

## Teleologikus determinizmus az anyag viselkedésében

Természettudományos gondolkodásunk lényege, hogy minden dolognak, eseménynek valamilyen oka van. Lényegében ez határozza meg a fizika és a rá épülő kémia és biológia általunk felismert törvényeit is. Arisztotelész egykori elképzelése az úgynevezett cél-okról teljesen tudománytalanak számít és nem könnyű beilleszteni modern világképünkbe sem. Én ebben a tanulmányban mégis megpróbálom.

Hajlamosak vagyunk megfélekezni arról az 'apróságról' hogy ha az alapvető fizikai állandók egy hajszálnyira is mások lennének, akkor esély sem lenne az általunk ismert anyagi világ kialakulására. Ebből adódik az antrópikus elvnek nevezett gondolat, miszerint a természeti állandók 'úgy vannak kalibrálva', hogy a Földön értelmes emberek születhessenek.

A relativitáselmélet és a kvantummechanika koppenhágai értelmezése a fizikai jelenségek leírása során egyaránt a megfigyelőre helyezik a hangsúlyt. Az utóbbi kapcsán sokan arra a szélsőségesen szubjektív álláspontra jutottak, miszerint a valóság a megfigyelés révén jön létre. Ez persze nem csak a hagyományos keresztény elvekbe ütközik, de a józan realista gondolkodásmódba is.

Az alábbiakban megmutatom, hogy az antrópikus elvvel összhangban, az érzékelhető jelenségekre épülő fogalmainkkal is legalább olyan jól leírhatók az anyagi világ tulajdonságai. Ez utóbbi a megfigyelőtől függetlenül létező objektív valóság, amelynek működésében minduntalan megnyilvánul egyfajta törekvés a szimmetria, a célszerű rend fenntartására. A testeknek és a részecskéknél ezt a kölcsönhatásokban tetten érhető - viselkedését tekinthetjük a "fizikai gondviselés" eredményének is.

Kiindulópontul a káoszelmélet szolgál, amelynek matematikai alapjait Poincaré rakta le több mint száz évvel ezelőtt. Már Huygens megfigyelte, hogy az egy falra akasztott ingaórák bizonyos idő után összehangolódnak, a köztük lévő apró kölcsönhatás révén a káoszból kialakul valamilyen spontán rend. Ez utóbbi persze soha nem lesz tökéletes, mindig lesz egy kis szórás a paraméterekben. Az elmúlt években felfedezett időkristályok is szokatlan módon, látszólag indokolatlanul ragaszkodnak az általuk kedvelt 'rendhez'. Szemben a kvantumelmélettel a káoszelmélet valószínűségi jellege azonban csak gyakorlati, a háttérben, az elvek szintjén szigorú determinizmus uralkodik. Az okozati determinizmus azt állítja, hogy a világ állapota egy bizonyos időpontban a természeti törvények révén meghatározza annak későbbi állapotait.

Leibniz szerint mindennek, ami létezik, elégséges alapja van a létezésre, még hozzá az úgy és nem másként való létezésre. Szerintem ezt az elvet nyugodtan elfogadhatjuk determinizmusunk alapjának. Az arisztotelészi cél-ok ebben az esetben maga a fennmaradás és az alábbiakban megmutatom, hogyan szolgálják ezt a természet törvényei.

### **Relativitás (vagy szimplán csak szükségszerűség?)**

A relativitási elv szerint egy fizikai jelenség leírása nem függhet a megfigyelő sebességétől. Ez nekünk így elég természetes, de vajon érdekli-e a világot, hogy mi milyennek látjuk, és hogyan akarjuk mérni? Nem lehet, hogy kissé eltúlozzuk az univerzum működésében játszott szerepünket?

A Michelson-kísérlet után Fitzgerald ad hoc feltételezte a mérőrudak megfelelő megrövidülését és az órák lelassulását. Lorentz ezt azzal támasztotta alá, hogy az említett testeket az elektromágneses kölcsönhatás tartja egyben, ezért annak változásait velük nyilván nem lehet kimutatni. A XX. században sikerült anyagi részecskéket előállítanunk gyorsítóknak, tehát bennük egyfajta mozgás „lokalizálódik”, ami valamilyen belső periódikusságot von maga után. Ez utóbbi a fázistérbeli zárt görbéket, felületeket jelent. A klasszikus mechanikában Hamilton egyenletei határozzák meg egy rendszer állapotának fázistérbeli mozgását, Liouville tétele pedig kimondja, hogy a fázistér tetszőleges tartományának térfogata bármilyen hamiltoni fejlődés során megmarad. Az állandó fázistérterület azonban nagyon elvékonyodva a fázistér nagy tartományára terjedhet szét, tehát nem jelenti az alak megőrzését. A bizonytalanság gyorsan nőhet az időben /pillangó-effektus/.

A modern káoszelmélet bizonyos mozgások fázistérbeli pályáit vizsgálva megállapítja, hogy azok meghatározott vonalak vagy felületek felé 'tartanak' illetve hozzájuk minduntalan visszatérnek. Ezek a nemlineáris dinamikájú rendszerekre jellemző vonzó objektumok /**attraktorok**/ különböző, egymásnak ellentmondó hatásokat hoznak össze. A gyakorlatban disszipatív folyamatok során találkozunk velük, de könnyen belátható, hogy az elektromos és a gravitációs kölcsönhatás végtelen hatótávolsága elvileg minden szinten elkerülhetetlenné teszi a disszipációt. Tartósan ugyanis nem létezhet nyugalmi rendszer, a változás pedig a megfelelő sugárzáson keresztül óhatatlanul mechanikai energiavesztéssel jár. Általában elmondhatjuk, hogy minél rendezettebb egy folyamat, annál kisebb a disszipáció, gondoljunk csak a folyadékok lamináris és turbulens áramlására vagy a szupravezetésre, amely már tulajdonképpen mikrojelenség.

Ebből arra következtethetünk, hogy a körülményeknek megfelelő hangolással sikerülhet elkerülni a káoszt, a fázistérbeli szétszóródást illetve a disszipációt. Ezt oldotta meg a kvantumelmélet a reguláris függvények terén ható operátorok megfelelő sajátfüggvényeinek kiválogatásával, ami lényegében az állapot jellemzésére alkalmas hullámösszetevők megkeresését jelenti.

Számtalan interferencia-kísérletből tudjuk, hogy az anyagi részek egészen a molekulák szintjéig hullámtulajdonságokkal rendelkeznek, amelyeket a méretüknek megfelelő kölcsönhatás, például kristályrácsra való szóródás esetén tapasztalhatunk. Bármely térbeli hullámmintázat fennmaradásának szükséges feltétele, hogy a különböző irányokban ide-oda mozgó összetevőik mindig megfelelő fázisban találkozzanak, pontosan úgy, mint Michelson interferométerének fénysugarai. Tehát, ha a részecskék állóhullám-modelljei fénysebességgel vibrálnak (mint az őket keltő elektromágneses kvantumok), akkor a koherencia fenntartásának érdekében a haladó mozgás sebességének megváltozásakor a Lorentz-transzformációhoz kell idomulniuk. /Ha az összetevők más sebességgel mozognának, akkor más lenne a transzformáció, de véges sebességnél muszáj igazodni a periódusok záródása érdekében./

Ennek megértéséhez gondoljunk egy szerelmespárra, akik találkát beszéltek meg, de egyikük sem szeret várni, ha elkerülnék egymást, az a kapcsolat végét jelentené.

Különböző irányokból közeledve, ha egyikük völgynek megy és hosszabbakat lép, akkor lassítania kell a lépteit, egyszóval alkalmazkodnak a körülményekhez a pontosság kedvéért. (Egy keringőző táncospárnak is változtatnia kell a lépteit, aszerint, hogy milyen irányban és mekkora sebességgel haladnak, azért, hogy továbbra is egy pár maradjanak.)

A természet tehát kénytelen folyamatosan követni azokat a mozgásformákat, /lokális attraktorokat/, amelyekben az energiát anyaggá szelídítheti. Ez a gondolat nyilvánvalóan **teleologikus**, lényegében egyenértékű az anyagmegmaradással. Mivel nem találjuk racionális okát, csak célját az energia ilyen viselkedésének nem marad más választásunk, mint elfogadni egy univerzális 'fizikai gondviselés' folytonos működését. A determinizmus abban nyilvánul meg, hogy a részecskékben tárolt energia nem szóródik szét, a hidrogénatom változatlan feltételek mellett továbbra is hidrogénatom marad, a gerjesztett elektron pedig csak a megfelelő állapotokba kerülhet.

A nagy tömegű testek környezetében tehetetlenül mozgó próbatestek alázatosan követik a tér által irányított geodetikus pályákat. A görbült tér az optikailag sűrűbb közeghez hasonlítható, ahol a fény lassabban terjed, útját a Fermat-elv jelöli ki.

Az ilyen terek 'egyeneseit' / legrövidebb görbéit / meghatározó geodetikus egyenletek matematikai szempontból ugyanolyan típusúak, mint a nemlineáris dinamikai rendszerek Newton-egyenletei, ezért célszerű a **káoszelmélet** oldaláról megközelíteni a kérdést. Ha egy hullámforma gravitációs térben is minden irányban azonos **fénysebességet „akar” mérni**, akkor ugyanúgy alkalmazkodnia kell a változó feltételekhez, mint a haladó mozgásnál. Az anyag meggörbíti a teret (ahogy a hullámzó gumikötél is megfeszül), de a tér is magához igazítja az anyagot (a feszebb kötél gyorsabban hullámzik). A folyamatos koherencia szükségessége tehát egyszerre szabja meg a részecske külső és belső mozgását úgy, hogy mindig visszataláljon a megfelelő lokális attraktorhoz. Meghatározza a mindenkori geodetikus állapotot, aminek látható tünetei azonosak: az 'órák' lelassulnak, hiszen a hullámösszetevőknek 'be kell várniuk egymást'. Az anyag által érzékelt térnek minden mozgásállapotban egyértelmű függvénye a sajátidő, így formálisan beszélhetünk négydimenziós téridőről is.

Megfelelő mértékrendszerben az attraktorok a fázistérbeli általános **gömbfelületeket** jelentenek, ezek sugarának lokális invarianciája az a követelmény, amely meghatározza a lehetséges transzformációkat, a 'téridő geometriáját'. Ez egyenértékű az úgynevezett geodetikus hipotézissel, miszerint a szabad gravitációs mozgás a görbült téridő geodetikusan történik, melyeket a négyestávolság megőrzése jelöl ki.

Azt hiszem, ezzel eljutottunk az einsteini ekvivalencia elvhez, a lokális inerciarendszerek teljes egyenértékűségéhez. Csak a gondolatmenet fordult meg, nem szabtuk meg kiindulási feltételként, hanem beláttuk, hogy a megfigyelt hullámtulajdonságból adódóan szükségszerű. Így egy alapjában különböző (induktív) elméletet kaptunk, amely olyan értelemben koherensebb, hogy a jelenségek azonos körét írja le kevesebb feltételezéssel.

A megfelelő visszacsatolással rendelkező összetett rendszerek alapvető jellegzetessége a spontán **önszerveződés**. Ahogy a geodetikus állapotbeli külső változásokat (a pályák görbülését) gravitációs erőnek, úgy a belsőket a tér keltette feszültségnek vagy nyomásnak tudhatjuk be, amit a testek nyilván nem éreznek. Ezek az általános tehetetlenségi mozgás különböző, de egymással összefüggő megnyilvánulásai. A rúd tehát a sebesség növekedésével előbb-utóbb beesik az öt szállító kocsi közé, a forgó korong pedig kisebb lesz anélkül, hogy megfeszülne /már ameddig egyébként merevnek tekinthető/. Ezért préselődik ki nagy sebességgel az anyag a gyorsan forgó fekete lyukak /esetleg neutroncsillagok/ forgástengelyének irányában, nem pedig arra merőlegesen, ahogy egyébként várnánk.

Az adott irányú mozgást leíró fázistérképen egy periódus alatt körbejárt terület **hatásnak** hívjuk, amelyre Liouville tétele érvényes. A speciális relativitáselméletben is megmaradó mennyiség, minden megfigyelő ugyanakkorának méri. Ha a részecskéket leíró hullámok periódusainak számát belső **hatásnak** tekintjük, akkor olyan invariáns /skalár/ mennyiséget kapunk, amelyből négy alaptulajdonság származtatható.

A nyugalmi tömeget és a tehetetlenségi nyomatékot a teljes belső hatás térbeli eloszlása határozza meg, az előbbi az eltolási, az utóbbi a forgási szimmetria sérülését méri egy teljes periódus alatt. Noether tétele szerint a lendület megmaradása az eltolási, a perdületé pedig az elfordulási szimmetria következménye. Ennek megfelelően a tömeg az attraktorba zárt lendületnek, a tehetetlenségi nyomaték pedig a bezárt perdületnek felel meg. Itt valójában periódus-sűrűségről beszélünk, ezért a tömegnek nincs univerzális egysége, a perdületnek viszont van, ami nem más, mint a Planck féle állandó, vagyis egy teljes periódus fordulatonként. Ez utóbbi egyben az információ természetes egysége is, hiszen megadható dimenziók nélkül is, vele mérjük az anyagi részek forgáshoz kapcsolódó tulajdonságait (a spint és a mellékkvantumszámokat).

A gondolatmenetet folytatva az anyagi részecskéket jellemző további fizikai mennyiségeket is valamely szimmetriasértéssel fogom kapcsolatba hozni. Ezek "töltésként" viselkednek, melyek között a nekik megfelelő kölcsönhatások működnek. Az utóbbiak "célja" mindenkor a szimmetria, vagyis a rend helyreállítása. Ebben a megközelítésben a Gondviselés fogalma igazából a tétel kiterjesztését jelenti a lendületet magukba záró részecskékre.

Az elektromos töltés a tükrözési szimmetriához kapcsolódik, ezért a nyomatékhoz hasonlóan természetes, invariáns egységgel rendelkezik.

A **mágneses momentum** az előbbi három tulajdonságot kapcsolja össze, a tömegen keresztül függ a hosszúságegységtől, tehát nincs univerzális egysége. Az elektron és a müon például azonos alakú attraktorkal rendelkezik különböző mérettartományokban, ezért spinjük és töltésük azonos, de nyugalmi tömegük és mágneses momentumuk különböző. /Bennük fél periódusnyi szimmetriasértés jut egy teljes fordulatra, ami azt jelenti, hogy az attraktoruk két fordulat után megy át újra önmagába./

A sebesség növekedésével a térbeli periódusok sűrűsödnek, a részecske egyre jobban kötődik a geodetikus állapotba. Egyre nehezebb onnan kitéríteni, tehát a tehetetlensége a rövidüléssel fordított arányban nő. Ez egyúttal a **tér összehúzását** vagy feszítését is jelenti, vagyis a tér görbülete elsősorban a tehetetlen tömegtől függ.

A testek mozgástörvényeit a legkisebb hatás elvéből kaphatjuk meg, de miért pont a hatás az a mennyiség, amely ilyen fontos szerepet játszik világunkban? A de Broglie-összefüggésekből kiindulva beláthatjuk, hogy az adott pályán megtett periódusok számával függ össze: a testek azt a pályát választják ki, amelyen / kis szakaszonként / a legkevesebb periódust kell megtenniük. A részecskék a távolságot, az időtartamot és az elfordulást is a periódusok számával „mérhetik”, tehát minden szempontból extrémumot kapunk.

Ez így tényleg **teleologikus**, **honnan tudja előre egy részecske**, hogy később milyen körülmények közé fog kerülni? Szerintem mélyebb összefüggést kell keresnünk: a találkozó hullámkomponensek fáziskülönbsége nyilván szintén hatás dimenziójú. A részecskéknek minden periódusban a pillanatnyi helyzetnek megfelelően kell minimálisra csökkenteniük az őket bomlasztó hatást. Így lépésről lépésre alakulhat ki a pálya, mint a pók esetén, amely lépteit minden irányban úgy méri ki, hogy közben a mozgásából adódó deformációt is kénytelen számba venni. Az ide-oda vibráló komponensek minden periódusban 'felmérik a terepet', amit úgy értelmezhetünk, hogy mozgás közben kontinuum sok, egymáshoz közeli pályát jár be a részecske.

Az eddigiek alapján megfogalmazhatunk egy általános variációs elvet, amely kimondja, hogy bármely anyagi részt leíró hullámforma maximális belső fáziseltérését /a belső hatás-differenciát/ periódusonként összegezve az állapotterben bejárható vonalakra, az eredmény a megvalósuló esetben lesz extrémális. Ez egyben a geodetikus világvonal definíciója is. A periódusonként megvalósítható igazodás nyilván korlátozott, a hagyományos hatáselv tehát arra a minimális fáziskorrekció-mennyiségre utal, amellyel adott kezdőfeltételekkel az elmozdulás megúszható. A korrigálandó fáziseltérés függ a tér görbületétől, a hozzá viszonyított sebességtől és a periódus hosszától is, tehát erősen nemlineáris problémát kell „**megoldania**” a **részecskének**, nem csoda, hogy „kerüli” a felesleges gyötrelmeket. Ezt az önálló „cselekvést” persze sokkal kézenfekvőbb a gondviselés megnyilvánulásának tekinteni a fennmaradás érdekében.

Egy **kölcsönhatás erősségét** az adott távolságban nyugalmi állapotban létrejövő torzítással, a relatív fáziseltéréssel mérhetjük. A nyugalmi állapot fenntartásához erőt kell kifejtenünk, ez hozza létre a helyreállításhoz **szükséges deformációt**. Külső erő híján a részecske gyorsulni kezd, ekkor a **sebességváltozásból adódó fáziseltolódás hozza szinkronba** a hullámkomponenseket. Stabil körpálya esetén az attraktor periódusonkénti elcsavarodása

teszi meg ezt. Ezekből a periódus-szeletekből tevődhet össze a külső periódus, maga a pálya / ezért fordítja felénk a Hold mindig ugyanazt az arcát /. Az adott távolságban megvalósuló fáziskorrekciót körcikkék területével is szemléltethetjük, ezért a kölcsönhatások ereje a távolság négyzetével gyengül.

Adott térgörbület mellett minden attraktor azonos deformációt szenved, az azonos fáziseltérést ugyanannyi periódus alatt hozhatják helyre, tehát az eggyel magasabb rendű mindig azonos számú fordulatból áll össze. Ha a gravitáció erősebb lenne, akkor a Merkúr is gyorsabban keringene és 'évente' többet is precessálna.

Az elektronok 'keringése' a mag körül analóg a holdakéval vagy a bolygókéval, a kulcs minden esetben a perdület / hatás dimenzióval / és a megfelelő hangolás. Ez a központi szerep a **lokális izotrópiának** köszönhető, minden kölcsönhatás ennek a szimmetriának a sérüléséről, és annak periódusonkénti **helyreállításáról** szól. A korrekció nyilván korlátozza a részecskék mozgását, ami valamilyen rendeződésben, külső szimmetriában nyilvánul meg. Ebből adódik, hogy az anyag szerkezete különböző szinteken ismétli önmagát, fraktál jellegű.

Az adott folyamathoz ily módon rendelt külső hatás természetesen a különböző megfigyelők számára invariáns mennyiség, amit a hanghullámok találkozásakor tapasztalható lebegéshez hasonlíthatunk: minél jobban passzolnak a hullámok, annál kevesebb periódust észlelünk. Valójában a különböző pályák megfelelő fázistérbeli 'hosszát' méri, ennek alapján választják ki a részecskék a 'legrövidebbet'.

Gravitációs tér esetén a szimmetriasérülés megfelel a négyestávolság adott irányú megváltozásának így minden részecske számára ugyanaz lesz a legrövidebb pálya, erre épül a téridő fogalma, ez az általános relativitás alapja.

A külső periódusok térbeli sűrűsége jellemzi a mozgásállapotot, ezt a részecske belső periódusainak sűrűségével szorozva kapjuk a lendületet, amely így a mindenkori tehetetlen tömeggel lesz arányos. A mozgási energia nem illeszthető be ekvivalens módon a tehetetlen tömegbe, ő a káosz (az entrópia) legfőbb forrása, a kölcsönhatások által teremtett rend megbontására törekszik.

## **Kvantumtumok**

Az anyagi részek legfontosabb tulajdonságát, a folyamatos vibrálást, az állandó fázisellenőrzést fejezi ki a **határozatlansági összefüggés**. Csak így biztosíthatják a **koherenciát**, különben **szétfolyának** az összetevők, eltűnne az anyag. Szüntelen pásztázzák körbe az attraktorokat, a közben érintett fázistér fogat / a szükséges információ / alsó határa jelenik meg

a relációban. Ez egyúttal a hullámfüggvény periódusonkénti redukcióját is jelenti, összhangban a ködkamrákban megfigyelt határozott pályákkal. A fázistérfogot megmaradása miatt a sebesség növekedésével térben szűkülnek a periódusok, egyre kevésbé távolodhatnak el az összetevők, tehát lokalizáltabbá válik a részecske, egyre kisebb rácsállandóra van szükség azonos interferenciakép létrehozásához.

Maguk az elektronok az atomokban nyilván nem fénysebességgel mozognak, de a pályákat meghatározó elektromágneses kölcsönhatás kvantumai igen. A klasszikus modellben a hidrogén elektronja a fénynél 137-szer lassabban 'kering' a proton körül, ami azt jelenti, hogy egy teljes fordulat során 137 belső periódust tesz meg. Egy saját periódus alatt tehát  $1/137$ -ed egységnyi relatív fáziseltérést küszöböl ki / egy darab virtuális foton által /, ami megadja az elektromágneses kölcsönhatás erősségét. Ez határozza meg az adott 'pálya' precesszióját /elcsavarodását / is vagyis az eggyel magasabb szintű és minden további attraktor forgási periódusát. Az elektron esetén ez fordulatonként egy plusz fotont jelent, majd 137 fordulatonként még egyet, és így tovább. A rohamosan csökkenő járulékokat összegezve tetszőleges pontossággal megkapjuk a töltések közötti kölcsönhatást. Ha csak a gravitáció hatna a proton és az elektron között, akkor sokkal tovább tartana egy fordulat, mert a relatív fáziseltérés sokkal kisebb lenne.

Az atomokban kötött elektronok állapotait leíró attraktorok a centrális szimmetria miatt egész periódusokból állnak, amelyek a radiális vagy a forgási szimmetriát sérthetik. Az utóbbiakhoz adódhat az elektron saját, fél egységnyi szimmetriasértése + vagy – előjellel. A feles belső periódusból következik, hogy minden pályán két elektron tartózkodhat. Az azonos töltések taszítása miatt a 'legtávolabbi', 3 egymásra merőleges pályát töltik be először, de a félig betöltött pályák sértik a tükrözési szimmetriát, ezért az elektromoshoz hasonló, de a nagyobb méret miatt jóval gyengébb vonzó kölcsönhatás lép fel. A három független irány teljes feltöltésével kiteljesedik a szimmetria (molekulák).

Maradandó állapotváltozáskor másik külső attraktorra kerül a részecske, tehát legalább egy periódust 'ugrania' kell a hullámformának, ezt jelzi a hatáskvantum, az egy periódus által határolt fázistérfogot. /A gerjesztett elektron hullámfüggvénye bonyolultabb, több csomófelületet, vagyis periódust tartalmaz./ A fázistérbeli határok között szabadon kóvályoghat a részecske, de határátlépéskor 'vámot' (energiát) kell fizetnie, ezt látjuk a színeképvonalakban.

Az elegendően nagy tömegű csillagok életüket neutroncsillagként fejezik be, ahol a gravitáció kvantált jellege válik meghatározóvá, az elektronok pedig beépülnek a nukleonokba.

A kölcsönhatások erőssége makroszkópikus méreteken a távolság négyzetével fordítottan arányos, de közeledve nő a relatív fáziseltérés, csökken a szabad mozgástér. Végül, kb. 1 fermi mérettartományban a **torzulás rápréseli az attraktorokat** a koordinátatengelyekre, a mozgások 3 egymásra merőleges irányra szűkülnek. A három független pályát **három kvark** töltheti ki, így alkotnak egy nukleont. Az adott távolság és a korlátozott mozgás szigorú rendbe, egyfajta kristályrácsba kényszeríti a kvarkokat. A forgó neutroncsillagok pulzálása ennek az irányítottságnak köszönhető.

### **Az atommagok (mint időkristályok)**

Az atommagokat összetartó és szabályozó erő a legerősebb az ismert kölcsönhatások között, amiből következik, hogy a lehető legszigorúbb rendet teremti a nukleonok között. Azok mozgását a legegyszerűbb rezgőmozgásra redukálja és fázisukat is összehangolja (így megmentve az elektromosan töltött részecskék gyorsulásából származó elektromágneses kvantumokat). A rend itt is az atomburokból ismert szimmetriákban fog megnyilvánulni, aminek alapján felépítünk egy olyan magmodellt, amelyben a nukleonok sűrűsége állandó. Amely elegendő helyet biztosít a nullponti kvantumnyüzsgéshez, mégpedig úgy, hogy az azonos részecskék elkerüljék egymást. Megfelelő analógiát a nemrég felfedezett időkristályok jelenthetnek, amelyekben a részecskék úgynevezett 'kripto-egyensúlyban' vannak, összehangoltan rezegnek és az oszcillációjuk nem generál entrópiát. Ennek feltételét, a legszimmetrikusabb (kübös) rácsot a nukleonok önszerveződéssel, mozgásuk összehangolásával valósíthatják meg. A fenti szimmetria alapján építkezve konzekvensen adódnak a mágikus számok, a magok héjszerkezete. Szemléletes magyarázatot kapunk a klasszikus perdület fogalomnak a magfizikában játszott szerepére és egyszerű módszert a magspinek ábrázolására. Jó közelítéssel számolhatjuk egyes magok kötési és gerjesztési energiáit és megbecsülhetjük a felezési időket is.

Egy jó magmodellnek a következőkről kell számot adnia:

- A magok állandó sűrűsége, vagyis a nukleonok közötti határozott távolság.
- A nukleonok kicsi szabad úthossza.
- A protonok és neutronok egyenletes eloszlása.

- A kölcsönhatás rövid hatótávolsága.
- A kölcsönhatás irányítottsága.
- Az erők telítődése.

Figyelembe kell vennie a határozatlansági összefüggést, vagyis a részecskék helyzete és lendülete nem lehet egyszerre pontosan meghatározott érték. Ebből következik, hogy a nukleonok nem tartózkodhatnak egy helyben, állandóan nyüzsgögniük kell, amihez megfelelő helyre van szükségük.

Fermionok lévén nem lehetnek azonos kvantumállapotban. Feltéve, hogy alapállapotban a legalacsonyabb energiájú szinteket töltik be, ez nagyon leszűkíti a lehetséges ütközések körét, legjobb, ha nem is találkoznak.

Mindezek egyidejű kielégítése csak a nukleonok szigorúan összehangolt mozgásával lehetséges. Kollektív mozgásukra utalnak például a rotációs és vibrációs színképek. Az óriásrezonanciák is koherens térfogati rezgéssel jöhetnek létre.

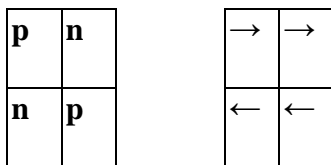
Az eddig ismert anyagi rendszerek stabil egyensúlyi állapotában a részecskék mozgási energiája nulla, az időkristályokéban azonban nem, állandó mozgásban vannak. Az időkristályként elképzelt atommagokban az oszcilláció teljesen összehangolt, a nukleonok vibrálása szinkronizált, tehát a határozatlansági összefüggés által behatárolt legrendezettebb állapotban vannak.

A fenti kvantum-koherencia jelenik meg a topológiai szupravezetők időkristályaiban is. A feles spinű nukleonok leírására kézenfekvőbb a szupravezetőkben szuperfolyadékként mozgó elektronokat szemügyre vennünk. Az elektronok közti kölcsönhatás elég erős ahhoz, hogy ellentétes spinnel párokba, bozonokba rendezze őket. A kimozduló elektronok helyén keletkező lyukak pozitív töltésű kvázirészecskékként mozognak. Mindezek feltétele a kellően szabályos kristályrács.

A maganyag esetén ilyen nem áll rendelkezésre, de a nukleonok létrehozhatják önszerveződéssel, amelyre az anyagi világ magasabb szintjein számtalan analógiát találunk. A kristályok tulajdonságait az elemi celláik határozzák meg. Erre a célra –a különböző folyamatokban játszott alapvető szerepe miatt– a legkézenfekvőbb választás az alfa-részecske, vannak olyan modellek, amelyek egyenesen az atommagok építőkövének tekintik. Ennek négy nukleonja között az erős kölcsönhatás nem tesz különbséget, a legegyszerűbben egy szabályos tetraéder csúcaiban helyezhetők el. Ez azonban nem felel meg az azonos részecskék felcserélésére vonatkozó szimmetria-feltételeknek. (Nem értelmezhető a paritás sem).

A cella modelljét úgy kell kialakítanunk, hogy a nukleonok mindhárom független térirányban, egymástól állandó távolságban ütközés nélkül nyüzsöghessenek. A legegyszerűbb megoldást egy kocka nyújtja, az azonos nukleonokat egy időben ennek átellenes nyolcadaiban találjuk ellentétes spinnel és sebességgel. Ezek között ide-oda ugrálva a nukleon-négyes ugyanott van, mégsem egyhelyben. (Minden nukleon mindegyik kis kockában azonos valószínűséggel fordul elő, de nincs bezárva a nagy kockába.) A fenti kvázirészecskékhez hasonlóan az üres helyek száma minden pillanatban megegyezik a nukleonokéval. Az így kapott köbös rács kiválóan megfelel a szupravezető modellnek.

Az egyes nukleonok teljes 'hullámfüggvényének' a kis kockák lapjain csomósíkjá, a középpontjukban duzzadó helye van. A szomszédos kis kockába átlépve a fázis  $\pi/3$ -mal fordul el, így három lépésben jutunk el az átellenes térnyolcadba, ahol a függvény értéke éppen -1 szerese lesz a kezdetinek. A nukleonok hullámfüggvénye tehát antiszimmetrikus (fermionok), de párosával – a szupravezető elektronokhoz hasonlóan- bozonokat alkotnak. Az alfa-rész teljes hullámfüggvénye ezek szorzata, vagyis szimmetrikus. A nukleonpárok bozonokként már haladhatnak azonos sebességgel, nem sérül a Pauli-elv. Azt mondhatjuk, hogy betöltöttünk egy s-pályát, vagyis az első héjat, amit rendkívül egyszerűen ábrázolhatunk:



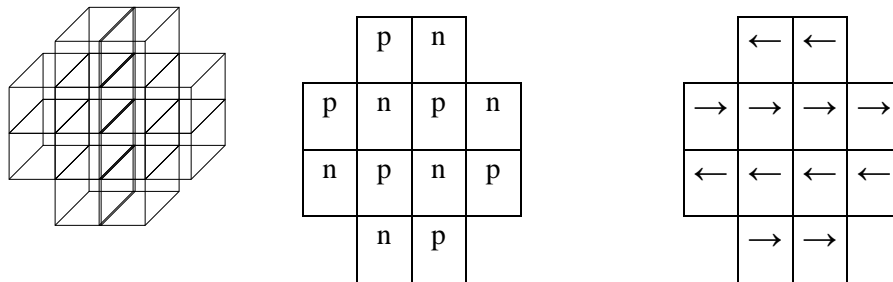
1. ábra: a héliummag

A rácsállandót a határozatlansági összefüggés határoolja be alulról, amiből 1fm körüli érték adódik. A tapasztalatokkal a legjobb egyezést akkor kapjuk a nukleonsűrűsége ( $0,14/fm^3$ ), ha az alfa részecskét szimbolizáló nagy kocka élhossza kicsit több mint 3fm. Ekkor a kis kockákban éppen elférnek a 0,8fm gyök-közép-négyzet sugarú nukleonok. A kölcsönhatás hatótávolsága kb. 1.5fm.

### Héjszerkezet

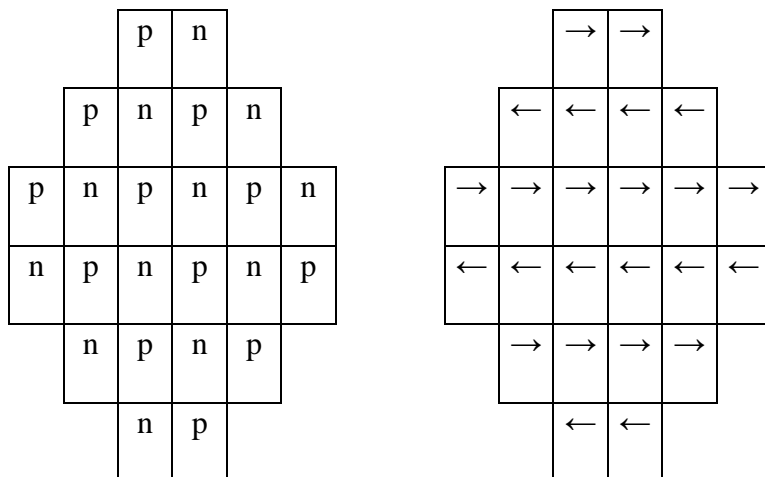
Az atomfizikából kiindulva a nagyobb magok felépítésénél három egymásra merőleges irányú állapot feltöltésére törekszünk, miközben folytatjuk a 'kristályrácsot'. A hélium magot

szimbolizáló kocka (a 'kristálmag') hat lapjához egy-egy nukleonpárt csatolva telítődik három **p**-pálya, vagyis a második héj és megkapjuk az oxigént:



2. ábra: az oxigénmag

(Egy-egy nukleon pár elöl és hátul található.) Ennek újra minden lapjához nukleonokat kapcsolva (6 párt az előbbi lapok, 12 darabot pedig a kocka élek irányában található hézagokba) megint telítődik egy héj a kalciumnál:



3. ábra: a kalciummag

Az ábrán csak a két középső réteg látható, elöl és hátul hozzá kell gondolnunk egy-egy fél oxigént. Egy az  $n$ -dik héjban található nukleonnak és tükörképének a sebessége és spinje ellentétes irányú, így ezek egy bozont alkotnak. A páros-páros magok teljes hullámfüggvénye

tehát alapállapotban szimmetrikus, a paritásuk páros. Az egyes cellákban található nukleonok a szomszédosakba is átlépnek, így az egész mag mozgása korrelált lesz. Azonos valószínűséggel fordulnak elő bármelyik kis kockában, ezért a hullámfüggvényük az egész magtérfogatra van normálva. A 'szerkezet' és az eddigi lépések egyértelműek.

A kapott testek matematikai szempontból ugyanolyanok, mint a neon vagy az argonatomok, ugyanazok a tükrözések és forgatások jellemzik őket. Tulajdonságaikat az oktaéder csoport határozza meg, ami eligazít a nagyobb magok felépítésében is:

A kalciumot követően a protonok közötti taszítás már megbontja a folytonos 'kristályszerkezetet', a szimmetria alapján azonban kapunk némi útbaigazítást. A kalcium-modell nyolc kijelölt irányába (az eredeti kocka csúcsai) nukleon párokat felragasztva eljutunk a 28-as számhoz (az előbbi 'oktaéder' megint inkább kocka alakúra hízik). Ehhez az eredeti lapok irányában egy-egy nukleopárt, majd a csúcsok irányába újabb alfa-részeket csatlakoztatva kapjuk az 50-es számot. Ehhez újra a csúcsok irányában tapasztva 2-2 alfát kapjuk a 82-es ólmot. A legnagyobb magokban a belső szimmetriából adódó hézagok miatt a felszíni cellák már egyre inkább elkülönülnek, ezért az alfa-bomlás valószínűsége megnő.

A többlet neutronokat nyilván a kijelölt irányokban kell, lehetőleg szimmetrikusan elhelyeznünk. A nikkelt két legmélyebben kötött izotópja a 62-es és a 64-es. Az előbbi 6, az utóbbi 8 plusz neutronnal bír. Az ón esetében a 116-os izotópot 8-szor 2, a 118-ast 6-szor 3 neutronnal kapjuk. Az ólom 206-os izotópja a lapirányokban lévő hézagokba ragasztott 7-7 neutronnal adódik. (6-6 nukleonnal a hézagokban és nyolccal kívül kapjuk a 208-ast 126 neutronnal). Ezekben az esetekben a szimmetria kifogástalan, megfelel a nemesgáz-szerkezetnek. Az adott feltételek mellett létrehozható legsűrűbb elrendezéseket valósítottuk meg, ezért ezek a legmélyebben kötött formációk.

A 'neutronbőr' jól passzol a testekre, a külső protonoknak a középponttól és egymástól mért távolsága azonban különböző, ezért a felszín kívülről diffúz jellegű.

Az 'alhéjak' telítődése szintén az átlagosnál stabilabb magokat eredményez, ami a főténgelyre szimmetrikus elrendezést jelent. A szénél, a magnéziumnál és a krómnál ez 4-4 nukleon pár ragasztását jelenti a lezárt héj főténgellyel párhuzamos lapjaihoz. A szilícium magban az oxigén, a vasban a kalcium hat lapjához csatlakozik egy-egy nukleon pár. (Ezek már majdnem mágikusak.)

A stabilitás a többlet neutronok kiemelkedő számában is megmutatkozik. Ezek nyilván a hézagokat töltik ki, ami a 32-es szilíciumnál még 4 darabot jelent 2-2 csúcs irányában. A vasnál már nyolcat valamennyi csúcsirányban. (Csakúgy, mint a 48-as kalciumnál.)

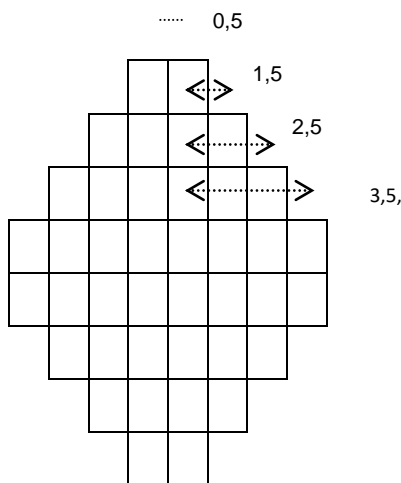
A kalciumtól formálisan egy ugrással is eljuthatunk az ónhoz: a lapok irányában 5-5 nukleon pár csatlakoztatásával. Három-három alfát ragasztva az előbbi irányokba a báriumot kapjuk, ami különösen gyakori hasadási termék az atomreaktorokban. Társa, a kripton, ami 2-2 alfát tartalmaz a csúcsirányokban. Ez jól magyarázza a maghasadás aszimmetriáját.

## Magspinek

Az atommagok spinjeit megállapíthatjuk például az azonos atomokból felépülő molekulák rotációs sávok színképeiből. Ezek intenzitása arányos a kibocsátásban részt vevő, fizikailag megkülönböztethető állapotok számával.

A Bohr-modellben használt perdület értékek a kvantummechanikában az adott tengelyre vonatkoztatott vetületként jelennek meg, velük találkozunk a megfigyelések során is. A de Broglie összefüggések alapján az iskolában a perdületet az adott sugarú körpályára 'tekert' hullám periódusainak számából kaptuk. Ennek megfelel az állapotot leíró hullámfüggvény forgási periodicitása, ami megadja, hogy egy fordulat során hány helyzetet különböztethet meg.

Modellünkben a párosított nukleonok spinjei kioltják egymást, tehát csak a páratlanokkal kell foglalkoznunk. Azonos részecskéket nem tudunk megkülönböztetni, ezért csak a rácsszimmetriát sértő állapotok okoznak megfigyelhető jelenségeket. A teljesen lezárt héjak így a nemesgázokhoz hasonlóan kívülről gömbszimmetrikusnak tűnnek. A páratlan nukleonok a főtengetyre merőleges kockasíkokban (a 'szélességi körök' mentén), a lezárt pályák körül 'keringhetnek'. A perdület ekkor teljesen klasszikusan megragadható: a 'keringés' lendületét kell szoroznunk a pálya sugarával. Az előbbi zérus maghőmérsékleten a határozatlansági összefüggésből kapjuk, ha annak mindkét oldalát osztjuk két szomszédos kocka középpont távolságával, vagyis a nyüzsgés átlagos méretével. A sugár pedig nem más, mint a külső nukleon távolsága a forgástengelytől, vagyis valahány egész meg egy fél kis kocka él. (A külső nukleont a pályához csatlakozó kocka középpontjába helyezve.) A szorzatból így módon közvetlenül kapjuk a perdületeket fél egész  $\hbar$  egységekben:



4. ábra: az adott héjon lehetséges perdületek

A megközelítésből következik, hogy a magspineknak egyidejűleg csak az egyik komponense határozható meg pontosan. A Stern-Gerlach-szerű kísérletek alapján megkülönböztetett állapotok számai és a perdületek közötti kapcsolatra ( $n=2I+1$ ) is szemléletes magyarázatot kapunk. Az alábbi ábrák azt mutatják, hogy az adott perdületű síkban hány különböző helyzetben található a pályához csatlakozó páratlan nukleont:

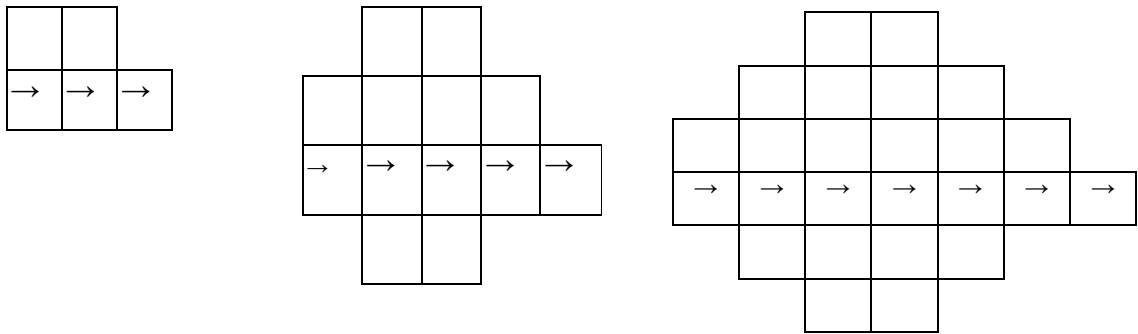


5. ábra: a megkülönböztetett helyzetek száma

(A négyzetekben jelzett helyzetek nyilván a kockaréteg előtt vagy mögött értendők.)

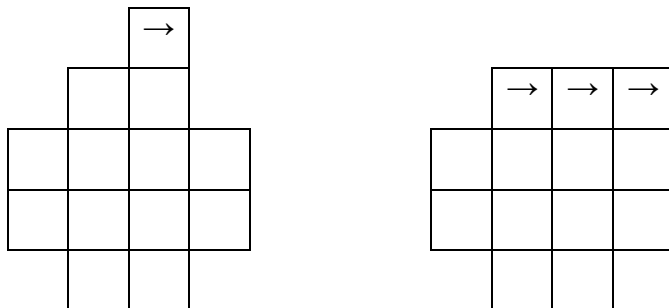
A fentiek alapján egy pofonegyszerű formális módszerrel leolvashatjuk a keresztmetszeti ábrákról a magspineket. Az adott pályát szimbolizáló négyzetsorba félegységnyi perdületet jelentő nyilakat rajzolva és hozzájuk adva a párosítatlan nukleon saját spinjét ábrázoló vektort közvetlenül adódnak a megfelelő magspinek.

Az elektronokhoz hasonlóan a megfelelő pálya perdületehez adódik a valencianukleon feles saját spinjét ábrázoló vektor. Így például az ötös hélium (ha van egyáltalán ilyen, akkor a spinje valószínűleg  $3/2$ ), majd az oxigén 17-es izotópja  $5/2$  spinnel, és a kalcium 41-es izotópja  $7/2$ -del:



6. ábra: a zárt héjra csatlakozó páratlan nukleon perdülete

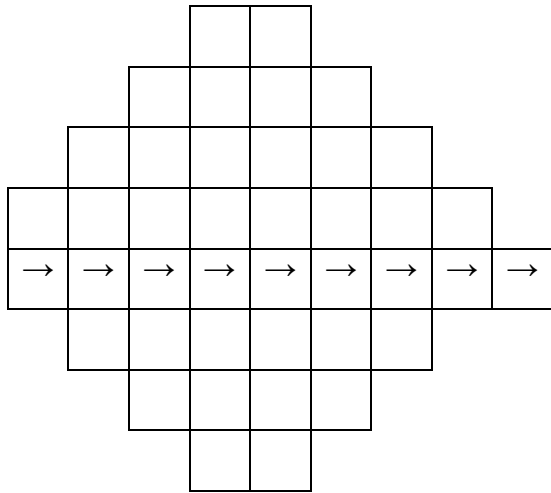
A lezárt héjra csatlakozó újabb nukleon az x-y síkra vonatkozó tükrözési szimmetria miatt az 'egyenlítőre' kerül. Az adott kockasík körül található kis kockák mindegyikében azonos valószínűséggel fordul elő, ezért a mag a z tengely körül forgásszimmetrikus. Ezt igazolja, hogy a mágikus számokat követően a magok kvadrupólmomentuma először negatív (kicsit lapított ellipszoid). Később a párosítottak már visszahúzódnak a 'hűvösebb' vidékekre, de ott is előfordulhatnak magányos nukleonok kisebb perdülettel. Ilyen a 19-es fluor mag  $1/2$  vagy a 21-es neon  $3/2$  spinnel.



7. ábra: a kisebb perdületű alhéjon lévő páratlan nukleon

(A lezárt héjon kívül csak a párosítatlan nukleon van ábrázolva.)

A  $9/2$ -es spin a  $73$ -as germániumnál jelenik meg, ahol a  $12$  külső nukleonpár szimmetrikusan elhelyezhető az eredeti lapok és élek, a nyolc plusz neutron pedig a csúcsok irányában.



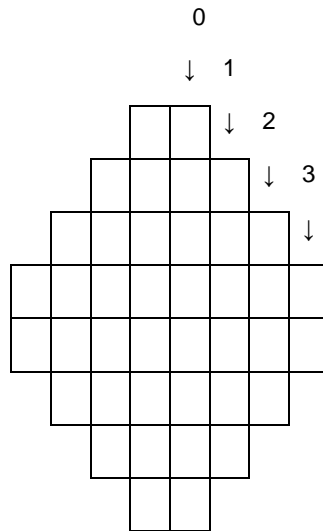
8. ábra: a  $73$ -as germánium páratlan nukleonja

A páratlan-páratlan magok esetén a két külső páratlan nukleonhoz rendelt perdületek összeadódnak, amit két sor nyíllal ábrázolhatunk, így az eredmény egész egység lesz.

Az első héjon a  $B(10)$   $3$ -as, a másodikon az  $Al(26)$   $5$ -ös, a harmadikon a  $Nb(92)$   $7$ -es spint ér el. A korábbiak alapján a megfigyelt spektrumokban csak ott jelenhetnek meg forgási nívók, ahol sérül a köbös (oktaéderez) szimmetria, tehát ahol a kvadrupólmomentum zérustól különböző. Ezen magok deformációja a külső nukleonok kollektív mozgásának tudható be.

## Az ütközési paraméter

Az atommagokról szereshető ismereteink nagy része az ütközésekből származik. A szórásképet az ütközési paraméter határozza meg, amely a perdület függvénye. Ezt a kapcsolatot szemlélteti az alábbi ábra. A nyilak balról jobbra az  $l=0, 1, 2,$  és  $3$  értékeknek felelnek meg.



9. ábra: a lehetséges ütközési esetek

Az elektronoknak kristályponon vagy polikristályos fémfólián történő elhajlása kiváló analógiát szolgáltat a szórási folyamatok diffrakciós jellegének leírására.

### Kötési energiák

A magok kötési energiája első közelítésben a szomszédos nukleonok számával arányos, amit a modell-testekben lévő kis kockák közös lapjainak számából (az elfogyasztott 'ragasztó' mennyiségéből) adhatunk meg. A mágikus számok esetén ekkor az alábbi egyszerű képlettel számolhatunk:

$$E = (12A - 6T) \cdot 1,23 - \frac{0,7Z^2}{A^{\frac{1}{3}}}$$

Ahol az első tag együtthatója az egy lapra jutó 'ragasztó', T pedig a fenti ábrák területét jelöli. A második tag a hagyományos Coulomb-energia. Ily módon a héliumra 27,75MeV, az oxigénre 129,8MeV, a kalciumra pedig 331,4MeV adódik, ami ebben a durva közelítésben igen jó eredmény.

	He	O	Ca
A (db)	4	16	40
T (db)	4	12	24
E (MeV)	27,75	129,8	331,4
E/A (MeV)	6,94	8,11	8.28

### Gerjesztések

A gamma kvantumok valahányszor  $\hbar$  perdületet visznek el, ezért a gerjesztett magok ennyivel nagyobb spinnel rendelkeznek az alapállapothoz képest. A modellben kétféleképpen változhat egy nukleon spinje: átfordul vagy egy külső 'pályára' ugrik át. Az elsőnél a mágneses, a másodiknál az elektromos tér változik meg. Ennek megfelelően beszélhetünk mágneses és elektromos multipól sugárzásról.

Az átmenetekre speciális kiválasztási szabályok érvényesek, a paritásra vonatkozóan az elektromos típusú átmenetre  $P_k/P_v=(-1)^L$  a mágnesesekre pedig  $P_k/P_v=(-1)^{L+1}$ . Ez az eltérés azzal magyarázható, hogy dipólsugárzásnál az elektromos töltések közötti távolság változik, amelynek paritása páratlan, a mágneses momentum viszont a páros paritású perdülethez kapcsolódik.

A gerjesztett magokban a nukleonok nyüzsgése kis mértékben eltér az alapállapothoz képest, ez a fáziseltérés két irányban történhet, amiből a  $J_k - J_v \leq L \leq J_k + J_v$  szabály következik, ahol  $J_k$  a kezdeti,  $J_v$  a végső állapot,  $L$  pedig a sugárzás perdülete. Az alsó korlát az azonos, a felső pedig az ellentétes előjelű fáziseltérésre vonatkozik

A 2,25 fm sugarú 'p' pályán  $\hbar$  perdülettel 'keringő' nukleon energiájára az  $E=\hbar^2 I(I+1)/2\Theta$  összefüggésből 8 MeV-et kapunk, ami jól egyezik az egyrészeszkés gerjesztések felső korlátjával (és az egy nukleonra jutó kötési energiával). Ez azt sejteti, hogy a perdület tart egyensúlyt az erős vonzással és egyúttal megszabja a nukleonok potenciálgödörben elfoglalt szintjét is. A fenti összefüggésből azonban egyetlen nukleonnal számolva többnyire túl nagy, az egész mag tehetetlenségi nyomatékával pedig túl kicsi értékek adódnak. A mágikus magok 2 egységnyi perdületű alsó nívóira akkor kapjuk a legrealisabb eredményt, ha azon oszlopok tehetetlenségi nyomatékaival számolunk, amelyekbe a gerjesztett nukleonok kerülnek. Az

oxigénnél ez 4db, a kalciumnál 6db, a nikkelnél pedig 8db nukleont jelent a főtengelytől 2.25fm távolságban ('p' állapotban). Az ezekből kapott nyomatókokkal a fenti összefüggés az oxigénre kb. 6MeV, a kalciumra 4MeV, a nikkellek pedig 3MeV-es értéket szolgáltat, ami már nagyjából elfogadható. Mindebből arra következtethetünk, hogy a gerjesztések többé-kevésbé kollektív állapotok, amelyekben a megfelelő oszlopokban található nukleonok vesznek részt. A későbbiek során is látni fogjuk, hogy a tehetetlenségi nyomatók számításánál csak a valamilyen módon kijelölt, a rácsszimmetriát sértő nukleonokat kell figyelembe vennünk, mert csak ezek a helyek különböztethetők meg.

A kölcsönhatás összetettsége miatt az egzakt leírás csak néhány nukleonra működik, ezért a statisztikus fizika eszközeihez kell folyamodnunk. A legalacsonyabb nívókat a kristályok atomjainak elmozdulás hullámait leíró kvázirészecskéknek, fononoknak feleltethetjük meg. Ezekre teljesülnek a De-Broglie féle összefüggések, energiájuk periódikus függvénye a kváziimpulzusnak. Kisebb energiájú fononokat amorf testekre is be lehet vezetni, ahol a hullámhossz jóval nagyobb az atomok távolságánál, a test homogén, rugalmas kontinuumnak fogható fel. A legkézenfekvőbb analógiát az antiferromágneses anyagok jelentik, amelyekben az egyes elemi cellákon belüli elektronok mágneses momentumai kölcsönösen kiegyenlítik egymást. Ezekben a spinek elfordulása is terjedhet, a létrejövő monokromatikus spin síkhullámok /magnonok / hullámhossza jóval nagyobb az atomok távolságánál és energiájuk a hullámszámmal arányos. Ahhoz, hogy 'állapotról' beszélhessünk, valamilyen viszonylag stabil mozgásformának kell megvalósulnia, ami ebben az esetben állóhullámokat jelent.

A legalsó nívók tehát a magtörzsben a rácscellák irányában terjedő elfordulás és elmozdulás hullámok lehetnek, amelyek frekvenciája nyilván jóval kisebb a nukleonok alapnyüzsgéséhez tartozónál. Fononjaink az alul és felül felváltva, kis fáziskéséssel kilépő nukleonokat kötik össze, ezért egységnyi perdületű gerjesztéshez 1db tartozik. ( Ekkor egy időben csak 1 nukleon lesz nagyobb perdületű pályán, de mindig máshol, ami megfelel a dipólgerjesztésnek, kettésével pedig a kvadrupólnak stb.) Nem lesz másként a páratlan magok esetén sem, hiszen azokban sem a teljes feles spinű állapotot írják le, hanem csak az egész spinű gerjesztést. A páratlan nukleon azonban valószínűleg már alacsony energiákon gerjeszti a főtengelyre merőleges szabadsági fokokat is, ezért a spektrum jóval összetettebb lesz. Hasonlóan belátható, hogy a magnonok is a bozonok közé tartoznak.

Az alapnyüzsgés csak a duplán mágikus magokban teljesen harmonikus, a nukleonok mindig a megfelelő fázisban találkoznak, mozgásukat mindhárom irányban egész hullámokkal írhatjuk le. Egy nukleon hiány vagy többlet megbontja ezt az összhangot, tehát a nem mágikus magokban már alapállapotban is találunk kvázirészecskéket. A felszínen is

létrejöhetnek stabil hullámformák és számolnunk kell a bozonok kölcsönhatásával is. Minél erősebben sérül a szimmetria, annál több van belőlük, annál kevésbé stabil a mag.

Mindezeket elhanyagolva és feltételezve, hogy a magban terjedő állóhullámok sebessége állandó, a megfelelő oszlopok méretéből –néhány speciális esetben- következtethetünk a fononok frekvenciájára, ill. a gerjesztés energiájára.

A duplán mágikus magok 's' állapotú párjait alul és felül (két nukleon kilépésével) megbontva, a korábbi ábrák alapján a gerjesztett nukleonok közepes (tengelyirányú) távolsága az oxigénnél 4,5fm, a kalciumnál 7,5fm, a nikkelnél pedig 10,5fm. A hullámok terjedési sebességére 3200km/s-ot feltételezve és 2-2 fotonnal számolva az  $E=hf$  összefüggésből az oxigén legalsó nivójára 5,9MeV, a kalciuméra 3,5MeV, a nikkelére pedig 2,5MeV adódik, ami igen jól közelíti a kísérleti értékeket.

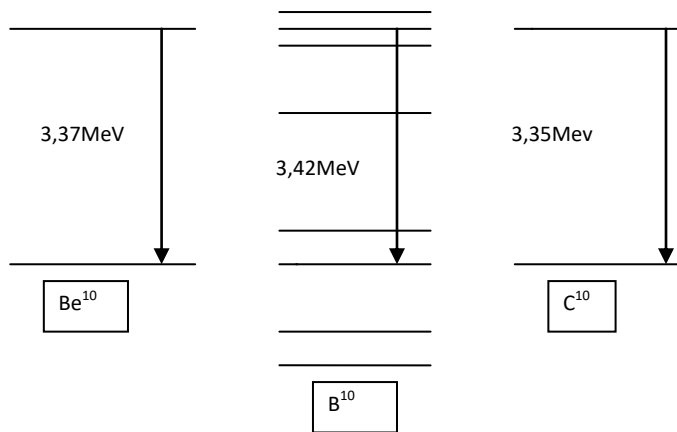
	O	Ca	Ni
$\Lambda$ (fm)	4,5	7,5	10,5
f ( $10^{20}$ Hz)	7,1	4,3	3
E (MeV)	2,93	1,76	1,25

Az utolsó eredmény megegyezik a 208-as óloméval, összhangban azzal, hogy ezekben az esetekben két-két teljesen kötött nukleonpár szétszakításáról van szó, ami a korábbi számítások alapján nem történhet  $2 \times 1,23 = 2,46$ MeV-nél alacsonyabb energiával. Ennek megfelelően a félig mágikus magok alsó nivója általában 1,23MeV felett van az egyetlen teljesen kötött nukleonpár megbontása miatt. Az előbbi számításnál a kiugrottakkal együtt az összes 'p' állapotú nukleont figyelembe vettük, amelyek a gerjesztés miatt eltérnek a rácsszimmetriától.

A gerjesztési energiákat természetesen befolyásolják a külső nukleonok is: a 48-as kalciumnak a csúcsirányokban található 1-1db, a 132-es órnak pedig a 4-4db többlet neutronja teljesen szimmetrikusan helyezkedik el, a gerjesztett nukleonnak meg kell bontania ezt a rendet, ezért az alsó nivó valamivel magasabb lesz. Hasonló okokkal magyarázhatjuk a mágikus számok eltolódását a különösen nagy neutron töblettel rendelkező ún. egzotikus magokban:  $N=20 \rightarrow 16$ , ill.  $N=28 \rightarrow 32$ . Úgy látszik, hogy a protonok nélkül (vagy kevés

protonnal) önszerveződő neutronok a 8 csúcsirányt helyezik előtérbe, ami a 3 kvarkból adódó SU(3) szimmetria következménye: ezek a 3 független térirányban kétféle előjellel  $2^3 = 8$  féleképpen állhatnak be. A szimmetriára való törekvés természetesen a maganyag felhígulásával jár a külső részen.

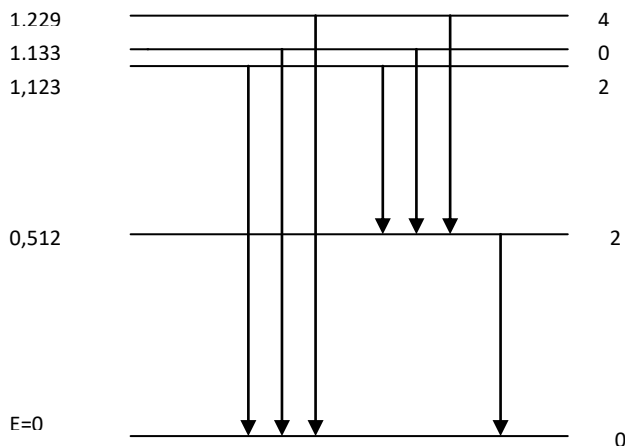
A páratlan nukleonokat tartalmazó magok jobban eltérnek szimmetriától a bennük már alapállapotban is meglévő kvázirészecskék miatt, de a magasabb nívók különbségeiből következtethetünk az azonos gerjesztésekre. Az alábbi ábrán egy izobár triplétt alacsonyán fekvő nívóit láthatjuk. A páratlan-páratlan mag magasabban fekvő 0-2 gerjesztése jól egyezik a páros-párosakéval.



10. ábra: Azonos gerjesztési energia különbségek izobár magoknál

A  $2^+$  és  $0^+$  gerjesztések egyaránt 2-2 nukleonpár szétszakításával járnak és csak a külső pályára ugrott nukleonok relatív spin beállításában különböznek. Az oxigénben és a kalciumban közöttük található  $3^-$  állapotban az egyik pár visszamaradt tagjának spinje fordul át, ami csak egy magnont jelent, jóval kisebb energiával.

Nagyobb magok külső részén a többlet neutronok megbontják a szigorú rendet, de néhány általános szabályszerűséget megállapíthatunk. A  $4^+$  állapot két újabb nukleon kilépését jelenti, vagyis /az elég szimmetrikus nagyobb magoknál / kétszeres energiát a  $2^+$  állapothoz képest. A gerjesztett nukleonpárok spinjeinek átfordulása ekkor 2 és 0 perdületű állapotokat is eredményezhet, ami itt is csak néhány magnont jelent. Egy ilyen triplétt látható az alábbi ábrán a 106-os palládium mag esetében.



11. ábra: Négy nukleon kiugrásával kapott állapot felhasadása a spinek különböző beállása miatt

Az erősen deformált / prolate / magok esetén a külső nukleonok ugrásai 'meredekebbek', ezért az előbbi arány nagyobb. ( A tengelyhez közelebbi nukleonok a középponttól távolabb vannak, nem illeszkednek olyan szorosan a rácsba, ezért ezeknél a magoknál az első  $2^+$  nívók különösen alacsonyak.)

Az alapállapotban is deformált magok forgási nívóira viszonylag jól teljesül az  $E = \hbar^2 I(I+1)/2\Theta$  összefüggés, ha a tehetetlenségi nyomaték számításánál csak a külső, a szabályos rácson kívüli nukleonokat vesszük figyelembe, mivel a belső, tökéletesen szimmetrikus törzs önmagában való forgatása nem játszik szerepet, ugyanis a korábbiak alapján itt nincs kijelölt irány. Formálisan úgy is fogalmazhatunk, hogy a mágikus törzset alkotó nukleonok szabadsági fokai befagynak.

A nagy perdületű rotációs gerjesztéseknél a nukleonok párokba kapcsolódása megszűnik, mert a Coriolis-erő a spinjeiket párhuzamosra állítja be. A korábbi analógiának megfelelően ekkor a törzs szuper folyékony fázisa merev testbe megy át, amikor megbomlik a belső szimmetria, tehát a tehetetlenségi nyomatékban a belső nukleonokat is figyelembe kell vennünk. Több magnál is megfigyelték, hogy a fázisátalakulás több lépésben megy végbe, amit azzal magyarázhatunk, hogy először a forgástengelytől távolabbi, nagyobb perdületű héjakon lévő nukleonok spinjei fordulnak át, majd a megfelelő szögsebességeket átlépve a belsők is.

Az egész magtérfogatra kiterjedő kollektív gerjesztések (óriásrezonanciák) is értelmezhetők például a sűrűségváltozásnak a radiális irányban terjedő (álló-) hullámaival. Ezek közül a kompressziós jellegű sajátrezgések közül a legegyszerűbb a 0 perdülettel jellemezhető monopólus rezgés, melynek gerjesztési energiája a közepes és nagy magok sugarának reciprokával arányos:  $E=82/A^{1/3}$  MeV.

A maganyag egy proton- és egy neutronfolyadék elegyének is tekinthető, amelyek ellentétes fázisú rezgései közül a legfontosabb a dipólus rezgés. Ez egységnyi perdület átadással gerjeszhető és a legalacsonyabb nívó energiája itt is a mag lineáris méretével (a lehetséges állóhullám hosszával) fordítottan arányos:  $E_{(1)}=77/A^{1/3}$  MeV. (Kvadrupólnál  $E_{(2)}=61/A^{1/3}$ )

Deformált magokban a lehetséges állóhullámok hossza a különböző irányokban más és más, ezért ezekben az óriásrezonanciák energiaszintjei felhasadnak. A felhasadás mértékére a deformációs paraméterből következtethetünk, az azt megadó összefüggés nevezőjében első hatványon szerepel.

Mivel modellünkben a gerjesztések a rácsszimmetriától, (a mágikus nukleonszámoktól) való eltéréstől adódnak és nem különböztetünk meg bozon és fermion típusúakat, ezért az eredendően szuperszimmetrikus. Minden nukleon hiány vagy többlet generál egy kvázirészecskét, ezért a szomszédos tömeg- és nukleonszámú magokban megfigyelhető gerjesztések közel azonos 'alapokra' épülnek. Bár a 'felszínen' nagyon különbözőek lehetnek, a multiplatt tagjainak nívórendszerei a többiek ismeretében zárt formulákkal, részben azonos paraméterekkel határozhatók meg. Először az alapállapotban meglévő bozonok levonásával rekonstruálnunk kell a duplán mágikus számokkal jellemzett állapotot, majd hozzáadunk az adott mag (hasonló) gerjesztéseit. Az összefüggésekben szereplő  $I(I+1)$  alakú tagok együtthatói  $\Theta^{-1}$  jellegűek, vagyis a magok megfelelő oszlopaiban (esetleg soraiban) található nukleonok száma határozza meg őket, ami a multiplatt tagjainak esetében nagyrészt azonos. (Tulajdonképpen ez történik a 10. ábrán vázolt esetben is, ha eltüntetjük a páratlan mag speciális gerjesztéseit.)

A helyzet azonban nem ilyen egyszerű, mert figyelembe kell vennünk a bozonok közötti kölcsönhatást is, ami mindegyikük esetén az összes többivel (részben azonos paraméterekkel) egyenként történhet. Nagyobb számú (3, 4, 5... db) kvázirészecske közötti egyidejű korreláció számbavétele már lehetetlen, ezért célszerűbb számítógéppel illesztett paraméterekkel felállítani az optimális képleteket.

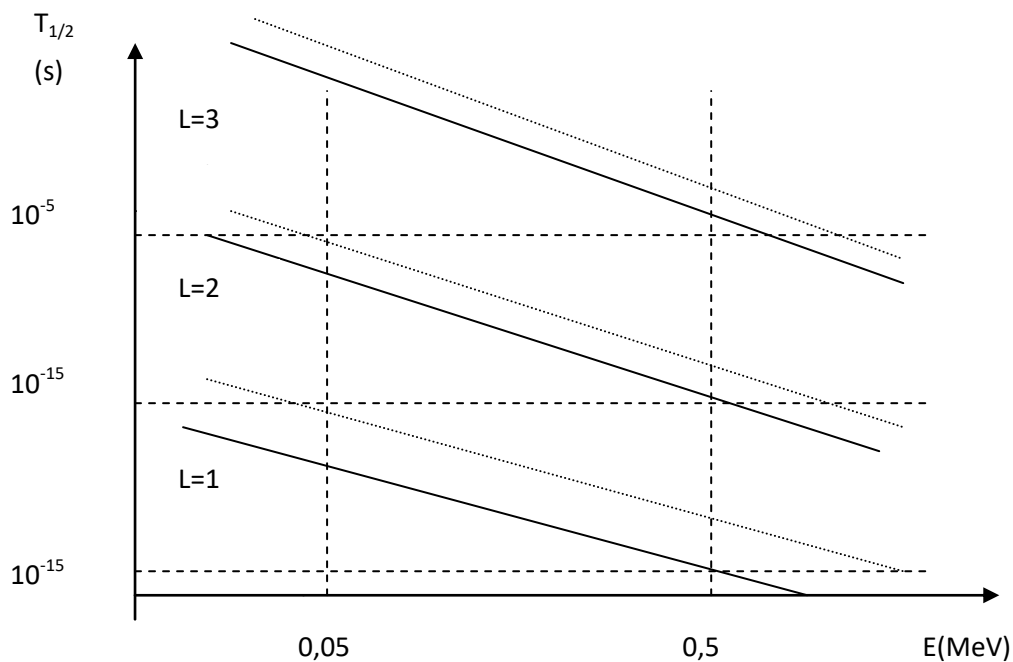
## Felezési idő

Azt sajnos nem tudjuk meghatározni, hogy mikor fog elbomlani egy mag, viszont egészen egyszerű becslést tehetünk a felezési időkre abból kiindulva, hogy a gerjesztett nukleonok elmozdulásának relatív fáziseltérése kb.  $10^{-5}$  nagyságrendű, ami azt jelenti, hogy százezerszer kell megtennie az oda- vissza utat a hullámnak, hogy újra azonos fázisba kerüljenek a nukleonok.

Például egy 0.5 MeV energiájú fonon frekvenciája az  $E=hf$  összefüggés alapján kb.  $10^{20}$  Hz. Ahhoz, hogy visszaléphessen a 'sorba' meg kell tennie  $10^5$  fordulatot, tehát a felezési idő

$10^{-15}$  s lesz. Kétegységnyi perdületváltozáshoz két fononnak kell megfelelő fázisba kerülnie, aminek a valószínűsége nyilván  $10^5$ -szer kisebb, vagyis a felezési idő  $10^{-10}$ s-nak adódik. Nagyobb átmenetekre folytatva a gondolatmenetet a felezési idők kicsit több mint 5 nagyságrenddel szorozódnak perdületegységenként. Kisebb energiák esetén lassabban mozognak a fononok, a nukleonok ritkábban kerülnek azonos fázisba, tehát a megfelelő felezési idők nagyobbak. 0,05MeV esetén például –mivel az ilyen fononok tízszer lassabban fordulnak meg-  $10^{19}$  Hz-ről indulunk, és 6 nagyságrendet ugrunk, ami kb.  $10^{-13}$ s felezési időt eredményez egységnyi átmenetnél. A mágneses átmenetek felezési ideje egységnyi perdület változásnál egy-két nagyságrenddel nagyobb, ami azt jelenti, hogy a megfelelő magnonok frekvenciája (energiája) ennyivel kisebb.

A felezési időket több tényező is befolyásolhatja, elképzelhető például, hogy egy elektromos átmenetben két, ellentétes fázisú magnon is szerepet játszik, amelyek egymás mágneses hatását kioltják ugyan, de a felezési időt eltolják.



12. ábra: Különböző perdületű elektromos és mágneses átmenetek felezési idői az energia függvényében

### Összegzés

A fizikai ismeretek szaporodása vezetett a múlt században az antropikus elv megfogalmazásához, miszerint a természeti állandók olyan módon vannak hangolva, hogy lehetővé tegyék az élet és az értelem megjelenését. Az erős antropikus elv azt mondja ki, hogy a fizikai állandók olyan megválasztása, amely lehetővé teszi az emberi értelem megjelenését, valamiféle felsőbb intelligencia meglétét feltételezi.

A tervezettség érve Platonig vezethető vissza. Már a kereszténység legkorábbi szakaszában is használták, legismertebb megfogalmazása a William Paley 1802-ben megjelent művéből származó órásmester-hasonlat. Eszerint a világegyetem olyan, mint egy hatalmas óra és ennek létrehozásához kellett egy órásmester: az Isten.

Modellemben rámutattam a tervezettségnek egy fontos aspektusára, amely szerint a fennmaradás (konzerválás) szükségszerűségéből megjósolhatók az anyag legfontosabb tulajdonságai. Tekinthejtük tehát az antropikus elv kiegészítésének (megerősítésének) is.