelenül meredek, függőleges fallal helyettesítettük. Így kapjuk az idealizált, de igen szemléletes derékszögű potenciálgödröt. A potenciálgödör sugara a „magerő” hatótávolságával, lényegében a proton sugarával egyezik meg. A gödör mélysége kb 40 MeV, ezt a kötött állapot létrejöttekor felszabaduló energiából számolják vissza.



2.6 ábra Bogáncsfizika

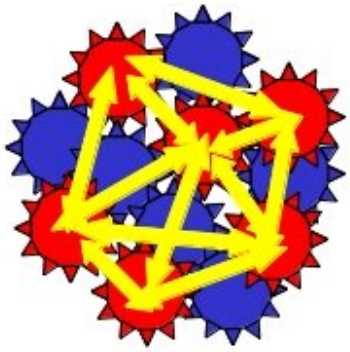
Az egymástól egy bizonyos távolságnál messzebb elrepülő bogáncsok kölcsönhatás nélkül továbbrepülnek – "nem is veszik észre egymást". Ha viszont ennél a kritikus távolságnál jobban megközelítik egymást, érvényesül a kölcsönhatás, összeragadnak – "kötött állapotot alkotnak". Ehhez hasonló a nukleonok kölcsönhatása, amelyet a "magerő", az erős kölcsönhatás maradékeffektusa közvetít. Ennek hatótávolsága – a bogáncsokéhoz hasonlóan – nagyjából a nukleon méretével egyezik meg. Azaz a bogáncsok és a nukleonok is akkor ragadhatnak össze, ha "összeérnek".

Most viszont figyelembe kell vennünk egy apróságot. Úgy is mondhatjuk, szimmetriasértést. A szimmetria az volt, hogy a protonok és a neutronok az erős kölcsönhatás szempontjából egyformán viselkednek. A szimmetriasértés az, hogy mégsem. Ugyanis a protonok közt hat az elektromos taszítás, hiszen mindnyájan pozitív töltésűek. Az elektromágneses kölcsönhatás sok nagyságrenddel gyengébb az erősnél (épp ezért nevezték el az utóbbit „erősnek”), ezért első közelítésben ezt az apróságot figyelmen kívül hagyhatjuk az atommag leírásánál.

De csak első közelítésben. Második közelítésben érvényesül Lúdas Matyi első törvénye: sok lúd disznót győz.

Képzeljünk el egy jó nagy bogáncsgömböt, amit nagyjából ugyanannyi piros és kék bogáncs alkot. Ez az atommag. A kék bogáncsok a neutronok, a pirosak a protonok. Mindegyik egyforma ügybuzgalommal kapaszkodik mindegyik szomszédjába, annak színére való tekintet nélkül, hiszen az erős kölcsönhatás nem érzékeny az elektromos töltésre. Viszont a piros bogáncsok engesztelhetetlenül gyűlölik és taszítják egymást, és ez a taszítás távolról is érvényesül, nemcsak a szomszédokkal szemben, mint az összekapcsoló erő. Ha a magban N piros bogáncs van, akkor nagyjából N^2 egységnyi taszító erő lép fel köztük. Ha a maghoz hozzáveszünk még egy piros bogáncsot, azt a szomszédai (kb 6–8 bogáncs) ölelő kacsokkal szorítják magukhoz, ugyanakkor N korábbi piros bogáncs egyesített taszítása igyekszik kiűzni a magból. És sok lúd... Ha túl nagy a mag, akkor hiába a szomszédok igyekezete, már nem tudják megtartani az új jövevényt.

2.7 ábra Bogáncs-atommag



A bogáncs-atommagban minden nukleon erősen belekapaszkodik közvetlen szomszédjaiba. A pirossal jelzett "proton-bogáncsok" azonban távolról is kölcsönhatásba lépnek, mindannyian taszítják egymást, ezt jelképezik a sárga nyilak. Az elektromosan semleges kék "neutron-bogáncsok" ebben a taszításban nem vesznek részt.

Ezzel az egyszerű modellel sikerült megértenünk, miért van felső vége a periódusos rendszernek. Túl sok nukleon egyszerűen nem fér meg egy magban, a protonok kölcsönös taszítása ezt megakadályozza. Hogy pontosan hol van ez a felső határ, azt természetesen nem az egyszerű szemléltető modell, hanem a részletes magfizikai számítások tudják csak megmondani – az eredmény az erős és az elektromágneses kölcsönhatás relatív erősségén, valamint egy sor kvantummechanikai finomságon múlik. A számítások szerint valahol 120–130 proton körül ér véget az atommagok rendszere.

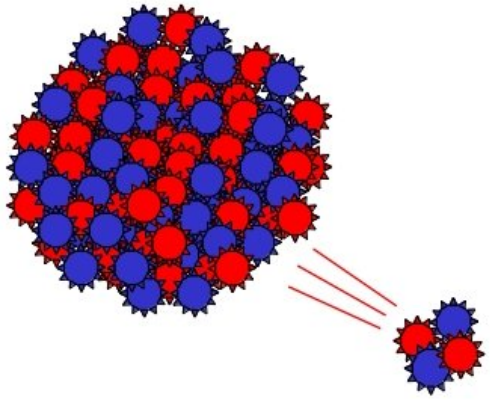
A bogáncsmodell azért további jelenségek megmagyarázására is alkalmas. Ha a nagy maghoz kék bogáncsokat teszünk hozzá, a stabilitás növekszik: a kék bogáncsot (neutront) ugyanis a szomszédok vonzása befogadja, de nem hat rá a piros bogáncsok taszítóereje. Logikus tehát, hogy nagy bogáncsgolyót úgy kell felépíteni, ha N piros bogáncshoz nem ugyanannyi, hanem sokkal több kék bogáncsot adunk. És valóban, az urán atommagjaiban 92 proton, de 141–147 neutron található. A periódusos rendszer vége felé már kb. másfélszer annyi neutron van egy atommagban, mint proton.

Ha egy nagyjából gömbszerűnek képzelt bogáncsgolyót megpiszkálunk (pl. megdobjuk egy kék bogánccsal, egy neutronnal), akkor rezgésbe vagy forgásba jön. Eközben egyes részei távolabb, mások közelebb kerülnek egymáshoz. A közelebbi protonok között nagyobb a taszítóerő. Előfordulhat, hogy ez az erő akkora lesz, hogy már nem tudnak ellenállni neki a kis helyi összekapaszkodó kacsok, eleresztik egymást – a bogáncsgolyó, azaz az atommag kettéválik. Kisebb protonszámhoz azonban kevesebb neutron kell, így néhány kék bogáncs feleslegessé válik, magára marad, kóborolni kezdhet, és újabb magokat késztethet hasadásra. Kvalitatív módon megértettük tehát az atommagok hasadását, amely az atomreaktorban (és az atombombában) megvalósított láncreakció fizikai alapját jelenti.

Termodinamikai alapállásunknak megfelelően nem árt megjegyezni, hogy ez a folyamat energiát szabadít fel! Kis atommagoknál, kis bogáncsgolyóknál az volt az energetikailag kedvezőbb állapot, ha összetapadtak, ezért az összeragadás, a fúzió szabadít fel energiát. A sok proton kölcsönös taszítása viszont megváltoztatja ezt a tendenciát. Ahhoz kellene energia, hogy a sok proton taszítása ellenére egy újabb protont ragasszunk a gömbhöz. Így energia szabadul fel, ha a gömböt szétszedjük. Ezért nagy magoknál a hasadás az energiát felszabadító folyamat. A határ valahol középen van – a pontos

számítások szerint valahol a vas atommagja körül, amely 26 protonból és 28–34 neutronból áll.

Még egy következtetés a modellből: a nagy magok hasadása lehet nagyon aszimmetrikus is, mindenképpen energiafelszabadulással jár. És valóban: a leggyakoribb folyamatok közé tartozik az alfa-bomlás, amikor egy nagy atommagból egy kicsiny, önmagában jól kötött, két protont és két neutront tartalmazó magocska (alfa-részecske, a hélium atommagja) lökődik ki.



2.8 ábra Alfa-bomlás

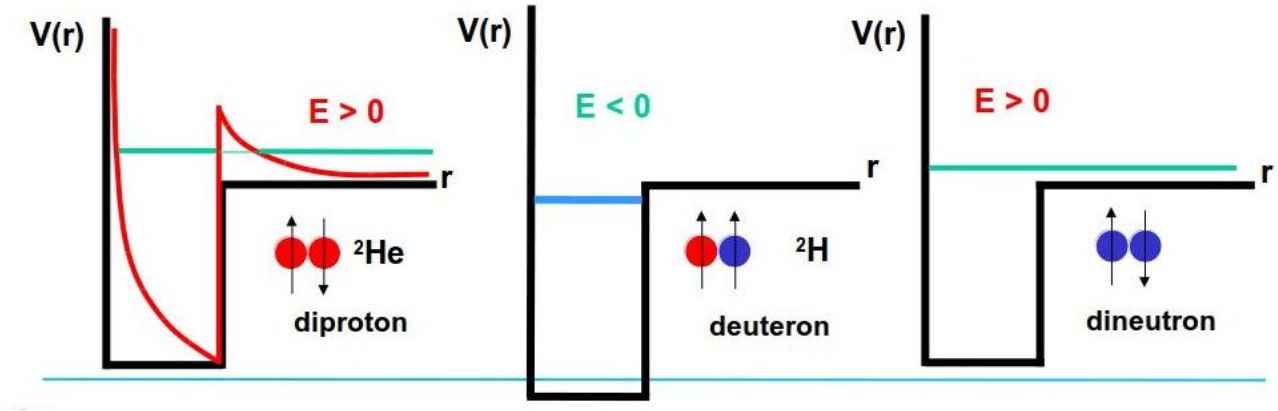
Egy nehéz atommag úgy kerül közelebb az energetikailag kedvezőbb állapothoz, hogy egy kisebb atommagot, a hélium-mag 4-es tömegszámú izotópját, a 2 protonból és 2 neutronból álló alfa-részecskét löki ki magából. Ez az alfa-bomlás, az egyik alapvető radioaktív folyamat.

A bogáncsfizika alapján a kisebb és nagyobb atommagokról alkotott képnek nagy hasznát vesszük néhány fejezettel később, amikor a csillagok fejlődésében eljutunk a nehéz atommagok szintéziséig. De egyelőre térjünk vissza az első lépés rejtélyéhez: vajon hogyan is mehet végbe a hidrogén-magokból hélium-magokat építő szintézis, ha nem vezet a csillag azonnali felrobbanásához?

Gyújtsuk be a kályhát!

Gondoljunk vissza a két nukleon közti vonzást kvalitatív módon leíró potenciálgödör képére! Vizsgáljuk meg, hogyan változik ez a kép, ha különböző fajta nukleonpárokra (proton–neutron, proton–proton, neutron–neutron) alkalmazzuk. Első közelítésben sehogy, hiszen az erős kölcsönhatás, így a magerő is független az elektromos töltéstől. Második közelítésben két effektust kell figyelembe vennünk. Az egyik a magerők függése a spintől, és ennek kapcsolata a Pauli-elvvel. Erre a kérdésre később visszatérünk. A másik figyelembe veendő tényező az, hogy két proton esetében az előbbi ábra által leírt potenciálhoz hozzá kell adnunk az elektromos taszítást leíró e^2/r alakú elektromos potenciálfüggvényt. A két hatás eredőjét a következő ábra első részábrája mutatja.

A két neutron között ható erőt a csillagok esetében nem kell figyelembe venni, a szabad neutronok ugyanis az Univerzum történetének első félórájában elbomlottak (lásd később a "Hamuval fűteni" és "Az ősi tűzgömb" című fejezeteket), a csillagok alapanyagát lényegében hidrogénmagok (azaz magányos protonok, kb. 75 tömegszázalék) és héliummagok (azaz alfa-részecskék, 25 tömegszázalék), valamint még néhány könnyű izotóp (együtt is kevesebb, mint 1 tömegszázalék) alkotják.



a/ b/ c/

2.9 ábra
Két nukleon között ható erő potenciálja a távolság függvényében

Az ábra alján húzódó kék vonal a két nukleon közti, tisztán az erős kölcsönhatásból számazó potenciált mutatja (ennek a vonalnak a nulla szinthez képesti elhelyezkedése azonos a 2.5 ábra potenciálgödrének mélységével, kb. –40 MeV). A nulla szintet a potenciál végtelen távolságban felvett értékéhez igazítottuk (a jobbra mutató vízszintes vonalak szintje). A Pauli-elv és a spinek közti kölcsönhatás miatt ehhez két azonos részecske (két proton vagy két neutron) esetén a fellépő taszítóerő miatt egy kis pozitív járulék adódik, ezért a gödör feneke megemelkedik. Különböző részecskék (egy proton és egy neutron) esetén a Pauli-elv nem érvényesül, a spin-kölcsönhatás vonzó, ezért a gödör egy kicsit mélyebb lesz. Két proton esetén ehhez még hozzá kell adnunk az elektrosztatikus kölcsönhatásból származó e^2/r potenciált is, az eredőt a piros vonal ábrázolja. Mindhárom esetben berajzoltuk a potenciálgödörben kialakuló legkisebb energiájú állapot energiaszintjét. Ez a „kvantumnyüzsgés" miatt jóval a gödör alapszintje fölött helyezkedik el. Végeredmény: a proton–neutron rendszer alapállapota negatív energiájú, ezért ennek a rendszernek létezik kötött állapota (ez a deuteron, a hidrogén 2 rendszámú izotópjának, a deutériumnak az atommagja), míg a másik két hipotétikus kötött állapot, a „diproton" (a hélium 2 rendszámú izotópja) és a „dineutron" energiája pozitív, ezért e rendszerek a valóságban nem jönnek létre. A diproton "virtuális kötött állapotként" rövid ideig létezhet (ezt a zölddel jelzett energiaszintnek a két potenciálgát közti szakasza mutatja), azonban ez alagúteffektussal (vékony zöld vonal) azonnal elbomlik, a részecskék a végtelenbe távoznak (a vastag zöld vonal jobb oldali szakasza). A dineutron esetén még a virtuális kötött állapot sem jöhet létre. Figyeljük meg, hogy a kialakuló energiaszintek pozitív vagy negatív értéke (2–3 MeV) milyen kicsi a potenciálgödör eredeti mélységéhez (40 MeV) képest!

A csillagokban végbemenő első magreakciókat tehát a 2.9/a ábra potenciálgörbéje alapján kell megértenünk. Mi a helyzet a többi potenciális fuzionáló párral? Egy proton és egy alfa-részecske esetén a magerő potenciálja lényegében hasonló az a/ ábrához, az elektrosztatikus taszító potenciál azonban kétszer magasabb (hiszen az alfa-részecske két protont tartalmaz, azaz kétszer akkora pozitív töltést hordoz, mint a magányos proton. Két héliummag találkozása esetén pedig négyszer olyan magas az elektrosztatikus potenciálgát, hiszen mindkét résztvevő két egységnyi pozitív töltést hordoz, a taszító potenciál pedig a töltések szorzatával arányos.

Vizsgáljuk tehát két pozitív töltésű részecske ütközését! Messze a végtelenben az erős kölcsönhatás potenciálja elhanyagolható, és az elektrosztatikus potenciál is nullához tart. A részecske mozgási energiája pozitív, és a végtelenben megegyezik a teljes energiával – ezt egy vízszintes vonallal jelölhetjük az ábrán. A két részecske akkor jut egymáshoz elég közel ahhoz, hogy az erős kölcsönhatás vonzó hatása érvényesülhessen, ha az energiaszint (amit a végtelenbeli mozgási energia határoz meg) nagyobb, mint az egyesített potenciál pozitív csúcsa a potenciálgödör határán. Látható, hogy a három esetből a proton–proton ütközés esetén a legkisebb ez a csúcs, a proton–alfa és az alfa–alfa ütközés esetén kétszer, illetve négyszer nagyobb. Legkisebb energián tehát a proton–proton ütközés és fúzió jöhet létre. De csak azok a részecskék fúzionálhatnak, amelyek áthaladnak a potenciálgörbe csúcsa fölött.

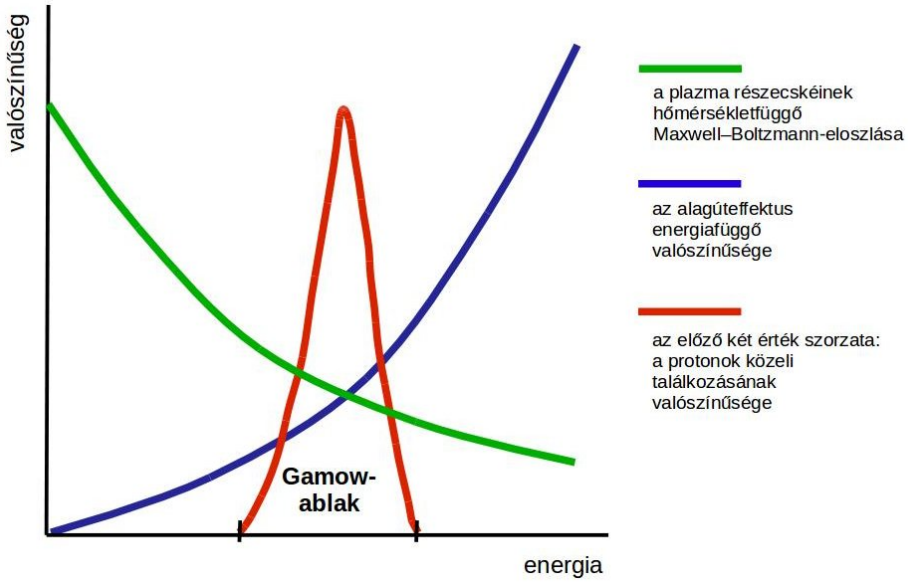
Íme előttünk áll tehát a kémiai folyamatok kapcsán is megismert energiagát, amelyen át kell jutni ahhoz, hogy beindulhasson a reakció! Ez az energiagát ezúttal az azonos fajtájú részecskék reakcióba lépését is korlátozza. A kémiai esettől eltérően ez a potenciálgát most nem egy szimbolikus, az atomkonfigurációk terében értelmezhető energiaküszöb, hanem egy geometriai, a háromdimenziós térbe képzelhető gát, amely elválasztja az egymástól távol mozgó két töltött részecskét az egymáshoz a kritikus távolságnál közelebb elhelyezkedő, egymás potenciálgödrébe esett részecskéktől.

Mennyi energiája van a másik részecskétől távol egy száguldó protonnak? Ezt a gáz hőmérséklete szabja meg, hiszen a hőmérséklet nem más, mint egy gázrészecske átlagos mozgási energiája. A kémiai kötés energiája az elektronvoltos (eV-os) tartományba esik, a magfizikai folyamatokban előforduló energiák kiloelektronvolt (keV) és megaelektronvolt (MeV) nagyságrendűek, míg a legkönnyebb elemi részecske, az elektron nyugalmi energiája (mc^2) fél megaelektronvolt (0,5 MeV), a protoné kb. 1 GeV (gigaelektronvolt, 10^{12} eV). Az energiaskálák ilyen szétválása teszi egyáltalán lehetővé a kémiai és a magfizikai (majd a részecskefizikai) jelenségek megkülönböztetését. Ha ez nem így lenne, teljesülhetett volna az alkímisták álma: kémiai reakciókkal, kémiai energia befektetésével megváltoztathatták volna az atommagok szerkezetét, átalakíthatták volna az elemeket, egyebek mellett aranyat hozhattak volna létre kevésbe „nemes” elemekből.

A helyzet tehát látszólag egyszerű. Ha a hőmérséklet nagyobb egy kritikus értéknél, amelyet az elektrosztatikus potenciálnak a magerő gödre peremén felvett értéke határoz meg, akkor a távolból érkező részecske átsuhan a potenciálfal felett, beesik a gödörbe – létrejön a kötött állapot, felszabadulhat a kötési energia. Ha a hőmérséklet ennél kisebb, akkor a részecske visszapattan a potenciálfalról, és eltávozik a végtelenbe – nem jön létre a kötött állapot.

Az energiaküszöb magasságát kritikus értéket a 2.9/a ábráról olvashatjuk le: az e^2/r potenciális energiaképletbe kell behelyettesítenünk a proton $r=10^{-15}$ m sugarát. Az eredmény magfizikai egységekben kifejezve kb. 1 MeV, ami az $E=kT$ képlet alapján hőmérsékletre átszámítva mintegy 11 milliárd Kelvin. Ez

óriási hőmérséklet, és majdnem ezerszeresen meghaladja a Nap-típusú csillagok belsejében fennálló tényleges hőmérsékletet.



2.10 ábra A Gamow-ablak

Az ábrán a részecskék energiájának függvényében két valószínűséget ábrázoltunk. A balról jobbra csökkenő görbe a Maxwell–Boltzmann-eloszlásfüggvény, amely annak valószínűségét mutatja, hogy adott hőmérsékletű plazmában jelen van egy E energiájú részecske. A másik görbe a Gamow-formula által megadott „áthatolási valószínűség”, annak valószínűsége, hogy az adott energiájú proton átalagutazik a falon, és beesik a potenciágödörbe. Ez a görbe nagy energiákon gyorsan emelkedik. A harmadik görbe az előző kettő szorzatát ábrázolja. Annak valószínűségét jelenti, hogy az adott hőmérsékletű anyagban jelen van a falon áthatolni képes proton, és az ténylegesen át is halad a falon. Látható, hogy ennek a görbének éles csúcsa van. Ez azt jelenti, hogy adott hőmérsékleten lényegében csak bizonyos energiájú protonok tudnak alagutazni. Ez a Gamow-ablak, amelynek értéke természetesen függ a hőmérséklettől. A magfúzió lehetőségének vizsgálata ezután arra koncentrálhat, hogy mekkora hőmérsékleten „nyílik meg” a Gamow-ablak, azaz mekkora hőmérsékleten lesznek már olyan részecskék, amelyek részt vehetnek a fúzióban. Ez a hőmérséklet kb. tízmillió fok, durván az ezredrésze a naiv, csak a potenciálgörbe felett elrepülő protonokat figyelembe vevő modell által adott értéknek.

A valódi helyzet természetesen most is bonyolultabb. Először is a hőmérséklet csak átlagos energiát jelent, így egy adott hőmérsékleten az átlagnál sokkal kisebb és sokkal nagyobb energiájú részecskék is jelen vannak. A legnagyobb energiájú, a Maxwell–Boltzmann-eloszlás „farkához” tartozó részecskék már kisebb átlagenergia esetén birtokolnak annyi energiát, hogy átfussanak a potenciálfal felett, és ezzel megindíthatják a magfúziót. Természetesen a nagyobb energiájú részecskékből jóval kevesebb van, mint az átlagosokból. Másrészt a potenciálfalon nemcsak úgy lehet átjutni, hogy átrepülünk felette. Egy kisebb energiájú részecskének a kvantumelmélet speciális „kerülőutat” biztosít: ez az alagúteffektus. Úgy képzelhetjük, mintha a potenciálfalba egy alagutat fúrtunk volna, amin a részecskék átbújhatnak a hegycsúcs alatt. Az alagúteffektus valószínűségét a George Gamow által levezetett képlet adja meg. (Gamow orosz származású amerikai fizikus volt, aki számos zseniális, messzire vezető fizikai ötletéért legalább három Nobel-díjat érdemelt volna, de

egyiket sem kapta meg – eme ötletek egyike az alagúteffektus.) Eszerint az áthaladás valószínűsége exponenciálisan csökken a gát vastagságával, és csökkenő függvénye az „alagút” felett maradt „sziklafal” magasságának. Az áthaladást elősegítő tényezők két tendenciája szembemegy egymással: a nagyobb energiájú részecskék nagyobb valószínűséggel alagutaznak át a potenciálgát alatt, viszont belőlük sokkal kevesebb van. A két tendencia együttes figyelembe vétele arra vezet, hogy adott hőmérsékleten egy adott potenciálfalon lényegében csak egy viszonylag kis energiaintervallumba eső részecskék haladnak át – ez a „Gamow-ablak”.

A Maxwell–Boltzmann-eloszlás és az alagúteffektus hatására kialakuló Gamow-ablak már kb. a potenciálfal magassága ezredének megfelelő hőmérsékleten „kinyílik”. Tehát a naiv számításhoz képest ezerszer kisebb hőmérsékleten, kb. tízmillió fokon már megindulhat a magfúzió.

Égi és földi tűz

„Közönséges” földi körülmények között egy protonnak semmi esélye sincs arra, hogy a Gamow-ablak közelébe eső energiára tegyen szert, legyőzze a potenciálgát jelentette akadályt, és beleessen a másik proton nukleáris potenciálgödrébe. Ehhez sok részecskére kell nagy energiát koncentrálni, más szóval nagy hőmérsékletet kell előállítani, és tartósan fenn is kell tartani.

Ha tehát egy földi laboratóriumban vagy erőműben meg akarjuk ismételni, és energiatermelésre szeretnénk felhasználni a csillagokban lezajló magfúziós folyamatokat, látszólag megoldhatatlan technikai nehézségekkel találjuk magunkat szemben. Első lépésként létre kell hozni – nem néhány atomnyi, hanem ipari energiatermelésre alkalmas mennyiségben – az igen forró plazmát. Ugyanakkor ezt a nagy hőmérsékletű hidrogénplazmát el is kell szigetelni a szobahőmérsékletű környezettől, ellenkező esetben egyrészt felmelegíti és tönkreteszi a környező objektumokat, másrészt ő maga a fúzióhoz szükséges hőmérséklet alá hűl. Fellép egy harmadik probléma is: a forró plazma elektromágneses sugárzása elviszi az energia egy részét, ezzel jelentősen hozzájárul a plazma gyors lehűléséhez. A plazmát kordában tartó falnak tehát egyben a sugárzás megfogása, visszatartása, visszatükrözése is feladatai közé tartozik. Igen ám, de semmiféle szilárd anyagból készült tartály sem viseli el a több millió fokos hőmérsékletet! Emlékezzünk arra, hogy az atomok elektronhéjában zajló kölcsönhatások tipikus energiaskálája a tized elektronvoltostól a néhány elektronvoltosig terjed, a nukleáris skála viszont a száz kiloelektronvolt környékén kezdődik. A szilárd anyagokat összetartó erők pedig a kémiai kötés valamelyik változatának következményei. A legellenállóbb szilárd anyagok is megolvadnak, majd elpárolognak néhány ezer fokos hőmérsékleten – a millió fokos plazmát tehát semmiféle szilárd anyagból készült tartály sem tudja kordában tartani.

A fizikusok ezért már több mint ötven éve más utat keresnek. A plazmát (még relative „hideg” állapotban) vákuumba helyezik, és erős mágneses terekkel irányítják mozgását. Egyebek között ezzel akadályozzák meg azt, hogy a tartály falához érjen, és azt kilyukassza, maga pedig lehűljön. Másrészt a

plazmában folyó árammal és a mágneses terek megfelelő irányításával próbálják elérni azt, hogy a plazma a fúzióhoz szükséges hőmérsékletre melegedjen. Ilyen erős mágneses terek fenntartásához szupravezető vezetékekből készült elektromágnesekre van szükség, ezért érdekes technikai paradoxon lép fel: a millió fokos hőmérsékletű plazma közvetlen közelében kell létrehozni a szupravezetés fenntartásához szükséges, az abszolút nullához igen közeli hőmérsékletet. A nagyon hideg és a nagyon forró házasságából születik meg (várhatóan néhány évtizeden belül) a 21. század régóta várt technikai csodája, a fúziós reaktor. (Az előző hatvan évben mindig azt olvashattuk: a fúziós reaktorok ipari bevezetése épp ötven év távolságban van. Most is ezt olvashatjuk – ám egy kicsit nagyobb bizonyossággal. A fejlesztések különösebb technikai forradalom, krízis és áttörés nélkül, apró lépésekben haladtak a kívánt cél felé, és napjainkra sikerült – igaz, csak rövid időre – létrehozni a pozitív energiamérlegű fúziós folyamatot. Innen – ahogy mondani szokás – már csak néhány kisebb technikai lépés van hátra.)

Az „égi tűz” Földre hozatalát tehát súlyos, de megoldható technikai problémák korlátozzák. De hogyan oldják meg ugyanezt a problémahalmazt a csillagok?

Zseniális módon a csillagok egyszerre, ugyanazon „technikai trükkel” oldják meg fúziós energiatermlés három problémáját. A csillag – mint azt a „Langyosból forró” fejezetben láttuk – egy gázfelhő összesűrűsödésével jön létre. A gáz sűrűségével együtt nő a hőmérséklet is, egészen addig, amíg a középpontban eléri a magfúzió beindulásához szükséges kritikus értéket. Azt mondhatjuk tehát röviden és metaforikusan, hogy a csillag energiatermelő középpontjában a szükséges nagy hőmérsékletet a csillag külső rétegeinek súlya hozza létre. Ugyanezek a külső rétegek játsszák a „fal” szerepét is, megakadályozva azt, hogy a forró plazma elhagyja a reakciózónát. És a harmadik feladatot, a kiszabaduló hősugárzás megfékezésének és visszafordításának feladatát is a csillag külső rétegei látják el: a centrumból kifelé induló sugárzást a külső rétegek elnyelik. Ne felejtsük el: a szabad elektromos töltéseket tartalmazó plazma átlátszatlan: sem a gyertya lángján, sem a Napon nem látunk át (ne is próbáljuk meg!). A szabadon kószáló elektromos töltések elnyelik az elektromágneses sugárzás fotonjait, majd véletlenszerű irányba sugározzák ki őket. Így a csillag központját körülvevő rétegek felmelegszenek, ezek hősugárzásának egy része viszont befelé, a centrum felé halad, visszatáplálva az energia egy részét.

A természetes úton létrejött és ugyancsak természetes úton stabilizálódott, megfelelő külső gázrétegekkel hőszigetelt csillagmag tehát ideális helyszíne a magfúzió lefolyásának. Belsejében elég meleg van ahhoz, hogy a protonok egy része átlépje (vagy átalagutazza) a másik protont körülvevő elektromos potenciálgátat, és beleessen a magerő (azaz az erős kölcsönhatás) potenciálgödrébe. Az így felszabaduló nukleáris energia hő formájában jelentkezik (részben a létrejövő új atommag mozgási energiája, részben a folyamat során felszabaduló gamma-fotonok által képviselt hősugárzás képében), e hőenergia további protonokat gyorsít a potenciálgát átlépéséhez szükséges szintre – a folyamat önmagát erősítve ismétlődik. Itt a robbanás! Vagy mégsem?

A részfolyamatok megismerése után tehát ismét fel kell tennünk az alapkérdést:

Miért nem robbannak fel a csillagok azonnal a keletkezésük után?

Valami még mindig hiányzik a képből.

Kvantumnyüzsgés

Térjünk vissza a 2.9 ábrához, amely azt mutatja be, mekkora egy nukleon energiája a másik nukleontól mért távolság függvényében. Kövessük a kívülről érkező nukleon (alapesetünkben proton) sorsát a potenciálgát átlépése után!

A meredek potenciálgát az objektumok között fellépő erős vonzóerőt szimbolizálja, a gödör mélysége pedig azt, mennyivel kerül alacsonyabb energiaszintre a rendszer a kötés létrejöttekor. Hová lesz az energiakülönbség? A rendszer átadja környezetének, pl. fényrészecske, azaz foton kibocsátásával. Azt gondolhatnánk, hogy ábránkon a beérkező részecske leesik a gödör fenekére, és az ottani energiaszinten fog tartózkodni, a kibocsátott energia pedig a bejövő részecske eredeti energiája és a gödör feneke energiaszintjének különbsége lesz (kb. 40 MeV). A valódi helyzet azonban egészen más, közbeszól a kvantumelmélet egyik alapvető jelensége: a határozatlansági reláció.

Egy potenciálgödörben mozgó klasszikus részecske alapállapota az, amikor a részecske ül a gödör legmélyebb pontján, és nem mozdul onnan. Mozgási energiája ekkor nulla, helyzeti energiáját a gödör fenekének potenciálértéke szabja meg. A részecskére ható erő (amely a potenciálgödör görbéjének meredekségével, azaz deriváltjával arányos) a szélsőérték-pontban nulla, így a részecske tartósan ebben a pontban maradhat.

A kvantumelmélet egyik alapvető törvénye, a Heisenberg-féle határozatlansági reláció azonban kimondja, hogy egy részecske helyzete és impulzusa bizonytalanságának (szórásának) szorzata meg kell hogy haladjon egy univerzális küszöbértéket (ez az érték a redukált Planck-állandó fele, amely makroszkópikus mozgások esetén mérhetetlenül kicsiny, az atomfizikai mozgások esetén viszont épp a ténylegesen előforduló értékek nagyságrendjébe esik). Ahogy a népi kvantummechanika mondja: „Ez vagy valami, vagy megy valahová.” A nyugvó részecske esetén mind a helyet, mint az impulzust (nulla) teljes pontossággal ismerjük, mindkettő bizonytalansága nulla, ezért szorzatuk is. Ez ellentmond a határozatlansági relációnak, ezért a kvantumelméletben ilyen állapot nem lehetséges. A klasszikus nyugvó alapállapot helyett a kvantumelméletben egy olyan alapállapot valósul meg, amelyben mind a helyzet, mind az impulzus kicsiny amplitudóval ingadozik a klasszikus érték körül. Ehhez az állapothoz viszont kicsiny, de nem nulla mozgási energia, és az alapállapoti érték feletti kicsiny potenciális energia tartozik. Így a rendszer alapállapoti energiája kissé magasabb, mint a megfelelő klasszikus érték lenne. A kvantumrészecskék „nem tudnak nyugton

ülni”, tőlük elidegeníthetetlen mozgásuk, az ún. „kvantumnyüzsgés” megemeli a rendszer által felvehető lehető legalacsonyabb energiájú állapot energiáját.

Konkrét fizikai rendszerek, konkrét potenciálgörbék esetén a lehetséges minimális energiájú állapot tényleges kiszámítása szép (és nehéz) matematikai feladat. Az eredmény néhány kvalitatív jellemzője azonban részletes számítások nélkül is megérthető.

Ha egy potenciálgödröt mélyebbre módosítunk, nyilván mélyebbre csúszik az alapállapot energiaszintje is. Ha a gödröt keskenyebbre cseréljük, a részecskét jobban „összeszorítjuk”, a helyzete bizonytalansága kisebb lesz – cserébe nőnie kell az impulzusa bizonytalanságának, ezzel az impulzus abszolút értékének, így a mozgási energiának is. Ezért az energiaszintek feljebb csúsznak.

Figyelembe kell vennünk még egy kvantumelméleti tényt, amit a klasszikus potenciál-ábrák nem tudnak kifejezni. A magerők egy része spinfüggő, azaz különbözik aszerint, hogy a két nukleonból álló rendszer milyen spinállapotban van. Az ábrák által mutatott vonzó nukleáris potenciál akkor érvényes, ha a két feles spinű nukleonból álló összetett rendszer szimmetrikus (ún. triplett) spinállapotban van, azaz eredő spinje 1. Antiszimmetrikus (szinglett) spin-állapotban, 0 eredő spin esetén a vonzó potenciál egy része taszítóvá válik, ami a potenciálgödör mélységének csökkenéseként szemléltethető.

A kvantumelméletnek még egy nevezetes és közismert eredményére lesz szükségünk, ez pedig a Pauli-elv. Ez az elv azt mondja ki, hogy a feles spinű részecskék (fermionok) közül legfeljebb egy lehet egy adott kvantum-állapotban. Általánosabban fogalmazva az azonos feles spinű részecskékből álló rendszernek csak az antiszimmetrikus állapotai valósulhatnak meg.

Majdnem és alig között

A fentiek alapján megvizsgálhatjuk a háromféle nukleon–nukleon kötött állapot (p–p, p–n, n–n) kérdését.

A legegyszerűbb a proton–neutron rendszer esete. A két részecske nem azonos, ezért megvalósulhat a szimmetrikus spinállapot. Ez extra vonzóerőt jelent, azaz az általános magerő potenciálgödre még egy kicsit mélyebb lesz (lásd a 2.9/b ábrát). Ebbe a gödörbe akarjuk belekényszeríteni a részecskét. A „kvantumnyüzsgés” megemeli az energiáját, így a kialakuló kötött állapot energiája nem sokkal a nulla szint alatt lesz (értéke –2,2 MeV – a kvantumnyüzsgés a magerő által ásott 40 MeV-os potenciál-gödör mélységének jelentős részét felemészti). Az így létrejött kötött állapotnak külön neve van: ez a deuteron, amely a hidrogén nehéz izotópjának, a deutériumnak az atommagja. Ilyen hidrogénizotóp található a nehézvízben.

Érdemes megjegyezni, hogy ha az erős kölcsönhatás egy százalékkal gyengébb lenne, azaz a potenciálkút mélysége egy kicsit kisebb lenne, akkor ez az energiaszint már a pozitív energiájú tartományba tolódna el – azaz nem is lenne kötött állapot. (Pozitív energiájú állapotból a részecske el tud távozni a

végtelenbe, a gödör tehát nem köti meg az origóhoz közeli helyzetben a részecskét.) A proton–neutron kötött állapot tehát létezik, de ez csak egy hajszálon, a jelenségben szerepet játszó természeti állandók pontos nagyságának szerencsés értékén múlik.

A neutron–neutron rendszer vizsgálatánál figyelembe kell vennünk a Pauli-elvet, hiszen két azonos fermion rendszeréről van szó. Ezért a rendszer spinállapotának antiszimmetrikusnak kell lennie, ez viszont a magerő spinfüggő részének taszító voltát jelenti. Így az eredeti potenciálgödör mélységét kissé csökkentenünk kell. Ez viszont a lehetséges alapállapot energiáját a pozitív tartományba tolja el (lásd a 2.9/c ábrát) – nem jön létre a kötött állapot, a hipotetikus dineutron. (A csillagokban ez az eset nem játszik lényeges szerepet, hiszen nincsenek jelen szabad neutronok.)

Marad végül a két protonból álló rendszer. A Pauli-elv itt is taszító spinfüggő erőhatást ad, azaz a potenciálgödör mélysége a proton–neutron rendszerhez képest kissé csökken. Itt viszont hozzá kell adnunk a két proton közt ható elektrosztatikus taszítás potenciális energiáját is. Ez a 2.9/a ábra szerint kissé keskenyebbé teszi a potenciálgödröt, másrészt csökkenti az átlagos mélységét. Harmadik hatását már korábban megvizsgáltuk: egy potenciálgát épül fel a gödörbeli állapotok és a végtelen távoli állapot között. Ha ebben a potenciálban számítjuk ki a kvantumnyüzsgés által megemelt alapállapot energiáját, az még a dineutronénál is magasabbra kerül. Alacsonyabb azonban az elekrosztatikus potenciálgátnál, látszólag tehát kötött állapot. Valójában mégsem, hiszen alagúteffektus útján a két „kötött” részecske eltávozhat egymás közeléből, akár a végtelenbe. (Ezeket a látszólag kötött állapotokat virtuális kötött állapotnak nevezik. Az ilyen állapotok hosszabb–rövidebb ideig fennmaradhatnak, végül azonban mindig elbomlanak.)

Ismét érdemes megemlíteni, hogy ha az erős kölcsönhatás erősségét egy százalékkal módosítanánk, de ezúttal ellenkező irányba, azaz az erősséget egy kicsit megnövelnénk, ez a potenciálgödör mélységének növekedésével járna, ezzel „lehúzná” a dineutron és a diproton energiaszintjét a negatív energiatartományba – azaz ebben a hipotetikus esetben ezek a kötött állapotok is megvalósulhatnának. Ebben a képzelt világban mindhárom nukleonpár (p–n, n–n, p–p) alkothatna kötött állapotot.

Úgy is fogalmazhatunk, hogy világunkban a deuteron alig létezik, a dineutron és a diproton pedig majdnem létezik. Látni fogjuk, hogy ezek az apró különbségek milyen döntő kihatással bírnak a csillagokban lejátszódó nukleáris folyamatok szempontjából.

A magerők, ezen belül a két nukleon között ható magerő spinfüggésének pontos tárgyalása több helyen megtalálható. Leginkább a scholarpedia cikke ajánlható. Középiskolások számára ez kissé ijesztő lehet, a sok ismeretlen kvantummechanikai fogalom használata miatt. Számukra röviden így foglalható össze az eredmény: a proton és a neutron kötött állapota, a deuteron létrejöhet, a két neutronból és a két protonból álló kötött állapot létezését azonban a Pauli-elv (és a két proton esetén a kölcsönös elektromos taszítás hozzájárulása) megakadályozza.

Az előző kvantummechanikai tárgyalás arra mutatott rá, hogy hiába ideálisak a körülmények a csillag magjában a magfúzióra, hiába van a protonoknak elegendő energiájuk a potenciálgát átlépésére vagy átalagutazására, mégsem mehet végbe a magfúzió, hiszen a megcélzott végállapot, a két proton kötött állapota, a diproton nem létezik. Hát akkor mitől világítanak a csillagok?

A Standard modell és az alapvető részecskefizikai folyamatok

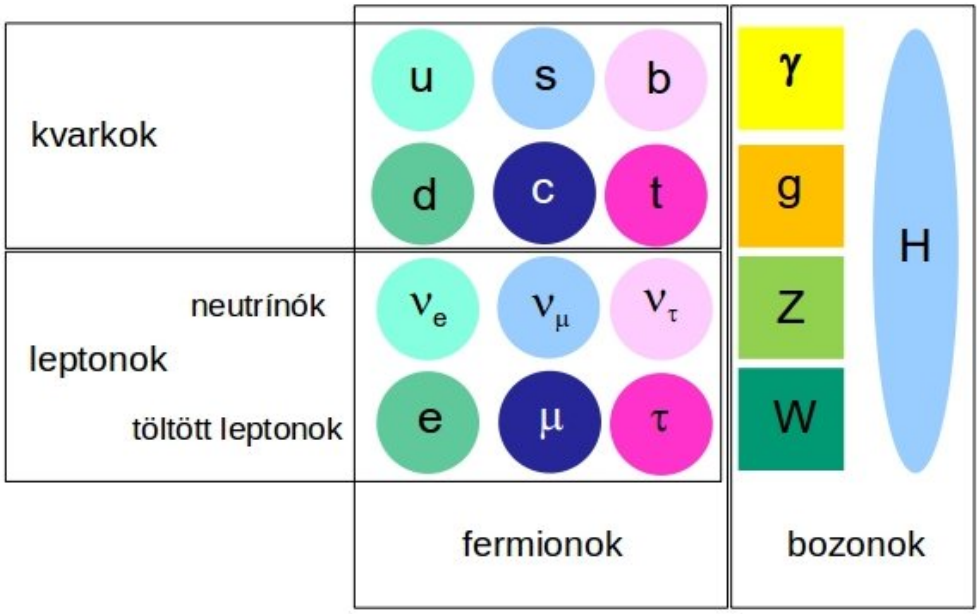
A csillagok nukleáris folyamatainak vizsgálata során eddig két kölcsönhatás szerepét vizsgáltuk: az egyik a nukleonokat összetapasztani igyekvő erős kölcsönhatás, a másik a protonok közti elektrosztatikus potenciálgátat létrehozó elektromos kölcsönhatás.

Most lép színre a természet harmadik nevezetes alapjelensége, a gyenge kölcsönhatás, melynek bizonyos megnyilvánulásait (béta-bomlás) már a radioaktivitás felfedezése óta ismerjük. Az elméleti részecskefizikusoknak 1973-ra sikerült egységes matematikai elmélettel leírniuk az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatást. Azóta ezeket együtt, „elektrogyenge” kölcsönhatás néven emlegetik. E két kölcsönhatás alapvető egysége azonban csak igen nagy, a csillagfizikai folyamatoknál sok nagyságrenddel nagyobb, a legnagyobb földi részecskegyorsítók által sem elérhető energiatartományban nyilvánul meg. Jelenlegi vizsgálataink szempontjából tehát két különálló jelenségnek tekinthetjük a gyenge és az elektromágneses kölcsönhatást.

Az elektrogyenge kölcsönhatás egységes elméletével párhuzamosan a hetvenes évek elején született meg az erős kölcsönhatást leíró kvantum-mezőelmélet, a kvantum-színdinamika (Quantum Color Dynamics, röviden QCD). Figyelemre méltó a két elmélet matematikai struktúrájának nagy hasonlósága – ez ad reményt arra, hogy a QCD-t és az elektrogyenge elméletet a közeljövőben egy még általánosabb elméletben sikerül majd egyesíteni. Ez lesz a "Nagy egyesítés" (Grand Unified Theory, röviden GUT). Az elmélet jelenlegi fejlettségi szintjén még csak "mechanikusan" egymás mellé tesszük az elektrogyenge elméletet és a QCD-t: így kapjuk a részecskefizika általánosan elfogadott Standard modelljét.

Az elméletben szereplő részecskék táblázata a 2.11 ábrán látható. Látható, hogy a részecskék feles spinű fermionokra és egész spinű bozonokra oszthatók. A nulla spinű Higgs-bozon a továbbiakban nem játszik szerepet, ezért bozonon az egyes spinű "mértékbozonokat" vagy "közvetítő bozonokat" fogjuk érteni.

A táblázat bal felében szereplő fermionok (feles spinű részecskék) között a következő oszlopban található "mértékbozonok" közvetítik a kölcsönhatásokat. A gyenge kölcsönhatásban mindegyik fermion részt vesz, ezt a kölcsönhatást a semleges Z-bozon, valamint a töltött W^+ és W^- bozonpár közvetíti. Az erős kölcsönhatásban csak a fermionok táblázatának felső részében található kvarkok vesznek részt, köztük a (nyolcféle) gluon közvetíti a kölcsönhatást. Az elektromágneses kölcsönhatás közvetítő bozonja a jól ismert foton, ez csak az elektromosan töltött részecskékre hat, azaz a neutrínók kivételével az összes fermionra, valamint a töltött W^+ és W^- bozonra is.



2.11 ábra Az elemi részecskék táblázata

A jelenleg elfogatott ún. Standard részecskefizikai modell szerint eleminek tekintett részecskék táblázata. A bal oldalon szereplő fermionok spinje 1/2, a jobb oldalt szereplő bozonoké egész szám, itt az első oszlopban vannak a kölcsönhatásokat közvetítő ún. mértékbozonok, ezek spinje 1, az utolsó oszlopban szereplő Higgs-részecske spinje 0. Az egymás alatti, párt alkotó fermionok elektromos töltése egy egységben különbözik egymástól. A fermionok két csoportját a kvarkok és a leptonok alkotják. Az erős kölcsönhatásban csak a kvarkok vesznek részt, ennek közvetítői a gluonok. A fermionok három generációba rendezhetők, ennek felel meg az első három oszlop. A generációk eredetét és részecskefizikai szerepét még nem értjük igazán. A körülöttünk levő anyagot lényegében az első oszlop részecskéi alkotják: az atomagokban levő nukleonok, a proton és a neutron u és d kvarkokból állnak, az atom külső héját elektronok alkotják. A csillagfizikai folyamatokban is csak az első oszlop fermionjai vesznek részt, az előbb említetteken atomi alkotórészeken kívül a neutrínó és antirészecskéje is (no meg a közvetítő bozonok).

A táblázat nem teljes, nem elég részletes. Minden kvark három változatban, ún. "színben" fordul elő, a gluonokból ennek megfelelően nyolcféle létezik. Emellett a táblázat minden részecskéjének van egy antirészecske párja is (a foton, a Z bozon és a Higgs-részecske önmaga antirészecskéje).

Igen érdekes, bár furcsán hangzó kérdés, "miért van szüksége" a természetnek a fermionok három generációjára. Pillanatnyi tudásunk szerint a világ nagyjából ugyanígy nézne ki, ha csak az első generációs, a táblázat első oszlopában szereplő fermionok léteznének. A többi, nagyobb tömegű fermion csak nagy energiájú folyamatokban jön létre, és igen hamar elbomlik az első oszlop fermionjaira. E nehezebb részecskék valószínűleg csak az Univerzum történetének első másodperceiben játszottak fontosabb szerepet.

A Standard modell matematikai részletei természetesen nagyon bonyolultak. De ha csak nagy vonalakban kívánunk megismerkedni vele, feltűnő hasonlóságot tapasztalunk abban, hogyan írja le a modell a három különböző kölcsönhatás (az elektromágneses, az erős és a gyenge) elemi folyamatait, illetve az ezekből összerakható bonyolultabb jelenségeket.

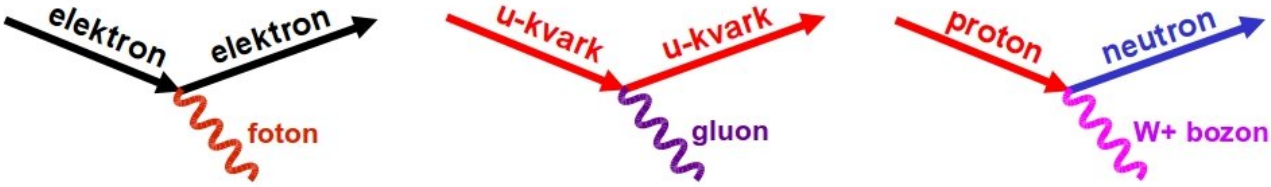
A folyamatok elemi lépéseiben mindig két fermion és egy közvetítő bozon szerepel. E folyamatok szemléltetésének kiváló eszközei az ún. Feynman-diagramok vagy Feynman-gráfok. Ezeken az ábrákon balról jobbra múlik az idő. Az egyes részecskék mozgását vonalak szemléltetik – a fermionokat szokás szerint folytonos egyenes vonal, a közvetítő részecskéket hullámvonal jelképezi. E vonalak a gráf egy-egy csomópontjában (vertex) találkoznak, ezek a pontok jelképezik az elemi részecskefizikai eseményeket. Egy csomópontban mindig két fermion- és egy bozon-vonal találkozik. Lényegében kétféle vertex létezik. Az egyik fajta egyetlen (balról érkező) "bemenő vonalat" és két (jobbra tartó) "kimenő vonalat" tartalmaz. Ezt úgy interpretáljuk, hogy a beérkező részecske a csomópontban két másik részecskére bomlott. Lehet, hogy az egyik kifutó fermion típusa megegyezik a bejövő részecskéével. Ekkor azt mondjuk, hogy a bejövő fermion kibocsátott egy bozont. A másik tipusú elemi gráfban két bejövő és egy kimenő vonal található: két részecske egyesült egy harmadikká. Ha a kimenő fermion típusa megegyezik az egyik bejövő fermionéval, azt mondhatjuk, hogy a fermion elnyelt egy bozont.

A gráf vonalai nem csak úgy általában jelképezik az egyes részecskéket: mindig úgy kell elképzelnünk, hogy az egyes vonalak meghatározott energiájú, impulzusvektorú és spinű részecskéknek felelnek meg.

A Feynman-diagramok egyrészt szemléletesen jelzik a folyamatban szereplő részecskéket és ezek átalakulásait, másrészt tartozik hozzájuk egy "szótár", amellyel a gráf pontjai és vonalai egy bonyolult matematikai kifejezésre "fordíthatók le". A kifejezésben kijelölt műveleteket elvégezve aztán megkaphatjuk az ábrázolt folyamat valószínűségét a bejövő és kimenő részecskék energiája, impulzusa és más paraméterei függvényében. E szótár egyik érdekessége, hogy ha az ábra csomópontjainak és vonalainak szerkezetét változatlanul hagyjuk, de egy vagy több vonalat megfordítunk (és ezzel egy másik folyamat leírására térünk át, amelyben egyes fermionok helyett antirészecskéjük szerepel), a megfelelő matematikai kifejezés nem változik, csak néhány változója vált előjelet. Így kapcsolat teremthető különböző, de a mélyben rokon folyamatok valószínűségei közt. Az alábbi 2.12–15. ábrasorozatban egymás alatt szereplő diagramokat tehát ugyanaz a matematikai kifejezés írja le, csak néhány paraméter előjele különbözik.

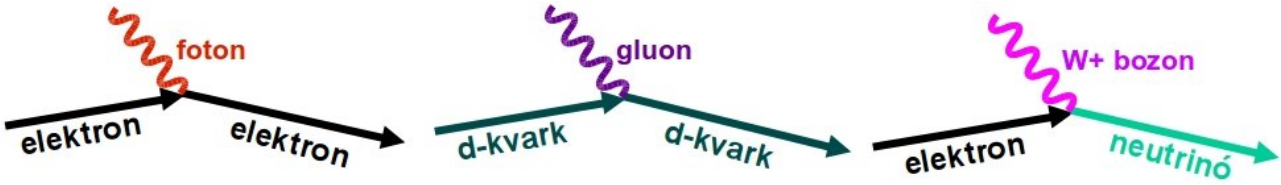
A most következő ábrasorozat bemutatja a három részecskefizikai kölcsönhatás elemi folyamatait, különös hangsúlyt helyezve hasonlóságukra. Az első oszlopban az elektromágneses, a középsőben az erős, a harmadikban a gyenge kölcsönhatás folyamatai láthatók.

Megjegyezzük, hogy az alsó két ábrasor folyamataival kapcsolatban sajnos igen sok téves megnevezés és interpretáció van forgalomban. A 2.14 ábra párkeltési folyamatait úgy írják le, hogy "az energia anyaggá alakult", a 2.15 ábra folyamatait pedig "annihilációnak", azaz az anyag megsemmisülésének nevezik. A téves megnevezés mögött az a téves elképzelés rejlik, hogy a közvetítő bozonok (legtöbbször a fotonra gondolnak) nem "anyagiak", hanem valamilyen módon a "tiszta energiát" képviselik. Erről szó sincs: a közvetítő bozonok, illetve az általuk alkotott mezők (pl. az elektromágneses mező) éppen úgy az anyag egyik fajtáját alkotják, mint pl. az elektronok.



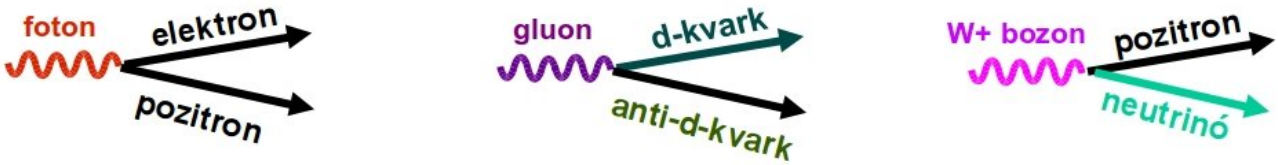
2.12 ábra Közvetítő bozonok kibocsátása

A bejövő fermionok kibocsátanak egy közvetítő bozont, amely elviszi energiájuk és impulzusuk egy részét. Az első két esetben a fermion típusa nem változik, a gyenge kölcsönhatás esetében a fermion más fajta fermionná alakul át. Miért? Mert a W-bozon az energia és impulzus (meg a spin) mellett egy egységnyi elektromos töltést is elvitt, és ezt szokás szerint eléggé alapvető változásnak tekintjük ahhoz, hogy a neutront ne a proton egy másik állapotának, hanem másik részecskének nevezzük.



2.13 ábra Közvetítő bozonok elnyelése

Az előbbi elemi lépések párja: a fermionok most elnyelnek egy közvetítő bozont, és annak energiájával, impulzusával, valamint egyéb kvantumszámaival "feldúsulva" mozognak tovább. Az előző esethez hasonlóan a neutrínót sem semleges elektronnak, hanem egy másfajta részecskének tekintjük. Látszik, hogy az egyes részecskék megkülönböztetése pusztán a tudománytörténet során kialakult, majd megkövesedett konvenció. A Standard modell feltárja a részecskék közötti alapvető rokonságokat: a gyenge kölcsönhatás W-bozonjának kibocsátásával vagy elnyelésével egymásba alakuló elemi fermionok a 2.11 táblázatban egymás alatt, egymás párjaként szerepelnek. Ha majd megismerjük egy idegen civilizáció részecskefizikáját, lehet, hogy ők csodálkozni fognak, miért tartjuk mi különböző részecskének az elektront és a neutrínót, nem pedig egy "elektrínó" nevű részecske különböző állapotainak.



2.14 ábra Párkeltési folyamatok

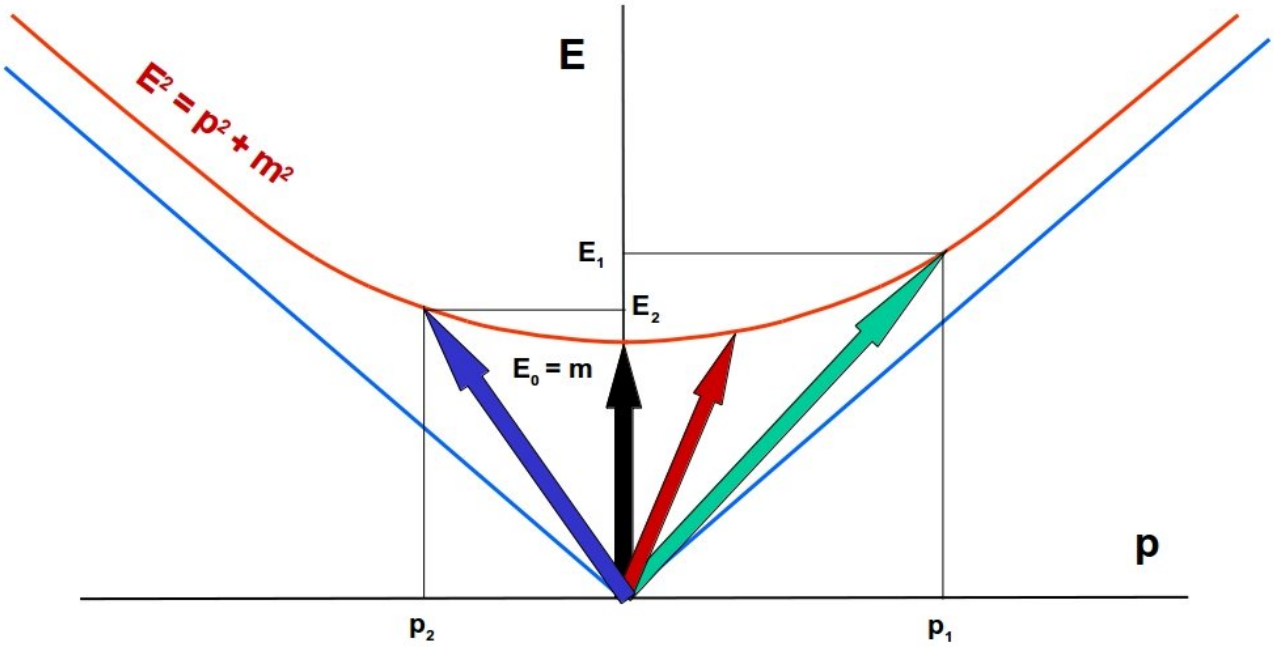
A beérkező közvetítő bozon két fermionná alakul. Az első két esetben ezek egymás antirészecskéi, az utolsó ábrán két különböző fermion keletkezik. Az ok a fentebbi.

2.15 ábra "Annihilációs" folyamatok

Az előbbi folyamatok fordítottja: két fermion "egyesülésekor" közvetítő bozon keletkezik.

A Feynman-gráfok minden csomópontjában teljesülnie kell az energia és az impulzus megmaradási tételének: a csomópontból távozó részecske vagy részecskék által hordozott energia, illetve (vektorjellegű) impulzus teljes értékének meg kell egyeznie az ugyanabba a csomópontba befutó részecske vagy részecskék hordozta teljes energiával, illetve impulzussal.

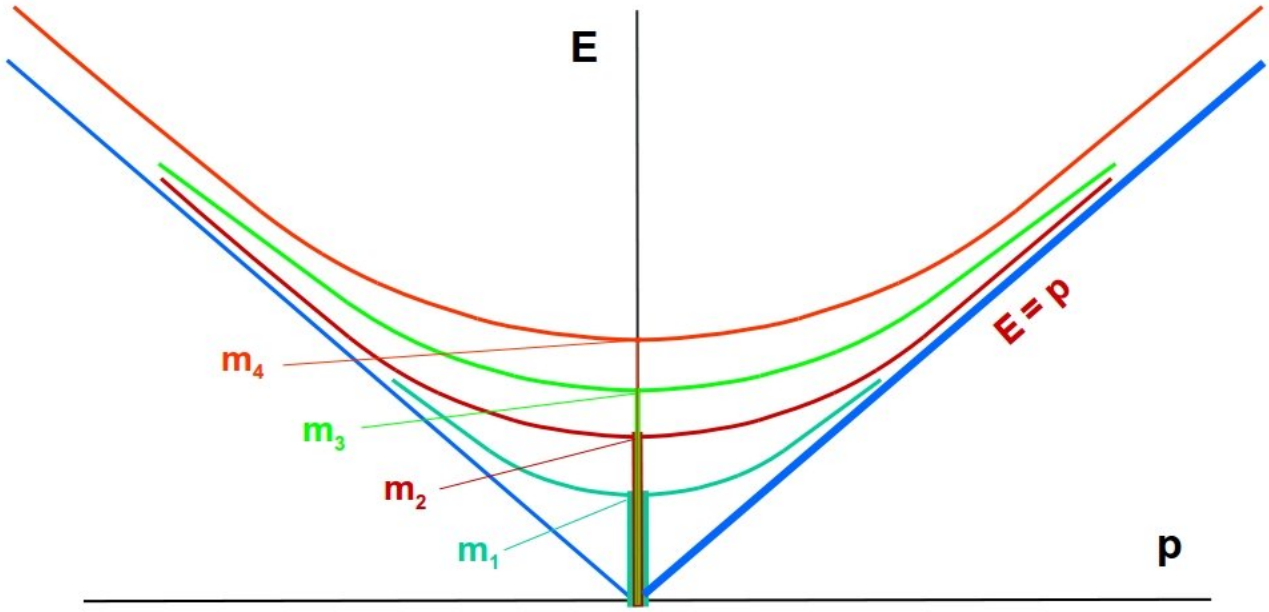
Emellett az egyes bejövő, illetve kifutó részecskékre külön-külön teljesülnie kell az energia, az impulzus és az adott részecske (nyugalmi) tömege közti relativisztikus összefüggésnek. Ez az összefüggés a részecskefizikában általánosan használt mértékegység-rendszerben, amelyben a fénysebesség értéke $c=1$, a következő: $E^2-\boldsymbol{p}^2=m^2$ (a képletben E a részecske energiája, $\boldsymbol{p}$ az impulzusvektora, m pedig a nyugalmi tömege). Ez a képlet egy hiperbola (több dimenzióban hiperboloid) egyenlete, amelyet "tömeghéjnak" (mass shell) neveznek. A feltételt tehát röviden így fejezhetjük ki: a részecskéknek rajta kell lenniük a megfelelő tömegértékhez tartozó tömeghéjon.



2.16 ábra Tömeghéj

A piros vonallal jelzett hiperbola egy m tömegű részecske lehetséges impulzus (p) és energia (E) értékei közti összefüggést mutatja be. A nyilak a részecske néhány lehetséges "négyesimpulzus-vektorát" ábrázolják, e vektorok végpontja mind rajta van a hiperbolán. A vektor egyik komponense a részecske impulzusa, a másik komponens az energiája, a köztök fennálló, a hiperbola által leírt összefüggés képlete $E^2-p^2=m^2$. Az ábrán a jobb áttekinthetőség kedvéért a részecskefizikában szokásos $c=1$ egységrendszert használtuk (itt c a fény sebességét jelöli).

Az ábra kétféleképp interpretálható. a/ Ugyanaz a részecske (pl. elektron) különböző sebességgel mozoghat a rögzített megfigyelőhöz képest, a különböző nyilak ezeket az eseteket jelölik. A fekete nyíl azt az esetet mutatja be, amikor ez a sebesség nulla, azaz a részecske a megfigyelőhöz képest áll. Ekkor impulzusa nulla, "nyugalmi" energiája pedig megegyezik a hiperbola m paraméterével, azaz a részecske tömegével: $E_0=m$. (Megjegyzés: ha nem a c=1 egységrendszert használnánk, éppen a nevezetes Einstein-féle $E_0=mc^2$ képletet kapnánk). b/ A részecske adott módon mozog, a nyilak pedig az egymáshoz képest különbözőképp mozgó megfigyelők által észlelt impulzus- és energia-értékeket jelzik.



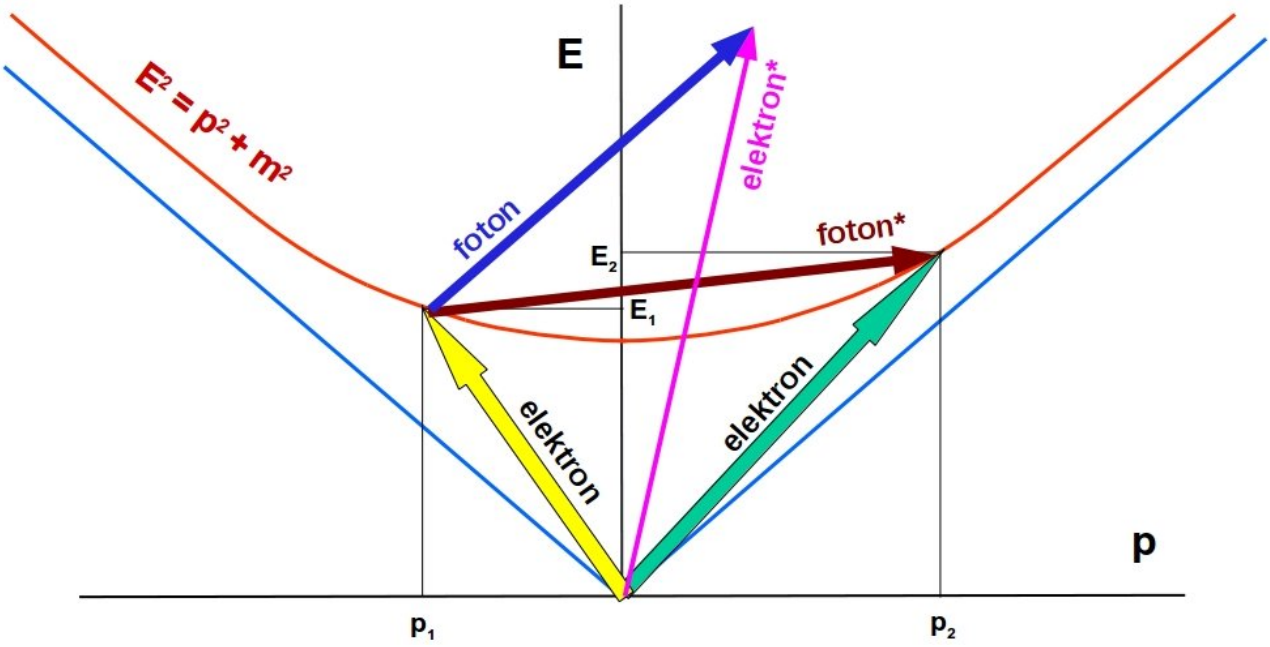
2.17 ábra Különböző tömegű részecskék tömeghéjai

A különböző színű hiperbolák különböző (m_1, m_2, m_3 és m_4) tömegű részecskék lehetséges impulzus (p) és energia (E) értékei közti összefüggést ábrázolják. Az impulzus nulla értékénél, azaz a megfigyelőhöz képest álló részecske esetén az energia megegyezik a részecske tömegével: ez a hiperbola és a függőleges tengely metszéspontjánál olvasható le. Nagy impulzusok esetén a hiperbolák közös aszimptotához, a 45 fokos meredekségű kék egyenesekhez tartanak: ha a részecske energiája nagyon nagy a tömegéhez képest (ez akkor következik be, ha a sebessége megközelíti a fénysebességet), a különböző tömegű részecskék nagyjából egyformán viselkednek.

Maga a kék egyenes az E=p egyenlettel írható le. Ez a korábbi $E^2-p^2=m^2$ egyenletből úgy kapható, hogy az m tömeg helyébe nullát írunk. A nulla nyugalmi tömegű részecskék (a fotonok és a gluonok) négyesimpulzus-vektora a kék egyenesbe esik, meredeksége egységnyi (irányszöge plusz vagy minusz 45 fok). Nagy energián a nem nulla tömegű részecskék tömeghéj-hiperbolája ehhez az egyeneshez, a foton tömeghéjához közelednek. Ezért a tömeges részecskék nagy energián azért viselkednek egymáshoz hasonlóan, mert mindegyikük egyre inkább úgy viselkedik, mint a foton.

A Feynman-gráfok csomópontjaiban felírt energia- és impulzusmegmaradás, valamint az egyes részecskét tömeghéj-egyenletei együtt egy egyenlet-rendszert alkotnak az egyes részecskék energiáira és impulzusaira vonatkozóan. (Emellett minden csomópontban teljesülnie kell az elektromos töltés és más töltésjellegű mennyiségek megmaradásának is – ezt úgy szokták figyelembe venni, hogy eleve csak olyan gráfokat rajzolnak fel, olyan részecskékkel, amelyekre ezek a feltételek teljezülnek. A 2.12–15. ábrák mind ilyenek.)

Igen ám, de ha a 2.12–15. ábrasorozat által bemutatott egyes folyamatokra megpróbáljuk megoldani az energia- és impulzus-megmaradásra, valamint az egyes részecskék tömeghéjára vonatkozó egyenletrendszert, mindegyik ábra esetében az derül ki, hogy az egyenletrendszernek nincs megoldása! Az ábrákon bemutatott folyamatok tehát nem mehetnek végbe...



2.18 ábra Virtuális részecskék

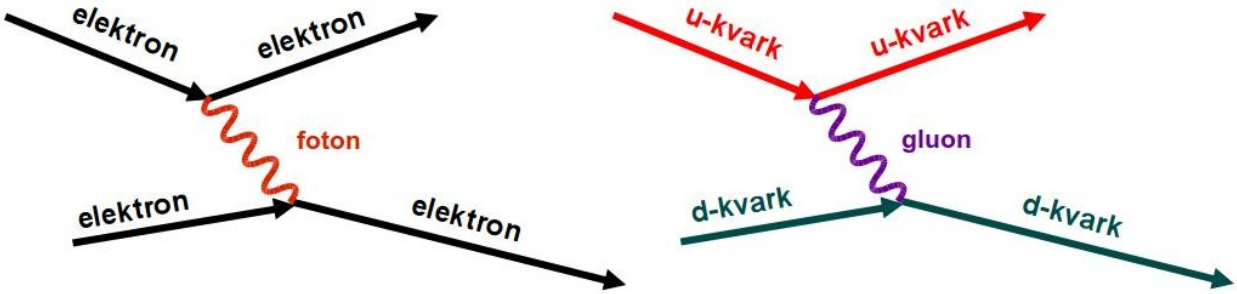
Ezen az ábrán a 2.13 ábrán bemutatott folyamat kinematikai elemzése látható: egy elektron elnyel egy fotont, és elektronként folytatja útját. A nyilak a különböző részecskék impulzusából és energiájából összetevődő négyesimpulzus-vektorokat ábrázolják. A sárga nyíl a bejövő elektront reprezentálja – ennek tömege m, ezért a nyíl hegye rajta van az elektron tömeghéján. Ha az elektron által elnyelt foton is rajta van a foton tömeghéján, az ő négyesimpulzus-vektora az ábrán 45 fok meredekségű lesz, párhuzamos a hiperbola aszimptotájával. E fotont reprezentálja a kék nyíl. A folyamat során a két részecske egyesül, négyesimpulzus-vektoraik összeadódnak. A sárga és a kék vektor összege a lila nyíl lesz. Ennek hegye azonban sohasem lehet rajta az elektron tömeghéj-hiperboláján, hiszen a hiperbola egyik pontjából induló, az aszimptotával párhuzamosan rajzolt egyenes sohasem metszi még egyszer a hiperbolát.

A lila nyíl által ábrázolt objektum tehát fura jószág. Töltése, spinje és egyéb kvantumszámai megegyeznek az elektronéval, energiája és impulzusa azonban nem teljesíti a tömeghéj-relációt, a részecske nincs rajta a tömeghéjon. Ezt az objektumot "virtuális elektronnak" nevezzük, és a "valódi" elektronoktól való megkülönböztetés kedvéért az ábrán csillaggal jelöljük. Ha tehát egy reális (tömeghéjon levő) elektron elnyek egy ugyancsak reális fotont, virtuális elektron keletkezik.

Van más lehetőség is. Ha azt akarjuk, hogy a folyamat végén az elektron ismét legyen rajta a tömeghéján (zöld nyíl), akkor a hiperbola két pontját kell összekötnünk. Ezt csak úgy tehetjük meg, hogy 45 foknál laposabb "foton-nyilat" rajzolunk (bordó nyíl). Ez ismét csak furcsa objektum: kvantumszámai a fotonéval egyeznek meg, de nincs a foton tömeghéján. Ez az objektum a "virtuális foton" (nevét csillaggal jelöltük). A bordó vektor kezdőpontját az origóba tolva látszik, hogy a vektor az aszimptoták alatt halad – az ilyen vektort "térszerűnek" nevezik, és a fénysebességnél gyorsabb mozgásnak felel meg. (A részecske sebességét a v=p/E képlet adja meg: egy "lapos" nyíl esetén ez nagyobb egynél, így a részecske sebessége meghaladná a fényét.) Ha tehát azt akarjuk, hogy a tömeghéjon levő elektron a 2.13 ábra folyamata után is tömeghéjon legyen, egy virtuális fotont kell elnyelnie.

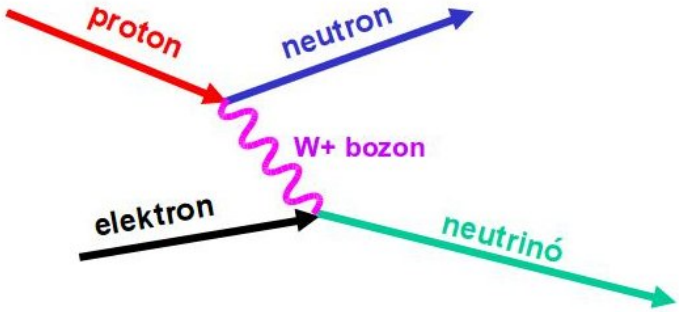
Hasonlóan elemezhetők a 2.12–15. sorozat további részábrái is. Mindegyik esetben csak virtuális részecskék (fermionok vagy bozonok) bevezetésével elégíthető ki a csomópontbeli energia- és impulzusmegmaradás.

Érdekes csapdába kerültünk: a kölcsönhatások egységes leírására szolgáló elmélet elemi lépései nem valósíthatók meg a az energia- és impulzus-megmaradás, valamint a valóságos részecskék adatainak tiszteletben tartásával!



2.19 ábra Elektromágneses és erős szórásfolyamat

Az ábrán az elektromágneses, illetve az erős kölcsönhatás egy elemi folyamatát mutatjuk be. Mindkét ábrán fermionok kölcsönhatása zajlik a folyamatot közvetítő bozonok cseréjével. Az első ábrán egy elektron bocsátja ki az elektromágneses kölcsönhatás közvetítő bozonját, a jól ismert fotont, amit aztán egy másik elektron elnyel. A másik folyamatban két kvark között cserélődik az erős kölcsönhatás közvetítő részecskéje, egy gluon.



2.20 ábra Gyenge szórásfolyamat

Az ábrán a gyenge kölcsönhatás egy jellegzetes folyamatát ábrázoltuk a részecskefizika Standard modellje alapján. Szembetűnő a hasonlóság az előző ábrán szereplő folyamatokhoz. Itt azonban a gyenge kölcsönhatás (egyik) közvetítő részecskéjének, a W-bozonnak kibocsátása után visszamaradt részecskét nem az eredeti objektum egy másik állapotának, hanem egy másik részecskének, proton helyett neutronnak tekintjük.

A megoldást az ún. "virtuális részecskék" bevezetése jelenti. A recept a következő: ha a 2.12–15. ábrasorozaton szereplő elemi lépések nem valósulhatnak meg, kombináljunk belőlük bonyolultabb folyamatokat oly módon, hogy az egyik elemi lépés egyik kimenő részecskéje egy másik elemi lépés bemenő részecskéje lesz! A következő ábrákon több példát látunk ilyen folyamatokra. Az elemi lépések összekapcsolásával olyan gráfok jönnek létre, amelyeken kétféle vonal szerepel. A külső vonalak kimennek a végtelenbe: ezek a teljes folyamat bejövő vagy kimenő részecskéit ábrázolják. A belső vonalak csak a gráf egyik csúcspontjától a másikig tartanak, a folyamatban ideiglenesen keletkező, majd hamarosan megszűnő részecskéket képviselik.

Ezeket az ideiglenesen létező részecskéket nevezik virtuális ("látszólagos" – a szó nagyon rosszul illik a tárgyra) részecskéknek. A most következő ábrákon a virtuális részecskéket a nevük mellé írt csillaggal jelöljük.

A nagy trükk a következő: a virtuális részecskéktől nem követeljük meg, hogy rajta legyenek a tömeghéjon, azaz teljesítsék az $E^2-\boldsymbol{p}^2=m^2$ összefüggést, energiájuk és impulzusuk akármilyen értéket felvehet. A gráf csomópontjaiban viszont továbbra is teljesülnie kell az energia és az impulzus megmaradásának, de a tömeghéj-feltétel teljesítését csak a végtelenbe kimenő külső vonalak részecskéitől követeljük meg. A belső vonalak részecskéire annyi energia és impulzus jut, amennyi az így lefolytatott számolásokból kiadódik. Úgy képzelhetjük, hogy messze a jelenséget leíró gráf csomópontjaitól távol "részecskefizikai rendőrök" állnak, és ellenőrzik a távolba vezető utakon bejövő és kimenő részecskék papírjait, megvizsgálják, teljesül-e rájuk a tömeghéj-összefüggés. Ha igen, akkor ők tiszteséges szabad részecskék, mehetnek és jöhetnek. Ezek az ellenőrök azonban nem merészkednek a gráf belsejébe, az ottani utak mentén nincs ellenőrzés, a vonalak mentén mozgó részecskék energiája és impulzusa tetszőleges lehet. A csomópontokban viszont másfajta ellenőrök állnak, ők szigorúan és kivétel nélkül megvizsgálják a csomópont energia- és impulzus-mérlegét (emellett a spin-, elektromos és másfajta töltések stb. mérlegét is), és mindig megkövetelik a beérkező és a kifutó mennyiségek egyenlőségét. És láss csodát: ezekkel a módosított szabályokkal bizonyos gráfok esetén már ki lehet osztani az összes vonalhoz tartozó energia-értékeket. Ezután pedig a gráfhoz tartozó matematikai kifejezés kiértékelésével már ki lehet számítani az ábrázolt folyamat valószínűségét.

Továbbra sem lehet azonban minden gráf esetében ténylegesen megvalósítani az ábrázolt folyamatokat. Ennek a legtöbbször az az oka, hogy nincs rá elég energia. A tömeghéj képletét kissé átrendezve ezt kapjuk: $E^2=m^2+\boldsymbol{p}^2$. Ebből látszik, hogy ha a részecske "áll", azaz impulzusa nulla, akkor is van energiája: $E=m$, vagy a szokásos egységrendszerben $E=mc^2$. Ez a nevezetes Einstein-féle képlet azt mutatja, hogy egy részecske vagy más objektum tömege nem más, mint a nyugalomban levő objektum energiája. Ha a részecske nem áll, akkor az energiája csak ennél nagyobb értékű lehet, hiszen a tömeg négyzetéhez hozzá kell adni az impulzus négyzetét, ami mindig pozitív. Egy részecskefizikai folyamat kimenő részecskéi összesített energiájának tehát mindig nagyobbnak kell lennie, mint a kimenő részecskék tömegének összege. Ha az általunk felvázolt hipotetikus folyamat bejövő részecskéi energiáinak összege ezt nem teljesíti, akkor a folyamat nem mehet végbe: a csomópontokban és a külső vonalakon álló ellenőrök által megkövetelt összefüggések egyszerre nem teljesíthetők. Érdekes csapdába kerültünk: a kölcsönhatások egységes leírására szolgáló elmélet elemi lépései nem valósíthatók meg a az energia- és impulzus-megmaradás, valamint a valóságos részecskék adatainak tiszteletben tartásával!

Különösen egyszerű a helyzet azokban a folyamatokban, amikor egyetlen bemenő részecske van. Az ilyen folyamatokat bomlásoknak nevezzük: a bejövő egyetlen részecske (bonyolult mellékfolyamatokon át) szétbomlott két vagy több kimenő részecskére. Az ilyen folyamatokat mindig tanulmányozhatjuk a bejövő részecske nyugalmi rendszerében: ekkor a részecske impulzusa nulla,

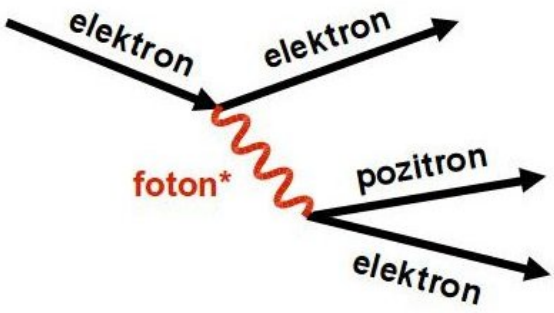
energiája pedig a tömeghéj-képlet szerint megegyezik a tömegével. A bomlások esetében tehát a kritérium igen egyszerű: a bomló részecske tömegének nagyobbnak kell lennie a kimenő részecskék tömegének összegénél. Ha ez teljesül (és persze fennállnak a töltés- stb. megmaradási összefüggések is), akkor a folyamat lehetséges, ellenkező esetben nem.

Megjegyezzük, hogy ezzel az egyszerű ténnyel kapcsolatban is sok félreérthető megfogalmazás van forgalomban az ismeretterjesztő irodalomban. Azt mondják, hogy ha a bejövő részecskék tömegéből kivonjuk a kimenő részecskék tömegének összegét, megkapjuk a folyamat "tömegdefektusát" vagy "tömeghiányát": ez az a tömeg, ami a folyamat során "eltűnt", azaz "energiává alakult". Ez az állítás többszörösen is butaság. Először is a relativisztikus fizikában van energia- és impulzus-megmaradási törvény, de nincs hasonló megmaradási törvény a nyugalmi tömegre – ezért egyáltalán nem kell csodálkozni azon, hogy a bejövő és a kimenő tömegek összege nem egyezik meg. Másrészt "tömeghiányról" és ennek "energiává alakulásáról" beszélni kb. annyi, mintha az euklideszi geometria közismert háromszög-egyenlőtlenségét (egy háromszög két oldala a és b hosszának összege nagyobb a harmadik oldal c hosszánál) úgy interepretálnánk, mint valamiféle "hosszúság-defektust", és arról filozofálnánk, hogy a hiányzó $(a+b–c)$ hosszúság-hiány valamilyen módon "szélességgé alakult volna át".

Azért kellett ezt ilyen részletesen elemeznünk, mert hamarosan látni fogjuk, épp ez, a bomló részecske tömegére vonatkozó kritérium dönti el a csillagokban mozgó protonok és neutronok sorsát, ezzel a magfúziós folyamatok lehetőségét vagy lehetetlenségét.

A közvetítő bozonok segítségével nemcsak a 2.15 és 2.16 ábrákon szereplő szórásfolyamatokat tárgyalhatjuk (két részecske találkozik, és megváltozott energiával, impulzussal, esetleg más kvantumszámokkal folytatja útját), hanem az egyes részecskék bomlásfolyamatait is. Ehhez a Feynman-gráfok érdekes átrendezése ad lehetőséget.

Kissé bonyolultabb Feynman-gráfokkal már a valóságos bomlási jelenségek is leírhatók, beleértve az olyan "egzotikus" folyamatokat is, mint amikor egy foton részecske–antirészecske (pl. elektron–pozitron) párt kelt. (Megjegyezzük, hogy teljesen hibás ezt a folyamatot az energia anyaggá alakulásaként tárgyalni, ellenkezőjét pedig "az anyag megsemmisüléseként" – hiszen a foton és az elektron egyaránt anyagi részecske.



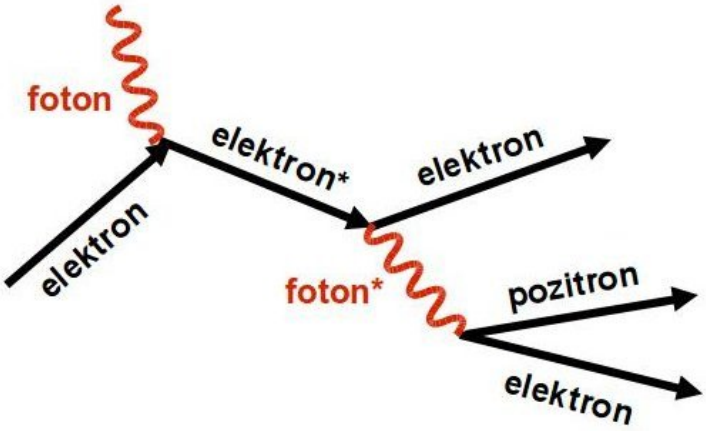
2.21 ábra Elektron – pozitron párkeltés – ahogyan nem megy

A Feynman-gráfok nem csak a részecskefizikai folyamatok szemléltetésére alkalmasak. Tartozik hozzájuk egy "szótár", amellyel a gráf pontjai és vonalai egy bonyolult matematikai kiifejezésre "fordíthatók le". Ez aztán lehetővé teszi az ábrázolt folyamat valószínűségének kiszámítását a bejövő és kimenő részecskék energiája, impulzusa és más paraméterei függvényében. E szótár egyik érdekessége, hogy ha az ábra csomópontjainak és vonalainak szerkezetét változatlanul hagyjuk, de egy vagy több vonalat elfordítunk (és ezzel egy másik folyamat leírására térünk át), a megfelelő matematikai kifejezés nem változik, csak néhány változója vált előjelet. Így kapcsolat teremthető különböző, de a mélyben rokon folyamatok valószínűségei közt.

Ezt az ábrát úgy kaptuk, hogy a 2.11/a ábra alsó csomópontjában a bejövő elektron vonalát egy kimenő pozitron vonalára cseréltük ki, azaz egy részecskéről annak antirészecskéjére tértünk át. Ezzel az eljárással az elektromos töltés megmaradása mindkét ábrán teljesül. Az előző ábrán a bejövő elektron elnyelte a semleges fotont, és továbbra is negatív töltésű elektron maradt. A mostani ábrán a semleges foton egy negatív elektronra és egy pozitív pozitronra bomlik (párkeltés). A két gráfhoz tartozó matematikai kifejezések csak néhány előjelben különböznek.

A 2.13 ábrán szereplő folyamatot úgy interpretálhatjuk, hogy a bejövő elektron által kibocsátott foton egy elektron–pozitron párra bomlik, és az eredeti elektron is tovább halad. Ezt a folyamatot az elektromos és más töltések megmaradási törvényei nem tiltják meg.

Megtiltja azonban az energia és az impulzus (relativisztikus) megmaradási törvénye! A Feynman-gráfok minden csomópontjában teljesülnie kell az energia és az impulzus megmaradási tételének: a csomópontból távozó részecske/részecskék által hordozott energia, illetve (vektorjellegű) impulzus teljes értékének meg kell egyeznie az ugyanabba a csomópontba befutó részecske/részecské hordozta teljes energiával, illetve impulzussal. Emellett az egyes részecskékre külön-külön teljesülnie kell az ernergia, az impulzus és az adott részecske (nyugalmi) tömege közti relativisztikus összefüggésnek. Az így kapott egyenletrendszernek az ábrán szereplő részecskék esetén nincs megoldása, tehát az ábrázolt folyamat – nem töltésmegmaradási, hanem energetikai okokból – nem mehet végbe. (Némi egyszerűsítéssel úgy fogalmazhatunk, hogy az energetikai feltétel teljesülése megköveteli, hogy a bejövő részecske tömegének nagyobbnak kell lennie a kimenő részecskék tömegének összegénél. Ez az ábrán, ahol a bejövő és a kimenő részecskék is elektronok, nyilvánvalóan nem teljesül.)



2.22 ábra Elektron – pozitron párkeltés – ahogy megy

A 2.13 ábra aláírásban leírt helyzet úgy oldható fel, hogy a párkeltő foton kibocsátása előtt az elektront "felhízlaljuk" egy másik foton energiájával. Az így kibővített gráf minden (immár három) csomópontjára felírva az energia és az impulzus megmaradását, az egyenletek immár kielégíthetővé válnak.

Meg kell jegyeznünk egy fontos tényt. Egy szabadon repülő elektron, foton vagy más részecske esetén egy – a relativitáselmélet által megadott – összefüggésnek kell fennállnia az adott részecske energiája, impulzus és nyugalmi tömege között. Ez a követelmény azonban nem áll fenn azokra a részecskékre, amelyek nem a végtelenből érkeznek, vagy nem oda távoznak, hanem csak egy röpke időre, a folyamat során jönnek létra, majd a folyamat következő lépésében (a gráf egy másik csomópontjában) "eltűnnek", vagy legalábbis megváltoznak. Az ilyen ideiglenesen létező objektumokat virtuális részecskéknek nevezzük, A 2.13 ábrán ilyen a foton, a 2.14 ábrán pedig a foton mellett egy virtuális elektron is szerepel. Ezeket a részecskéket az ábrán csillaggal jelöltük. A virtuális részecskéknek nem mkell teljesíteniük az energia, az impulzus és a tömeg közti összefüggést. Úgy is mondhatjuk, hogy a bvirtuális foton tömege nem nulla, mint a szabad fotoné, és a virtuális elektron tömege is különbözik a szabad elektronok táblázatokban megtalálható tömegétől. A részletes analízis megmutatja, hogy csak e feltételekkel írható fel és oldható meg a szereplő részecskék energiájára és impulzusára vonatkozó egyenletrendszer.

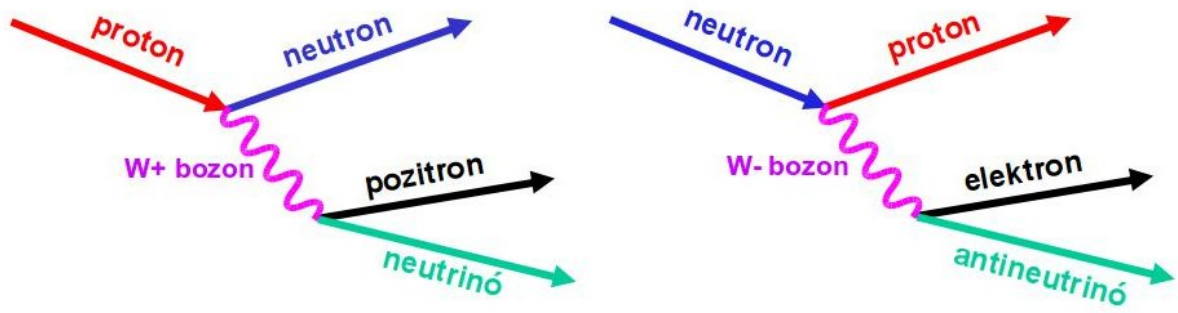
Az itt vázolt folyamatot szavakkal a következőképp foglalhatjuk össze: a bal alsó sarokból bejövő elektron energiáját megnöveli a fentről érkező foton energiája. Ez a "felhízlalt" virtuális elektron már képes kibocsátani egy olyan virtuális fotont, amely végül elektronra és pozitronra bomlik.

Ugyanez a folyamat másképp, a bejövő foton szempontjából is elmesélhető. A bal felső irányból érkező foton energiája és impulzusa egy részét átadja a bal alsó irányból érkező elektronnak, és így olyan virtuális fotonná transzformálódik, amelyik már képes egy elektron – pozitron párra bomlani. (A magányos foton párkeltését az energetikai egyenletek megtiltják.) A foton egy elektron helyett más objektummal – pl. egy atommaggal – is kölcsönhathat, és ezzel transzformálódik a megfelelő állapotú virtuális fotonná. A természetben a párkeltési folyamatok mindig a bejövő foton ilyen előzetes "felturbózásával" mennek végbe.

A gyenge kölcsönhatás

Ez a kölcsönhatás is közvetítő részecskék cseréjével megy végbe, e részecskék a W- és Z-bozon nevet viselik. Az elektrogyenge kölcsönhatás egyesített elméletének megszületésekor, a hatvanas évek végén elméletileg jósolták meg, majd 1983-ban a CERN-ben kísérletileg is kimutatták létezésüket.

A gyenge kölcsönhatást a gravitációs, az elektromágneses és az erős kölcsönhatással ellentétben nem annyira erőhatásként lehet elképzelni, hanem olyan folyamatok együtteseként lehet rá gondolni, amelyek megváltoztatják az elemi részecskék fajtáját, egyik típusú részecskét egy másik tipusúvá alakítják. Matematikai leírása és ennek grafikus reprezentációja azonban igen hasonló az előző ábrákon látható kvantumelektrodinamikai (QED) folyamatokéhoz. Épp ez tette lehetővé az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatás egységes matematikai tárgyalását, "összeforrasztását" egy elektrogyenge kölcsönhatássá.



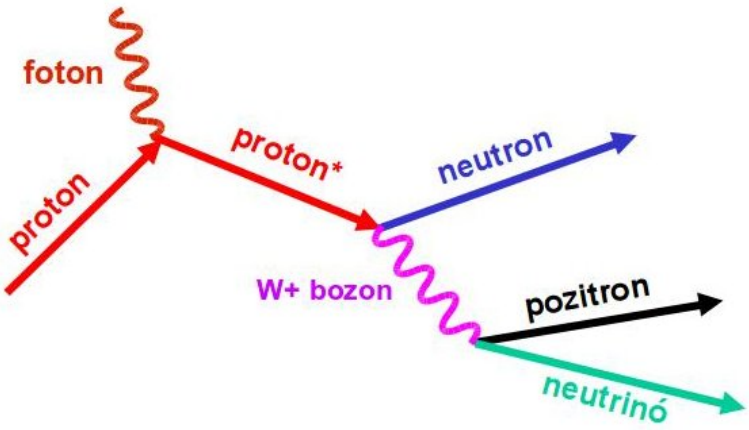
2.23 ábra Nukleonok pozitív és negatív béta-bomlása

A 2.15/a ábrán látható Feynman-diagram ugyanazzal az eljárással készült a 2.12 ábra gyenge kölcsönhatási folyamatának diagramjából, mint a 2.13 ábra a 2.11/a ábrából: a második csomópont bejövő elektronját kimenő pozitronra cseréltük.

A folyamat úgy interpretálható, hogy a proton kibocsát egy W^+ közvetítő bozont, ezzel neutronná alakul. A közvetítő bozon ezután (nagyon rövid időn belül) pozitronra és neutrínóra bomlik. Egy távoli megfigyelő nem veszi észre a rövid ideig létező W-bozont, ezért úgy látja, hogy a proton egyetlen lépésben három részecskére bomlott.

Ez a folyamat a valóságban a 2.13 ábrán szereplő folyamathoz hasonlóan nem mehet végbe. Hasonló energetikai okokból: a bejövő proton nyugalmi tömege egy kicsit kisebb a neutronénál, ezért nem fedezi a kirepülő három részecske tömegéhez szükséges energiát. (A folytatást lásd a 2.16 ábrán.)

A 2.15/b ábra az előzőből készült, a bejövő protont és a kimenő neutront kicseréltük bejövő neutronra s kimenő protonra. Az elektromos töltés megmaradása érdekében a közvetítő bozon a pozitív töltésű W^+ helyett most a negatív töltésű W^- bozon lesz. Ennek bomlása



2.24 ábra A proton pozitív béta-bomlása

Az ábrán a gyenge kölcsönhatás egy jellegzetes folyamatát ábrázoltuk a Standard modell alapján. A proton egy külső foton elnyelésével kapja meg azt a hiányzó energiát, ami a folyamat végén keletkező három részecske tömegének biztosításához szükséges.

Míg az elektromágneses kölcsönhatásban csak az elektromos töltéssel bíró részecskék vesznek részt (a 2.11 ábrán szereplő részecskék közül a neutrínók kivételével valamennyi fermion és antirészecskéik, valamint a pozitív és negatív W-bozon), az erős kölcsönhatásban pedig csak a kvarkok, ezzel szemben a gyenge kölcsönhatásban valamennyi fermion részt vesz.

Szemben a fotonnal és a gluonnal, a gyenge kölcsönhatás közvetítő bozonjai nem nulla tömegűek, hanem jelentős (a protonnál 80–90-szer nagyobb) tömegük van. Ezért nem is „élnek” sokáig: létezésük ideje fordítva arányos a tömegükkel. Az eme parányi idő alatt általuk megtett út (még fénysebességű mozgás esetén is) jóval kisebb az atommag átmérőjénél. Ezek a részecskék tehát nem jönnek ki az atommagból, nem húznak csíkot a ködkamrában vagy a buborékkamrában: kimutatásukhoz e hagyományos részecskefizikai módszerektől eltérő eljárást kellett kidolgozni.

Az elektromágneses kölcsönhatás közvetítője, a foton elektromosan semleges, és számos más kvantumszáma is nulla. Ezért amikor egy elektron kibocsát egy fotont, energiája, impulzusa és spinállapota megváltozik, elektromos töltése és más kvantumszámai azonban változatlanok maradnak. Ezért a folyamat után előálló objektumot továbbra is elektronnak tekintjük. A fotonhoz hasonlóan viselkedik a gyenge Z-bozon is. Ezzel szemben a W-bozonok elektromosan töltöttek (+1 és –1 töltésűek), és számos más kvantumszámuk sem nulla. Így ha pl. egy elektron kibocsát el negatív töltésű W-bozont (W^-), a visszamaradó részecske elektromosan semleges lesz. Nevezhetnénk ezt az elektron semleges változatának is, de hagyományosan másik részecskének tekintjük: ez a neutrinó.

Az erős kölcsönhatás elemi folyamatában, a gluonok cseréjében csak az elemi fermionok egyik csoportja, a kvarkok vesznek részt. Az elemi fermionok másik része, a leptonok érzéketlenek az erős kölcsönhatásra. Ezzel szemben a

gyenge kölcsönhatásban minden ismert fermion részt vesz. A W-bozon kibocsátásával vagy elnyelésével egymásba átalakuló fermionokat a táblázatokban egymás alatt szokás felsorolni. Az elektron és a neutrinó alkotta párhoz hasonló párt alkot az *u* és a *d* kvark.

A *d*-kvark elektromos töltése (a protontöltés egységében számolva) –1/3. Ha ez a részecske kibocsát egy W^--bozont, az elvisz egy negatív töltésegységet, és a kvark +2/3 töltésű *u*-kvarkká alakul. A W^{--}-bozon nagy tömege miatt nem él sokáig: elbomlik egy elektronra és egy antineutrínóra.

A kvarkok nem léteznek szabadon, csak hadronokba kötött állapotban. Ha az előbb vizsgált *d*-kvark egy (*udd*) összetételű neutron egyik alkotórésze, akkor a bomlás után a részecske (*uud*) összetételű, +1 töltésű protonná válik. Messziről nézve ez a folyamat tehát így néz ki: kezdetben volt egy neutron, ez elbomlott protonra és negatív W-bozonra, az utóbbi azonnal tovább bomlott elektronra és antineutrínóra. A W-bozon rövid létezéséről közvetlenül nem tudunk meggyőződni, ezért e folyamatot sokáig így interpretálták: a neutron három részecskére bomlott, protonra, elektronra és antineutrínóra. Ez a neutron béta-bomlása, a gyenge kölcsönhatás vezérelte folyamatok mintapéldája.

A szabad neutron fent bemutatott bomlása spontán megtörténik, mert a neutron tömege nagyobb a proton és az elektron tömegének összegénél, így a relativisztikus energia és impulzus összeadási törvényeinek megfelelően a folyamat végbemehet. Ez meg is történt a Univerzum történetének első félórájában: a korábbi korszakokat túlélt szabad neutronok kb. 15 perces felezési idővel elbomlottak. Így ma nincsenek szabad neutronok – ezért is nem kell őket számbavenni a fősorozati csillagokban lezajló magreakciók során.

A neutronok ma általában atommagokba kötve léteznek. Ha egy *A* tömegszámú, *Z* protonból és *N* neutronból álló atommag ($A=Z+N$) egyik neutronjával zajlik le a fenti folyamat, akkor a mag egy $Z+1$ protonból és $N–1$ neutronból álló, de változatlan tömegszámú atommaggá alakul át. Ez a béta-bomlás, a gyenge kölcsönhatás legelőször felfedezett formája. Mivel az atom kémiai tulajdonságait a protonok *Z* száma, azaz az elem rendszáma határozza meg, az atom így egyet felfelé lépett a periódusos rendszerben. A béta-bomlás igen gyakori radioaktív bomlásforma.

Miért nem bomlik el minden, atommagba zárt neutron a most bemutatott béta-bomlással? Emlékezzünk a deuteron keletkezésére – ennek során 2,2 MeV kötési energia szabadul fel. Hasonló nagyságrendű kötési energia jellemző a más, bonyolultabb atommagokba zárt neutronokra is. És az a neutron nyugalmi energiájához (1 GeV, azaz 1000 MeV) képest parányi energiahiány épp elég ahhoz, hogy a neutron ne bomolhasson el: az így lecsökkent energiája már nem elegendő a proton és az elektron nyugalmi energiájának fedezésére. Olyan atommagokban viszont, amelyekben az ideálishoz képest túl sok neutron van, a béta-bomlás közelebb viszi a magot a legstabilabb állapothoz, ezért alacsonyabb energiájú állapotba vezet. Ez az energiakülönbség mintegy visszaadja az egyes neutronok kötésekor elveszett kötési energiát, és ismét lehetővé teszi a neutron elbomlását. Ezért a béta-bomlás a nagy neutron-többletes atommagok jellemzője.

Az elemi lépések fordítottja is megvalósulhat. Egy *u*-kvark kibocsáthat egy pozitív W-bozont, ezzel *d*-kvarkká alakul át. Részecskébe ágyazva egy (*uud*) összetételű proton egyik *u*-kvarkja alakul *d*-kvarkká, így egy (*udd*) összetételű neutront kapunk. A kibocsátott W^+-bozon azonnal pozitronná (mely az elektron poiztív töltésű antirészecskéje) és neutrínóvá bomlik el. Ugyanez a folyamat atommagokban azt jelenti, hogy egy A tömegszámú, Z protonból és N neutronból álló atommag ($A=Z+N$) egyik protonja bomlik neutronná, így az atommag $Z–1$ protonból és $N+1$ neutronból álló maggá alakul – egyet lefelé lépve a periódusos rendszerben. Ez a béta$^+$-bomlás egyes atommagok radioaktív bomlásformája.

Míg a szabad neutron önmagában, minden külső kapcsolat nélkül elbomolhat, a fordított folyamat, a proton átalakulása neutronná, pozitronná és neutrínóvá (bár a kvantumszámokkal való elszámolás lehetővé tenné) energetikai okból nem valósulhat meg: a proton nyugalmi tömege kisebb a neutronénál.

Külső energia befektetésével azonban ez a folyamat is megvalósulhat. Olyan atommagokban, amelyekben az ideálishoz képest túl sok proton van, a béta$^+$-bomlás közelebb viszi a magot a legstabilabb állapothoz, ezért alacsonyabb energiájú állapotba vezet. Ennek az energiakülönbségnek egy része fedezi a proton elbomlásához szükséges energiahiányt. Ezért a béta$^+$-bomlás a nagy proton-többletes atommagok jellemzője.

És ugyanez a folyamat végbemehet a csillagok belsejében is, ahol a részecskék hőmozgásának nagy energiája fedezetet nyújthat a proton neutronná alakulásához!

A gyenge kölcsönhatás „gyenge” volta nem azt jelenti, hogy jóval kisebb energiakülönbségekkel dolgozik, mint az elektromágneses és az erős kölcsönhatás. Inkább arra utal, hogy a megmaradási törvények által lehetővé tett, és energetikailag is megengedett, a gyenge kölcsönhatás által vezérelt folyamatok igen kis valószínűséggel történnek meg. Úgy képzelhetjük, hogy ha azonos körülmények között sok részecskét ütköztetünk egymással, csak az esetek igen kis részében történik meg a keresett átalakulás. Erre utal egyébként a neutron már említett 15 perces felezési ideje is: ez sok nagyságrenddel hosszabb, mint a más részecskefizikai folyamatokhoz szükséges átalakulási idő. Azt tükrözi, hogy a folyamat mélyén rejlő elemi lépés (a *d*-kvark kibocsát egy negatív W-bozont) igen kis valószínűséggel megy végbe.

A csillagok belsejében fennálló körülmények (sűrűség, hőmérséklet) között a protonok másodpercenként sok százmilliárdszor ütköznek egymással. De csak átlagosan egymillió évenként történik meg az, hogy egy proton a fordított béta-bomlással neutronná alakul át. Azt gondolhatnánk, hogy ez az apróság teljesen mellékes, és elhanyagolható. Pedig ez a döntő esemény, amely megmutatja nekünk, hogyan is működnek a fősorozatbeli csillagok.

Az alakváltó ostromló

Kezünkben van már minden mozaikdarab. Rakjuk össze hát a képet! A csillag belsejében – a gázfelhő előzetes összehúzódása során felszabadult gravitációs energia jóvoltából – elég meleg van ahhoz, hogy a protonok jelentős része átlépje vagy átalagutazza a másik protont tőle elválasztó potenciágátat, és a magfizikai kritikus távolságnál közelebb kerüljön hozzá. (A bogáncsfizikai hasonlatban: összeérnek a kapaszkodó tüskék.) Ez az esemény sokmilliárdszor megtörténik minden másodpercben és minden köbcentiben, azonban mégsem jön létre fúzió – hiszen a végállapot, a diproton nem létezik. A protonok folyamatosan ostromolják egymás várait, de nem érnek célt.

A protonokat azonban a gyenge kölcsönhatás időnként (igen ritkán, hiszen azért gyenge) a hőmozgás energiaforrását kissé megcsapolva átalakítja neutronná. A neutron persze igen hamar visszaalakul protonná.

A protonok egy igen csekély kisebbségével azonban megtörténik a csoda: éppen abban a pillanatban alakul neutronná, amikor elég közel van egy másik protonhoz. Az alakváltás már elég a győzelemhez. A létrejött neutront megragadja az erős kölcsönhatás, és összeláncolja a másik protonnal: megszületik egy deuteron. Közben pedig felszabadul némi energia. Ez nem egyezik meg a deuteron 2,2 MeV kötési energiájával, hiszen még fedezni kell belőle a gyenge kölcsönhatás során keletkező elektron és neutrínó energiáját (ezek mindenképp nagyobb értékek, mint a megfelelő részecske nyugalmi energiája, ami az elektron esetében 0,5 MeV, a neutrínó megfelelő adatát még nem ismerjük pontosan, de igen kis értékről lehet csak szó), valamint a visszalökődő deuteron mozgási energiáját is. A számítások szerint egy ilyen elemi folyamat során 0,42 MeV energia szabadul fel.

Ugyanezt kicsit másképp is elmondhatjuk: a protonok ütközésekor egy röpke pillanatra mindig létrejön a diproton. (Emlékezzünk az elektrosztatikus potenciálgát mögé szorított virtuális kötött állapotra!) Mivel azonban ennek az alapállapoti energiaszintje pozitív, azonnal szét is esik. Kivéve azokban az igen ritka esetekben, amikor a diproton egyik protonjának épp a kötés rövid pillanatában jut eszébe, hogy a gyenge kölcsönhatás segítségével neutronná szeretne alakulni. Ha ez megtörténik, a pár együttmarad, és deuteront alkot.

Ez az igen ritka esemény a kulcsa a csillagok működésének. Egy-egy proton átlagosan egymilliárd évet vár a megtörténtére. Mivel azonban a csillagban nagyon sok proton van, ez a ritka esemény is sokszor megtörténik. Épp elég sokszor ahhoz, hogy a felszabaduló energia melegen tartsa a környezetet (miközben persze végül kiszivárog, és a csillag felszínén kisugárzódik a világűrbe), így a fúzióhoz szükséges feltételek tartósan fennmaradnak. Másrészt e folyamatok eléggé ritkán történnek meg ahhoz, hogy a reakció ne tudjon megszaladni, ne melegítse túl a csillag magját, és ne vezessen a reakció robbanásszerű elszabadulásához. Ez a folyamat, amelyben a gyenge kölcsönhatás adja a kulcsot az erős kölcsönhatás gyors folyamatának beindulásához, egyben a biztonsági szelep szerepét is játssza.

A fejezet elején megemlítettük, hogy a kémiában előfordul még egy mechanizmus, ami megakadályozza a jól elegyedő reagensek robbanásszerű egyesülését: „az egyik reagáló komponens frissen képződik egy másik reakció során. Így hiába áll rendelkezésre minden feltétel, az egyik reagens korátozott mennyisége megakadályozza a folyamat robbanásszerű elterjedését. Ugyanakkor a kritikus komponens folyamatos utánpótlása azt is biztosítja, hogy a reakció ne álljon le.” Ennek a mechanizmusnak a mását láthatjuk most a magreakciók esetében: a két nukleon egyesülésével járó reakció csak proton és neutron között mehet végbe. De mivel szabad neutron a csillagokban nem áll rendelkezésre, azt frissen kell legyártani. Erre pedig csak a gyenge kölcsönhatás képes, ami a protonokat igen kis valószínűséggel, azaz igen lassan alakítja át neutronokká. A kémiában megismert reakciókorlátozó mechanizmus egészen más körülmények között, a csillagok belsejében, a nukleonok reakciója esetében is működik, mégpedig igen hatékonyan.

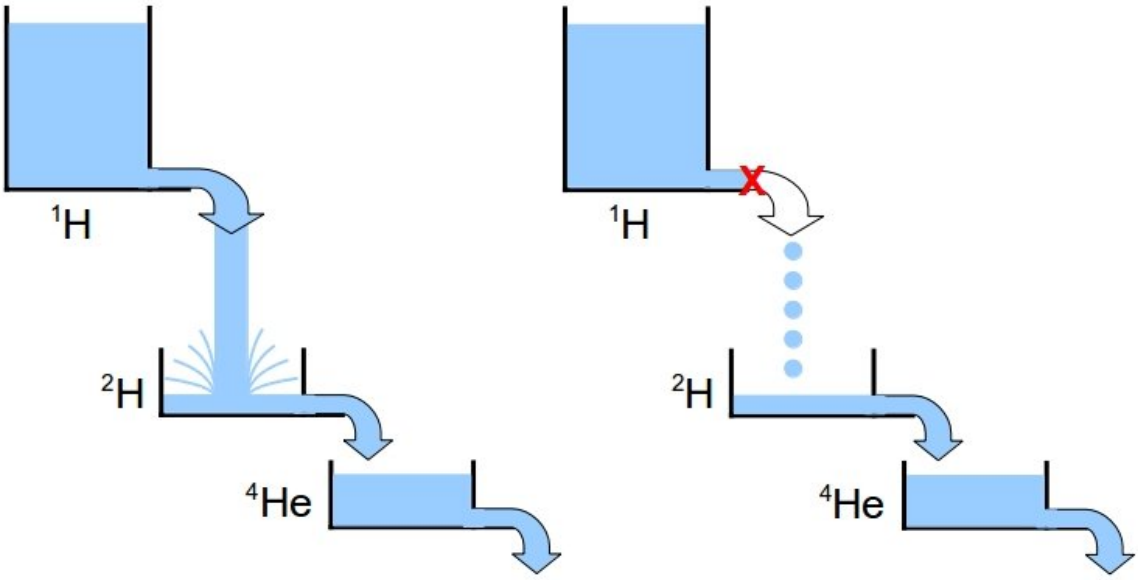
Utójáték

A deuteron nem a folyamat végállomása. A deuteron egy újabb protonnal villámgyorsan ^{3}He maggá egyesül, majd két ilyen mag összeütközésekor (két proton kirepülésével) létrejön a fősorozatbeli csillagmagok végterméke, a fúzió „hamuja”, a ^{4}He atommag, más néven alfa-részecske. Ez az atommag igen szorosan kötött rendszert alkot, ami egyrészt azt jelenti, hogy nehéz felbontani, tovább alakítani, másrészt azt, hogy létrejöttével sok energia szabadul fel.

A deuteron létrejöttét követő folyamatok közös jellemzője, hogy ezeket már az erős kölcsönhatás irányítja, a gyenge kölcsönhatás semmiféle szerepet nem játszik bennük. Ezért villámgyorsan végbemennek, azonnal felzabálva az első reakció termékeként létrejött deuteront. (Egy deuteron átlagos életideje a Nap középpontjában 4 másodperc.) Ha az alapfolyamat nagyobb ütemben termelné a deuteronokat, ezek a másodlagos folyamatok azokat is azonnal elfogyasztanák.

Van még néhány másik folyamat is, amelyekben a periódusos rendszer következő elemei, a hélium, a litium, a berillium és a bór különböző izotópjai tűnnek fel, és alakulnak át egymásba. A szereplő atommagok mintegy a katalizátor szerepét játsszák: a körfolyamat végén visszakapjuk a szereplő nehezebb atommagot, míg a reakcióláncba belépő protonok továbblépnek az alfa-részecskévé válás útján. E mellékfolyamatok bruttó mérlege ugyanaz, mint a fő folyamaté: négy protonból egy alfa-részecske, két pozitron és két neutrínó keletkezik, valamint energia szabadul fel. A mellékfolyamatok között vannak olyanok is, amelyekben a gyenge kölcsönhatás is megnyilvánul. Azt mondhatjuk, hogy a szükséges proton–neutron átalakulás nem a korábban részletesen tárgyalt főreakcióban, hanem valamelyik mellékreakcióban zajlik le. A mellékfolyamatok energiamérlege különböző: legfőképp a szükségszerűen felszabaduló neutrínó által elvitt energia mennyiségében különböznek. Ezek a mellékfolyamatok nem játszanak lényeges szerepet a csillag működésében (az energiakibocsátáshoz való hozzájárulásuk néhány százalék), de pl. jelentősen hozzájárulnak a csillag észlelhető neutrínó-kibocsátásához (lásd később).

A fő reakciólánc jól szemléltethető a földi fizika egy ismert jelenségével: a közlekedő edényekkel. Az ilyen ábrákon az edények az egyes anyagfajtákat szemléltetik, míg a köztük vezető csövek és csatornák az anyagfajták átalakítását végző reakciókat. A csövek vastagságával jelképezhetjük a reakció sebességét. Az egyes edények alapszintjének magassága az energiaviszonyokra utal: két edény magasságkülönbsége a megfelelő átalakulás során felszabaduló energiával arányos.



2.25 ábra A fősorozatbeli csillagok energetikai viszonyainak közlekedő-edényes modellje.

Minden tartály egy atommag- (nuklid-)fajtát ábrázol. A tartályok alapszintje közti függőleges különbségek az egyes atommagok energiaszintjének különbségét, az adott átalakulás során felszabaduló energiát jelképezik. Az első, hatalmas és teli tartály a szinte korlátlanul rendelkezésre álló hidrogén-tartalékot szemlélteti. A következő tartály a deutérium, és a folyamat (a mellékreakciók részleteit mellőzve) az alfa-részecskék tartályában ér véget. A második és a harmadik tartály közt széles és akadály nélküli cső vezet: az erős kölcsönhatás villámgyorsan átalakítja a deutériumot hélium-magokká. Az első és a második tartály közé viszont szorosra zárt csapot szerelt a gyenge kölcsönhatás (b/ ábra). Ezen át csak lassan csöpög a folyadék – aztán gyorsan továbbfolyik a harmadik tartályba. Ha nem létezne a biztonsági szelep, a folyadék a fürdőszobából ismerős módon pillanatok alatt zúdulna végig a csőrendszeren (a/ ábra). A szelep azonban lassan adagolja a folyadékot, lehetővé téve a rendszer tartós fennmaradását.

Most már – a részletek megismerése után – válaszolhatunk a fejezet elején feltett kérdésre:

Miért nem robbannak fel a csillagok azonnal a keletkezésük után?

Látjuk, hogy ez két, a kémiai reakciók esetén megismert, de a magfizikában is működő mechanizmuson múlik. Bár a proton+proton reakcióban egyforma reagens részecskék vesznek részt, ezért sem felületi, sem keveredési jelenségekkel nem kell számolnunk, a folyamat megindulását korlátozó energiaküszöb itt is jelen van, mégpedig nem konfiguráció-átrendezési energiagát, hanem elektrosztatikus potenciálgát formájában. Ebből következik,

hogy a reakció csak nagy hőmérsékleten mehet végbe, azaz egy közönséges hidrogénfelhőben nem indulhat meg a fúzió: a protonok ott nem kerülhetnek eléggé közel egymáshoz. Az összesűrűsödött gázfelhő, amelynek belsejében a hőmérséklet a szükséges értékre emelkedik, egyben a forró plazma mechanikai és sugárzásvisszatartó tartályaként is szolgál.

A másik mechanizmus a folyamat kulcsszereplője: a kétnukleon-rendszerek energiaszintjei olyan szerencsésen helyezkednek el, hogy a diproton nem létezhet stabilan, a protonból és neutronból álló deuteron viszont igen. Ezért a vizsgált reakció, két nukleon egyesülése végbemehet, feltéve ha a reakció pillanatában az egyik proton átalakul neutronná. Az egyik reagens tehát frissen, a reakció pillanatában keletkezik. Ez az a lépés, amely megakadályozza a reakció megszaladását: hiába vannak egymáshoz elegendően közel a megfelelő energiájú protonok, köztük nem mehet végbe a reakció. Az egyik reagens, a neutron keletkezését a gyenge kölcsönhatás, mint egy szorosra tekert, csak „csöpögést” lehetővé tevő biztonsági szelep korlátozza.

Ha nem lenne ez a biztonsági szelep, azaz ha létezne a diproton, akkor bármely találkozó protonpár össze tudna kapcsolódni, kötött állapotot hozva létre és közben néhány MeV-nyi energiát felszabadítva. Ekkor a csillag (már ha annak nevezhetnénk), szóval az összehúzódó gázfelhő a kritikus hőmérséklet elérésekor egy pillanat alatt, a számítások szerint 10^{-18} másodperc alatt teljes egészében fúzionálna, azaz egész anyaga átmenne a magfúzión. A pillanatok alatt felszabaduló energia természetesen azonnal szétvetné a gázfelhőt. Az Univerzumban nem lennének tartósan világító csillagok, csak itt–ott összehúzódó, egy pillanatra hevesen felvillanó, majd rögtön szétszóródó gázfelhők. Legfőképpen nem létezne olyan tartósan (évmilliárdokig!) sugárzó és melengető csillag-anya, amely egy langyos bolygó óceánjában összeálló fehérjecseppeknek elég időt és eléggé tartós körülményeket biztosíthat az evolúcióra, hogy végül ezek késő utóda felemelje fejét, felnézzen az égre, eltűnődjön és megkérdezze: miért is világítanak a csillagok?

Ajánlott néznivaló és irodalom:

„Az atomoktól a csillagokig” sorozat

dgy: Hamuval fűteni (2013.01.10.) **–** az előadás nagyobbik része. Videofelvétel és az előadás prezentációs anyaga.

dgy: Kvantumkémek az alagútban (2009.10.22.) Videofelvétel.

Forgácsné Dajka Emese: Éltető csillagunk, a Nap (2006.12.07.) Videofelvétel és az előadás prezentációs anyaga.

Zoletnik Sándor: Mágneses Nap a laboratóriumban – szabályozott magfúziós kutatások (2011.01.13.) Videofelvétel és az előadás prezentációs anyaga.

---

http://www.scholarpedia.org/article/Nuclear_Forces

3 – Cserépkályha kukucskálónyílással

Sok mindenről beszéltünk a fősorozatbeli csillagok belsejében lezajló folyamatokkal kapcsolatban, az olvasóban azonban maradhat egy szemernyi kétség. Honnan tudjuk mindezt? Soha egyetlen fizikus sem járt a csillagok középpontjában hőmérővel és az egyes atommagok azonosítására szolgáló berendezéssel (és nem valószínű, hogy erre a látogatásra a jövőben bármikor sor kerülne). A csillagokról szerzett egyetlen információs forrásunk a felszínükről kibocsátott fény.

A modern tudomány egyik nagy (és sajnos nem eléggé méltányolt) eredménye a csillagok belseje és felszíne közti kapcsolat megértése, matematikai leírása, és ennek alapján a fősorozat létének magyarázata. E fegyvertény nagyságát növeli, hogy a huszadik század elején történt, amikor az atommagok létezéséről, a magreakciókról, egyszóval a csillagok energiaforrásának mibenlétéről még fogalmuk sem volt a tudósoknak. Ez az eredmény Arthur Eddingtonnak köszönhető, aki a huszadik század első felének egyik legtekintélyesebb elméleti csillagásza volt (tekintélyét növelte a Royal Astronomer, azaz a brit Királyi Csillagász cím is). Ő volt az, aki valamikor a századforduló táján kijelentette: „Most már elég okosak vagyunk ahhoz, hogy megértsünk egy olyan egyszerű dolgot, mint egy csillag.” És lőn.

Kérdésünk tehát:

Honnan tudjuk, milyenek a viszonyok egy csillag belsejében?
Hogyan jut ki az energia és az információ a csillag középpontjából a felszínre, és tovább, a hideg világűrbe?

Folytatása következik

Ajánlott néznivaló és irodalom:

„Az atomoktól a csillagokig” sorozat

Forgácsné Dajka Emese: Éltető csillagunk, a Nap (2006.12.07.) Videofelvétel és az előadás prezentációs anyaga.

Kiss László: Csillagrengések kutatása: hogyan tekinthetünk be a csillagok belsejébe? (2016.02.16.) Videofelvétel és az előadás prezentációs anyaga.

4 – Hamuval fűteni

Amikor az esti tábortűz után elfogyott az utolsó előkészített fahasáb is, és hiába piszkáljuk a tüzet, csak egy-egy kicsiny törmelék parázslik fel, közben pedig lassan körülvesz bennünket az éjszaka hidege, néha (főleg kisgyerekek körében) felmerül a kérdés: miért nem lehet a tűz hűlt helyén nagy mennyiségben rendelkezésre álló hamut meggyújtani, és ezzel újabb néhány órára prolongálni a tábortüzet. Sajnos a tábortűz hamujával ez a varázslat nem sikerül – de a fősorozatot elhagyó csillagok éppen ezt mutatványt mutatják be!

Kérdésünk tehát:

Hogyan használják fel a fősorozatot elhagyó csilagok üzemanyagként a hélium-magokat, a korábbi fúziós folyamatok "hamuját" – és miért nem tudjuk mi itt a Földön megismételni ezt a mutatványt?

Folytatása következik

Ajánlott néznivaló és irodalom:

„Az atomoktól a csillagokig” sorozat

dgy: A kvarkoktól az atomerőműig — kirándulás a nukleáris völgybe (2011.09.29.) **–** Videofelvétel és az előadás prezentációs anyaga.

dgy: Hamuval fűteni (2013.01.10.) **–** az előadás nagyobbik része. Videofelvétel és az előadás prezentációs anyaga.

---

http://astro.u-szeged.hu/oktatas/csillagaszat/7_Csillagfejlodes/csillagfejlodes.htm

http://www.scholarpedia.org/article/Nuclear_Forces

5 – Forró, de nem hűl

Van még egy mellékvágány, amit érdemes követnünk. Annál is inkább, mert 5–6 milliárd év múlva a mi Napunk is erre a vágányra kerül. Mi történik azokkal a csillagokkal, amelyeknek túl kicsi a tömege ahhoz, hogy beinduljon bennük a hélium fúziója, vagy azokkal a közepes tömegű csillagokkal, amelyek egy vörös óriás fázist végigjárnak, de a hélium üzemanyag elfogytával már nem tud bennük beindulni a szén atommagjainak további fúziója (a Nap ebbe a csoportba tartozik)? Vagy azokkal a csillagokkal, amelyek tovább jutottak ma fúziós láncban, de valahol nem bírták már tovább a licitálást, és kiszálltak a játszmából?

Kérdésünk tehát:

Miért nem hűlnek ki gyorsan a forró fehér törpe csillagok?

Láttuk, hogy a csillag magjának összehúzódása a külső zóna felfúvódásával jár. A vörös óriás állapot gyakori instabilitásai hatalmas adagokat szakítanak le a csillag külső rétegeiből. Ez a külső tartomány amúgy is furcsa jelenségek otthona. Képzeljünk el fél naprendszer méretű viharokat, ciklonokat, hurrikánokat – ezekhez képest az egész Föld csak porszemnek tűnik. A vörös óriás külső zónájában ilyen „időjárási” folyamatok zajlanak le. Mivel távol vannak a csillag centrumától, a részecskékre ható gravitációs erő igen kicsi – könnyen előfordulhatnak olyan események, amikor egy részecskére vagy a csillaganyag egy darabjára annyi mozgási energia összpontosul, hogy sebessége meghaladja a helyi szökési sebességet. Az ilyen anyagdarab leszakad a csillagról, és eltávozik a világűrbe.

E folyamatok akkor is folytatódnak, amikor a vörös óriás belsejében leáll a hélium (vagy egy későbbi fázisú „hamu”) fúziója. Végeredményben a csillag teljes külső burka (amely tömegének mintegy harmadát–felét képviseli) „elpárolog” az űrbe, és visszamarad a központi mag, amely még mindig a csillag anyagának jelentős részét képviseli, de már nem folynak benne magreakciók, amelyek sugárzása megállíthatná a gravitáció összehúzó hatását.

Azt gondolhatjuk, hogy ilyen körülmények között nincs semmiféle erő, ami ellenállhatna a gravitációnak, a csillag maradványa egy geometriai ponttá húzódik össze, és egy fekete lyuk keletkezik. De erről szó sincs. Van olyan erő, ami ellenáll a gravitációnak – méghozzá az a jól ismert hatás, ami megakadályozza, hogy átessünk a padlón.

Már volt szó a Pauli-elvről. Ez megtiltja, hogy két azonos fermion ugyanabba az állapotba kerüljön. Ilyenek testünk atomjainak elektronjai is. Ha két atomot egymásba akarunk nyomni, az elektronok tiltakoznak, mert nem kerülhetnek ugyanarra a helyre. Ez az effektus rejlik a közönséges folyadékok és szilárd anyagok összenyomhatatlansága mögött. (Az össznyomható anyagokban az

atomok viszonylag ritkán helyezkednek el. Ezeket a külső erőhatás közelítheti egymáshoz – de amikor már összeérnek, nincs tovább.)

A Pauli-elvre vonatkozó képletekből, néhány természeti állandó (a Planck-állandó, az elemi elektromos töltés, az elektron és a proton tömege) felhasználásával meglepően egyszerű közelítő számolással megkaphatjuk az atomos anyag egyensúlyi sűrűségét. Az eredmény varázslatos módon megegyezik a víz sűrűségével, tehát nagyságrendileg helyes. A pontos kvantumos számolások természetesen jóval bonyolultabbak, de ugyanezen állandók ugyanilyen kombinációját tartalmazzák, csak a számegyütthatók mások.

A csillag belsejében nem szilárd anyag van, hanem forró plazma. Sűrűsége azonban összemérhető a közönséges szilárd anyagokéval. (A Nap átlagos sűrűsége 1,4-szerese a vízének – ami azt jelenti, hogy a középpontban ennél jóval nagyobb.) Ha a gravitáció tovább nyomja össze az anyagot, és a sugárzás nem áll ellen, még nagyobb sűrűségek jöhetnek létre.

Az elektronok összenyomhatóságának azonban van egy abszolút felső korlátja. Úgy is mondhatjuk, hogy az egy elektron rendelkezésére álló térfogat nem lehet akármilyen kicsi. Az egyforma részecskék egymástól való távolságának alsó határát az úgynevezett Compton-hullámhossz szabja meg. Ez a (speciális) relativitáselmélet és a kvantummechanika összeházasítása nyomán született elmélet, a Dirac-elmélet alapján számítható ki – értéke fordítva arányos az adott részecske tömegével. Ha az egyforma részecskéket ennél közelebbre akarnánk kényszeríteni, akcióba lép a Pauli-elv, és nem engedi. Nagyon leegyszerűsítve úgy képzelhetjük, hogy a részecskék Compton-hullám-hosszuknak megfelelő méretű golyócskák, amiket nem lehet egymásba préselni. Elérve ezt a sűrűséget, egy „erő” lép fel, amely megakadályozza a további sűrűsödést. Ezt a nagy nyomás alatt álló, a részecskék között a Pauli-elv miatt fellépő taszítás által stabilizált anyagot degenerált anyagnak nevezik.

A csillag belsejében kavargó részecskék közül az elektronok a legkisebb tömegűek, tehát (a fordított arányosság miatt) nekik a legnagyobb a Compton-hullámhosszuk. Ezért amikor a gravitáció megkísérli összenyomni a csillag maradékát, az elektronok „akadnak” először egymásba. A köztük fellépő, a kvantummechanikai Pauli-elvből származó taszító erő ellenszegül a gravitációnak, és egyensúlyi állapotot hoz létre.

Az elektron Compton-hullámhossza 137-szer kisebb a hidrogénatom sugaránál (amit a legkisebb energiájú Bohr-pálya sugarával azonosíthatunk, de ugyanez jön ki a kvantumelméleti számolásból is). A nevezetes 137, a fizikusok kedvenc száma, az ún. finomszerkezeti állandó reciproka számtalan helyen felbukkan az atomfizikában és a kvantum-elektrodinamkában. (Máig nem tudjuk megmagyarázni, miért pont ekkora az értéke.)

A maximálisan összenyomott anyagban egy elektron számára rendelkezésre álló hosszúság így 137-szer kisebb, mint ha az atomokat tennénk egymás mellé. A megfelelő térfogat ennek köbével arányos, azaz kb. egymilliószor kisebb, mint az atomos anyagban. A degenerált anyag sűrűsége így

egymilliószor nagyobb, mint a közönséges anyagoké, nagyjából 1 tonna köbcentiméterenként.

Ha a Nap tömegét a degenerált anyag sűrűségére nyomnánk össze, nagyjából a Földdel megegyező méretű, kb. 10000 km átmérőjű gömböt kapnánk. És valóban, a részletesen végigszámolt csillagfejlődési modellek szerint ekkorára húzza össze a gravitáció a kialvó vörös óriások sűrű és forró magját – csillagnyi anyag bolygónyi méretben. Ez az objektum a fehér törpe.

A vörös óriás belsejében már a fúziós folyamatok alatt koncentrálódott az anyag, sűrű és forró lett, míg a csillag külső zónái hígak, hidegek és lazán kötöttek lettek. A fúzió leállása után már csak néhány lépés kell: a magot a gravitáció a degenerációig sűríti tovább, a külső rétegek pedig végleg leszakadnak. A vörös óriás kemencéjében kisült a fehér törpe.

Érdemes megjegyezni, hogy bár a fúziót különböző fázisban abbahagyó csillagok ”kémiai összetétele” más, hiszen másfajta atommagokból állnak, de a belőlük képződő fehér törpe nagyjából egyforma lesz, hiszen annak tulajdonságait a degenerált elektrongáz határozza meg. (A „kémiai összetétel” kifejezést azért tettük idézőjelbe, mert „kémiáról” beszélni az adott kontextusban értelmetlen. A kémia az atomok elektronhéjában lezajló folyamatok tudománya. A fehér törpében jelen vannak a megfelelő elemek atommagjai, valamint a degenerált elektrongáz, csak éppen a kémia tárgyáról, komplett, elektronfelhővel felszerelt atomokról nem beszélhetünk.)

A frissen létrejött fehér törpe nagyon forró, hiszen nem sokkal korábban még egy sokadik fúziós korszakában tartó vörös óriás sok milliárd fokos magja volt. Belső energiaforrása viszont már nincs. Azt gondolhatjuk, hogy külső zónájától, védőburkától megfosztva gyorsan hűlni kezd. De nem ez a helyzet.

Az űrben lebegő meleg testek úgy hűlnek ki, hogy elektromágneses sugárzást bocsátanak kis – ennek során elektronjaik alacsonyabb energiájú állapotba kerülnek, és a különbözet energiáját sugározzák ki. Csakhogy a fehér törpe degenerált elektrongáza eleve a lehető legalacsonyabb energiájú állapotban van – az elektronok nem találnak náluk alacsonyabb energiájú állapotot, hiszen azok mind be vannak töltve, és a Pauli-elv nem engedi meg a többszörös betöltést.

A fehér törpék tehát forró voltuk ellenére viszonylag kevés energiát bocsátanak ki. Itt érvényesül a hősugárzás törvényéhez csatolt „végrehajtási utasítás”. Adott egy forró test, hideg környezetben. A termodinamika szerint gyorsan ki kellene hűlnie. Ám ennek a hűlésnek a mikroszkópikus mechanizmusa (a rendszer elemeinek alacsonyabb energiájú állapotokba való átmenete) nem, vagy csak alig lehetséges a rendszer speciális szerkezete (a kis energiájú állapotok szinte teljes betöltöttsége) miatt. Ha meg akarjuk menteni a termodinamika törvényeinek általános érvényességét, úgy képzelhetjük, mintha a Pauli-elv egy speciális hőszigetelő burkolattal látná el a fehér törpét. Ezen csak nagyon lassan tud átszivárogni a hőenergia.

Ehhez járul még a fehér törpék kicsiny, bolygónyi mérete, és ezzel a csillagokhoz képest parányi felszíne. Kihűlésük tehát nagyon lassú folyamat: a számítások szerint 10–100 milliárd évet vesz igénybe (ne feledjük, hogy az Univerzum kora még nem érte el a 14 milliárd évet).

Ami visszamarad, annak neve már van (fekete törpe), de tulajdonságairól csak elméleti számításokon alapuló, igen érdekes becslések vannak. Éppen azért, mert univerzumunkban még egyetlen fehér törpe sem érte el ezt az állapotot. A jelenleg létező leghidegebb fehér törpék felszíne is még jó néhány ezer fokos. Ezért is nevezzük őket fehérnek – kibocsátott fényük színe a Napénál nagyobb felszíni hőmérsékletről árulkodik.

6 – A felrobbanó hűtőgép

A csillagok hosszú, évmilliárdokig tartó életük során (kis kilengésektől és átmeneti időszakoktól eltekintve) energetikai egyensúlyben vannak: ugyanannyi energiát sugároznak ki, amennyit megtermelnek, az energia csak átfolyik a csillagnak a magfúziót tápláló középső zónáját körülvevő vastag rétegeken.

Ennek alapján azt várjuk, hogy amikor végképp kifogy a nukleáris fűtőanyag, az energiatermelés megszűnik, a csillag felszínének sugárzása azonban tovább folytatódik, így a csillag lassan kihűl.

Valóban ezt teszik a fehér törpék (bár anomálisan lassan: lásd az előző fejezetet).

A csillagok jelentős része azonban nem ilyen békésen fejezi be életét: szupernóvaként felrobban, és anyagát szétszórja a csillagközi térben.

A gőzgépek tanulmányozásából kifejlődött termodinamika tapasztalatai alapján nem ezt várjuk. A fűtött, nagy gőznyomás alatt álló gőzgép közelében óvatosnak kell lenni. De ha elfogyott a fűtőanyag, a kihűlő kazán már nem tekinthető potenciálisan veszélyesnek.

Ráadásul -- mint majd látni fogjuk -- a csillagok belsejében több igen hatásos energianyelő mechanizmus, hűtőgép is működik.

Kérdésünk tehát:

Miért robbannak fel a hatékonyan hűtött, üzemanyagot már nem tartalmazó csillagkohók?

Folytatása következik

7 – A jobbkezes neutrínók rejtélye

Láttuk, hogy a fősorozatbeli csillagok magjában folyó magfúziós folyamat kulcsfontosságú lépése, biztonsági szelepe egy a gyenge kölcsönhatás által irányított lépés, a proton pozitív béta-bomlása, amelynek során egy neutrínó is keletkezik. Azt is láttuk, hogy ez a neutrínó akadály nélkül áthatol a Nap testén, és 8 perc múlva detektálható a 8 fénypercnyi távolságban levő Földön, közvetlen információt hozva a Nap középpontjában lezajló folyamatokról.

A neutrínó egyik furcsa, a többi részecskétől eltérő tulajdonsága "balkezes" volta: a neutrínók tükörképe nem fordul elő a természetben. E jelenség felfedezése 1956-ban valóságos forradalmat idézett elő az elméleti részecskefizikában. Azóta azonban a jelenséget és matematikai magyarázatát beépítették a részecskefizika Standard modelljébe, annak alapvető és fontos részét képezi.

A magyarázat azonban csak akkor érvényes, ha a neutrínó nyugalmi tömege pontosan nulla. A hiányzó napneutrínók rejtélyét megmagyarázó, héhány éve Nobel-díjjal jutalmazott kutatások azonban kiderítették, hogy a (háromféle) neutrínó tömege – bár kicsi, de – nem nulla. Ebben az esetben azonban léteznie kell a balkezes neutrínók tükörképének, a jobbkezes neutrínóknak is, mi több, e két fajta egyszerű kölcsönhatások és szórásjelenségek során kölcsönösen átalakulhat egymásba.

Márpedig a termodinamika szerint ha egy kölcsönhatási csatorna nyitva van, akkor azon keresztül előbb-utóbb beáll az egyensúly.

E jóslat szerint ugyanannyi jobbkezes neutrínót kellene észlelnünk, mint balkezest.

A kísérleti fizikusok viszont még egyetlen egyet sem találtak.

Kérdésünk tehát:

Hová lettek a részecskefizika és a termodinamika egybehangzó véleménye szerint létező jobbkezes neutrínók, miért nincs nyomuk a kísérletekben?

A válasz egészen meglepő.

Folytatása következik

8 – Mikrohullámú sütő a napkoronában

Hozzászoktunk, és mindennapi "termodinamikai" tapasztalataink is alátámasztják, hogy a hő a melegebb testről a hidegebb felé terjed. A forró tűzhelyre tett fazéknyi hideg víz felmelegszik, de az még sohasem fordult elő, hogy a hideg tűzhelylapra helyezett hideg víz is felmelegedett volna, és cserébe a tűzhely lapja még jobban lehűlt volna. Ezt az ősi tapasztalatot fejezi ki tudományos formában a termodinamika második főtétele.

Az utóbbi évtizedek háziasszonyainak azonban másfajta tapasztalatai is vannak (bár nem valószínű, hogy sokat töprengtek volna ennek termodinamikai vonatkozásain). A "mikróba" (hivatalos nevén mikrohullámú sütőbe) helyezett étel tűzforróra melegszik anélkül, hogy maga a sütőberendezés vagy annak egy alkatrésze akárcsak megközelítőleg olyan hőfokú lenne, mint az étel.

Lehet, hogy a konyhában mégsem igaz a második főtétel?

És persze ennek a furcsaságnak van kozmikus, asztrofizikai párja is. Láttuk, hogy a Nap felszíni rétegének hőmérséklete kb. 6000 K. Régi csillagászati megfigyelés bizonyítja azonban azt is, hogy a Nap légkörének egy külső zónája, a Földről csak napfogyatkozáskor látható korona hőmérséklete kb. egymillió fok.

E réteg fűtését nyilvánvalóan az alatta levő Napból kapja. De hogyan? Itt sem érvényes a második főtétel? És hol az a mikrósütő, ami ilyen melegre fűti a napkoronát?

Kérdésünk tehát:

Milyen fizikai mechanizmus, milyen "mikrohullámú sütő" fűti sokkal melegebbre a Nap koronáját, mint az alatta levő napfelszínt?

Folytatása következik

9 – Keringő üvegházak

Sokat hallani manapság "a napenergia felhasználásáról", arról, hogy egyes országok "energiatermelésében" egyre nagyobb szerepet játszik a napenergia, hogy még mindig csak igen csekély hányadát használjuk fel a Földre érkező napenergiának, és hogy ezt a hányadot növelni kellene.

Ugyanakkor evidens és mérésekkel sokszorosan bizonyított tudományos tény, hogy a Föld a rá érkező napsugárzás energiáját az utolsó joule-ig visszasugározza a hideg világűrbe, egy elektronvoltnyit sem tart meg belőle.

Ezzel kapcsolatos az a szintés sokat emlegetett, a mindennapi életben is egyre több kellemetlenséget okozó probléma, amit röviden "üvegház-hatásnak" szoktunk nevezni: a légkör növekvő széndioxid- és metán-tartalma miatt a Föld a napsugárzás nagyobb hányadát tartja vissza, mint korábban, ezzel emelkedik a felszín átlaghőmérséklete (számos meteorológia, biológiai és társadalmi problémát okozva).

A fenti állítások első látásra szöges ellentétben állnak egymással. Mégis mindegyiket elfogadott tudományos igazságokként szoktuk hangoztatni.

Kérdéseink tehát:

Mit is jelent a "napenergia felhasználása", ha a Föld az őt elérő napenergiát hiánytalanul visszaszolgáltatja a világűrnek?
Hogyan lehet a földi légkör teremtette "üvegházban" egyre melegebb, ha a napenergia nem marad benne az üvegházban?

Folytatása következik

10 – Feketén sugárzó fekete lyukak

A korábbi fejezeteinkben részletesen követett csillagfejlődési folyamat egyik lehetséges végállomását jelentik a szupernóva-robbanás maradványaként keletkező fekete lyukak. Emellett sokkal nagyobb, millió vagy milliárd csillagtömegnyi fekete lyukak találhatók a galaxisok centrumában.

A fekete lyukak eseményhorizontjánál a gravitáció olyan extrém körülményeket teremt, hogy a szökési sebesség nagyobbá válik a fénysebességnél, így még a fény sem – és ennek következtében semmi más sem – tud kijutni a horizont alól.

Egy fekete lyuk az Univerzumnak az a helye, ahol -- az ismert mondás szerint -- "az Úristen nullával osztott", amelyek leírásában abszurd nullák és még abszurdabb végtelenek lépnek fel, ahol a legradikálisabb megfogalmazás szerint egyszerűen érvénytelenné válnak a fizikai törvények.

Ugyanekkor ezek a különleges objektumok mégis csak részei a fizikai világnak, kölcsönhatnak környezetükkel és egymással, és észlelt viselkedésük számos tekintetben megfelel az elméleti leírásnak.

Már a termodinamikai bevezetőben szó volt arról, hogy 1975-ben Bekenstein és Hawking általánosította az entrópia és a hőmérséklet termodinamikai fogalmait a fekete lyukakra. Ettől kezdve a fekete lyukak a termodinamikai folyamatok teljes jogú szerplőivé váltak, energiát cserélhetnek a környező testekkel, melegedhetnek és hűlhetnek stb.

Hawking egy cikkében azt is megmutatta, hogy a fekete lyukak környezetéből a távoli megfigyelőhöz elektromágneses sugárzás érkezik, melynek spektruma a 0.5 ábrán bemutatott Plank-görbével egyezik meg, azaz hőmérsékleti vagy más néven feketetest-sugárzás. amelynek hőmérséklet-paramétere fordítva arányos a fekete lyuk tömegével. A Hawking-sugárzás következtében a fekete lyuk energiát, tehát tömeget veszít, és végül (igen sokára) "elpárolog".

Hogyan egyeztethető össze ez a viselkedés a fekete lyuk definiáló tulajdonságával, mely szerint "semmi nem jöhet ki belőle"?

Kérdésünk tehát:

Hogyan tud elektromágneses Hawking-sugárzást kibocsátani a fekete lyuk, amiből elvben semmi sem jöhet ki?

Folytatása következik

11 – Az éjszaka sötétje

Mint mindenki tudja, éjszaka sötét van. (Most tekintsünk el a fényszennyezéstől, arról a PARRISE projekt egy másik alprogramja szól.) Már 150 éve felfedezték, hogy ez a triviális tapasztalat durva ellentmondásban van a newtoni fizika és a kopernikuszi–brunoi elvek alapján kiépült, és a köznapi ember tudományos világképében máig élő csillagászati világmodellel, amelyben állócsillagok (később álló galaxisok) népesítik be a végtelen ideje fennálló, térben is végtelen világegyetemet. Ezt az ellentmondást fejezi ki a nevezetes Olbers-paradoxon.

E paradoxon megoldására számos kísérlet történt. Az egyik próbálkozás az optikai jellegű paradoxont termodinamikai alakra fogalmazta át. Ezen a nyelven a kérdés úgy szól, hogy egy végtelen ideje fennálló univerzumban miért nem értek már réges régen véget a kiegyenlítődési folyamatok, miért nem érte el az összes intenzív termodinamikai paraméter a mindenütt homogén végső értéket, röviden szólva: miért nem jött még el a hőhalál?

Kérdéseink tehát:

Miért nem jött még el a hőhalál?
Miért léteznek még forró csillagok és hideg jeges holdak?
Röviden: miért van még a világban forró virsli és hideg sör?
És mi köze mindennek az éjszaka sötétjéhez?

Folytatása következik

12 – Az ősi tűzgömb

Az előző fejezet a jövőbeli hőhalálról, azaz az egész Univerzumot betöltő termodinamikai egyensúlyi állapotról szólt. A kutatókat 1965-ben nagy meglepetés érte, amikor a rádiócsillagászok felfedezték a kozmikus mikorhullámú sugárzást, amely ideális Plack-eloszlású feketetest-sugárzásként tölti ki az egész kozmoszt. Mi ennek a sugárzásnak a forrása, hol van az a hideg fekete test, amellyel egyensúlyban van a 2,7 K hőmérsékletű sugárzás? Sehol sincs, de valamikor létezett – csak sokkal nagyobb hőmérsékletű volt. Ebben a forró plazmában ott kavargott az összes ismert (és még ismeretlen) elemi részecske, állandó intenzív kölcsönhatásban, termodinamikai egyensúlyban egymással. A mai kozmikus háttérsugárzás ennek az ősi tűzgömbnek a halvány visszfénye. Ez a hajdani termodinamikai egyensúly jótékony függönyt von a még korábbi események elé: ezek esetleges optikai nyomait maradéktalanul elmosta az egyensúlyi sugárzás.

Ez a kép az ősi tűzgömbről erőteljesen eltér a világ keletkezéséről szóló korábbi elképzelésektől. (A pokol tüzét inkább a világ vége utáni időre szokták jövendölni.) Mivel minden mai létező az ősi tűzgömbből, anank minden korábbi eseményt eltakaró sugárzás-köpenye mögöl bújt elő, érdemes mindent megtudni ennek az ősi jelenségnek a fizikájáról.

Kérdéseink tehát:

Milyen alkotórészekből állt az őszi tűzgömb?
Milyen fizikai – köztük termodinamikai – törvények irányították?
Hogyan jött létre és hogyan szűnt meg végül?
Hogyan láthatunk a háttérsugárzás köpönyege mögé,
hogyan ismerhetjük meg a még korábbi eseményeket?

Folytatása következik

13 – Feltámadás a hőhalálból

Az előző fejezet az ősi tűzgömbről, az Univerzumot hajdan betöltő, mindenütt termodinamikai egyensúlyban levő anyagról szólt. Röviden szólva a hajdani hőhalálról.

19. századi elődeink félelmeire cáfolva ma már kísérleti tapasztalatokra hivatkozva kijelenthetjük. a hőhalál nem lesz, hanem volt.

De ma nincs. A világ tehát -- a termodinamika nagy meglepetésére -- feltámadt a hőhalálból.

Eszerint a kozmoszban nem érvényes a termodinamika második főtétele, a folyamatok nem az intenzív paraméterek kiegyenlítődése irányába haladnak, hanem azzal szemben? A hajdani homogén, egyetlen hőtartályként viselkedő anyagból létrejött a mai struktúrált Viágegyetem, hideg és forró, sűrű és ritka, különböző anyagfajtákból álló tartományaival.

Vajon mi tette lehetővé ezt a szokatlan irányú, antientropikus folyamatot? Milyen globális termodinamika írhatja le a jelenséget? És milyen mikroszkópikus, az elemi részecskék világában lejátszódó folyamatok valósították meg ezt a feltámadást, a világ anyagi és térbeli struktúrálódását?

Kérdésünk tehát egyszerű:

Hogyan támadt fel a Világegyetem a hajdan volt hőhalálból?

Folytatása következik

14 – Az Univerzum jövője

Sok izgalmasat megtudtunk az Univerzum eddigi 13,8 milliárd éves történetében lezajlott (és részben még ma is zajló) termodinamikai folyamatokról. Ezek megértéséhez olykor a fizika más ágaihoz (mechanika, elektromágnesség, részecske- és magfizika) tartozó ismereteket is tanulmányoznunk kellett.

A Nagy Bumm kozmológiájára épülő világmodellek elég pontosan leírják a jelenlegi Viágegyetem tulajdonságait, és kielégítő magyarázatot adnak a benne található objektumok (atommagok, atomok, galaxisok, csillagok, bolygók, fizikusok) keletkezéséről, gyakoriságáról, eloszlásáról, legfontosabb jellemzőiről. (Kicsit túloztunk: a fizikusok univerzum-beli eloszlásáról csak nagyon halvány elképzeléseink vannak.)

E világmodellek a Nagy Bummot közvetlenül követő töredékmásodpercektől kezdve számítógépes eljárásokkal követik a világot kitöltő anyag jellemző paramétereinek (hőmérséklet, nyomás, anyagi alkotórészek, ezek sűrűsége, stb.) időbeli fejlődését, és ami legalább ilyen fontos, megtalálják azokat a nevezetes fordulópontokat is, amikor az anyag differenciálódni kezdett, megjelentek és elkülönültek az első struktúrák, majd bonyolultabbakká kezdtek szerveződni.

De miért kell ezeket a számítógépes szimulációkat leállítani a mai napnál, elégedetten nyugtázva, hogy az eljárás helyesen adja vissza jelen világunk észlelt képét. Miért nem lehet a szimulációkat tovább futtatni, és kiszámítani, milyen lesz a mostaniból kialakuló világ -- nem évmilliárdok mólva, hanem sok-sok nagyságrenddel több idő elteltével? Lehet-e a mai világ és az ismert fizikai törvények alapján megbízható jóslatokat tenni a Világegyetem történetének további folyására, a mai szereplők (csillagok, bolygók, atomok, elemi részecskék, fekete lyukak stb.) jövőjére?

Lehet.

Kérdésünk tehát ismét egyszerű:

Milyen lesz a Világegyetem jövője?

Folytatása következik

Utószó

– Jean, hány fok van idebent?

– Uram, a szoba levegőjének hőmérséklete 20 Celsius fok, azaz 293 Kelvin, energiaegységekben kifejezve 23,5 millielektronvolt (meV).

– És odakint?

– Uram, a helyzet változatos. Az Univerzumot átjáró kozmikus háttérsugárzás hőmérséklete 2,7260 K, enyhén süllyed, térbeli ingadozása kisebb, mint 18 mikrokelvin. A Föld felszínének átlagos hőmérséklete 13 Celsius fok, a felszínen valaha mért legalacsonyabb hőmérséklet –90,3 Celsius, a legmagasabb 70,7 Celsius fok volt. A genfi LHC részecskeütközési zónájában rövid időre 10^{17} K hőmérséklet is fellép. Földi laboratóriumban valaha előállított legalacsonyabb hőmérséklet kb. 10^{-10} K. A Nap felszínének hőmérséklete 6000 K, a Nap koronájáé 1 millió K, a Nap középpontjában a hőmérséklet 14,5 millió K. A vörös óriások felszíni hőmérséklete 3000 K, magjukban 100 millió K is lehet. Az összeroppanó szupernóvák középpontjában akár 40 milliárd K előfordulhat. A természetes körülmények között megfigyelt legalacsonyabb hőmérsékletet, 1 K-t egy csillagbölcsőben, a Bumeráng-ködben mérték. A csillagtömegű fekete lyukak 10^{-7} K hőmérsékletnek megfelelő feketetest-sugárzást bocsátanak ki. A fekete lyukak eseményhorizontja mögötti viszonyokról nincs információm. Bizonyos nem egyensúlyi rendszerekre, pl. a Rák-köd magnetoszférájára a hőmérséklet fogalma nem értelmezhető.

– Köszönöm a kimerítő adatokat! Közelebbről is meg akarom ismerni ezt a sok érdekességet, amit említett. Jean, nyissa ki az ablakot!

– De uram, az ablak 13,8 milliárd éve nyitva van! Körülbelül négyszáz éve pedig sarkig kitárult.

Ábrák jegyzéke

Az ábrák egy része szabadon felhasználható internetes forrásból származik. A forrást az alábbiakban a szerzők kívánságának megfelelő formában jelöljük.

A forrásmegjelölés nélküli ábrákat a szerző rajzolta. Ezek üzleti és publikációs célra való felhasználása tilos, tudományos és ismeretterjesztő célú felhasználása pedig csak a szerző nevének megjelölésével engedélyezett.

0.1 ábra Extenzív és intenzív mennyiségek

0.2 ábra Elsőfajú örökmozgó

0.3 ábra Másodfajú örökmozgó

0.4 ábra Az egyensúly mikroszkópikus mechanizmusa

0.5 ábra A hőmérsékleti sugárzás Planck-eloszlása

1.1 ábra Közönséges és gravitációs "ütközési" folyamatok

1.2 ábra Viriál-tétel

1.3 ábra Sugárzó gázfelhő

1.4 ábra A végső egyensúly

2.1 ábra Kémiai energiaküszöb

2.2 ábra Nukleáris energiaküszöb

2.3 ábra A csillagok HR-diagramja
By Richard Powell - http://anzwers.org/free/universe/hr.html
Maps and Diagrams, CC BY-SA 2.5
https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=1306362

2.4 ábra Az anyagszerkezet "Matrjoska-babája"

2.5 ábra Derékszögű potenciálgödör

2.6 ábra Bogáncsfizika

2.7 ábra Bogáncs-atommag

2.8 ábra Alfa-bomlás

2.9 ábra Két nukleon között ható erő potenciálja

2.10 ábra A Gamow-ablak

2.11 ábra Az elemi részecskék táblázata

2.12 ábra Közvetítő bozonok kibocsátása

2.13 ábra Közvetítő bozonok elnyelése

2.14 ábra Párkeltési folyamatok

2.15 ábra "Annihilációs" folyamatok

2.16 ábra Tömeghéj

2.17 ábra Különböző tömegű részecskék tömeghéjai

2.18 ábra Virtuális részecskék

Köszönetnyilvánítás

A jegyzet a PARRISE (Promoting Attainment of Responsible Research and Innovation in Science Education, Grant Agreement No. 612438) projekt keretében készült. (http://parrise.elte.hu)