

KÁROLYHÁZY FRIGYES
**IGAZ
VARÁZSLAT**



GONDOLAT ZSEBKÖNYVEK

Károlyházy Frigyes
Igaz varázslat

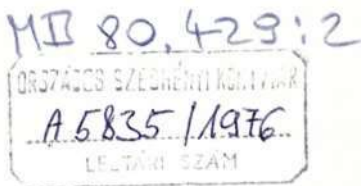
Gondolat Zsebkönyvek

Károlyházy Frigyes

Igaz varázslat

Gondolat · Budapest, 1976

Lektorálta:
Dr. Marx György



ISBN 963 280 436 8

© Dr. Károlyházy Frigyes, 1976
© Illustration Kónya Katalin, 1976

Kiadja a Gondolat, a TIT kiadója
Felelős kiadó a Gondolat Kiadó igazgatója
Felelős szerkesztő: Fehér György
Műszaki vezető: Kálmán Emil
Műszaki szerkesztő: Keresztes Mária
A fedél Németh Zsuzsa munkája
Megjelent 20 000 példányban
9,6 (A/5) ív
Ez a könyv az MSZ 5601-59
és 5602-55 szabványok szerint készült

75.1189 Kossuth Nyomda, Budapest
Felelős vezető: Monori István vezérigazgató
Szedte a Nyomdaipari Fényszedő Üzem (75.9340/8)

Tartalom

Bevezetés

I. A két és fél ezer éves kvantumelmélet

1. Anyag és kölcsönhatás

1. Szeretet és gyűlölet 19
2. A lélekig hatoló tűz 23
3. A delejesség 26

2. A végső lényeg ábrándképe

1. Atomizmus és folytonosság 31
2. A Rutherford-féle atommodell 36
3. Kép és valóság 41

3. Kimeríthetetlen anyag

1. Az ultraibolya katasztrófa 46
2. Fényrészecskék 52
3. Elektronhullámok 56
4. Sohasem egy és sohasem más 61

II. Az elmosódott pont

4. Gyermeki szemlélet

1. Célkitűzés 67
2. A tárgyak önállósága 68
3. Állapot és mozgás 71
4. Anyag és impulzus 72

5. Helyzet és mozgás egysége

1. A fotóriporter trükkje 77
2. A természet bűvészműtatványa 79
3. Az impulzus kódolása 81
4. Ideális házasság 84
5. A Heisenberg-féle határozatlansági reláció 89
6. A terjedési törvény 92

6. Atomi állapotok

1. Mozdulatlan mozgás 97
2. Diszkrét energiaszintek 103

7. Tér és kiterjedés

1. Didergés és vacogás 108
2. Állapot és megfigyelés 112
3. Térben vagy tér mögött? 116
4. A megszokás a boldogság? 117

III. Mikroszkopikus struktúrák

8. Stabilitás és változékonyság

1. Rugalmas polarizáció 123
2. Alagútjelenség 126
3. A hidrogénmolekula-ion 127
4. A Pauli-elv 130
5. Kémiai reakciók 133

9. Kollektív mozgásállapotok

1. Egyszer kettő több, mint kétszer egy 136
2. Külső és belső mozgás 144
3. Önálló szabadsági fokok 147
4. A hidrogénhid 149
5. Diszperziós erők 152
6. Kvantumátmenetek 158
7. Az új ígérete 168

Befejezés 173

Bevezetés

„

és most már azt hiszem, hogy nincs igazság,
már azt, hogy minden kép és költemény,
azt, hogy Dsuang Dszi álmodja a lepkét,
a lepke őt és mindhármunkat én.”

Szabó Lőrinc: Dsuang Dszi álma

Nyári estén betéved egy lepke a szobánkba. Ajtó és ablak nyitva áll, a szobának egyéb nyílása nincs. Vajon kijuthat-e a lepke sértetlenül, tehát egy darabban a szabadba olyan furfangos módon, hogy utána az alábbi két megállapítás *mind-egyike* téves legyen?

a) Nem az ajtón át jutott ki.

b) Nem az ablakon át jutott ki.

Ugye nem?

S vajon kikerülhet-e egy sielő egy magas fát másképpen, mint jobbról vagy balról?

Ugye képtelenség?

Pedig hát bármelyik mutatványt készségesen elvégzi – ha nem is egy lepke vagy sielő, de egy elektron, vagy akármilyen más atomi részecske.

A modern fizika számos olyan különös, de megbízhatóan ellenőrzött jelenséget ismer, amely fából vaskarikának tűnik.

E jelenségek mögött az *atom*i részecskék egy első hallásra felfoghatatlan tulajdonsága rejlik. *Ezek a részecskék pontszerűek, de mégsem lehet azt állítani, hogy egy adott pillanatban egy meghatározott helyen tartózkodnak.*

De hát hogyan lehetséges ez? S még inkább: mi a jelentősége? Valami kuriózumról van itt szó, ártatlan dolgok meglepő csoportosításáról, sőt esetleg csupán a fogalmakkal való vásári bűvészkedésről, vagy valami sokkal mélyebbről? Ezekre a kérdésekre akar válaszolni ez a könyvecske.

Amikor az iskolában a szem szerkezetéről hallunk, valószínűleg mindnyájan elámulunk rajta, milyen kitűnően „tudja” a szemünk „már előre” a fénytant, aminek a megtanulásával nekünk magunknak annyit kell vesződnünk. De ugyanilyen alapon még inkább csodálkozhatnánk azon, hogy az egysej-

tűk milyen kitűnően ismerik a biokémiát. S az élet hajnalán, körülbelül négy milliárd évvel ezelőtt, az ósztatmoszférában kialakuló első szerves molekulákat egyenesen az atomfizikában való jártasságukért irigyelhetnénk.

Ma már értjük az evolúciónak ezt a gyönyörű dialektikáját.

Az intelligenciára támaszkodni még nem tudó ősi életformák közül a biológiai szervezethez minden fokán azok válogatódtak ki és fejlődtek tovább, amelyeknek az éppen szerephez jutó fizikai törvények által megengedett lehetőségeket sikerült minél jobban kihasználni.

A molekulák „élete” közvetlenül az atomfizikára alapul.

A magasabb rendű élőlények többé-kevésbé adott építőelemként használnak fel korábban kialakult szervezeti formákat, az atomfizikai törvényszerűségekre való támaszkodás így egyre közvetettebb. A körülbelül 200 millió évvel ezelőtt megjelenő emlősök fejlett központi idegrendszere már olyan „makroszkopikus” feladatok megoldásán keresztül vesz részt a létért való küzdelemben, amilyen pl. a félreugrás a lezuhanó fatörzs vagy az üldöző vad elől. Az életképességet közvetlenül a makroszkopikus fizika törvényszerűségeihez való minél jobb alkalmazkodás növeli. Még mielőtt az intelligencia színre lépne, a klasszikus fizika majdnem valamennyi alapfogalma (test, erő, mozgás, nehézkedés, fény, hő stb.) s a köztük levő makroszkopikus kapcsolatok helyet kapnak a központi idegrendszerben, érzetek és a célirányos reakciókat biztosító reflexek formájában.

Talán a jégkorszakok mostohasága, talán más körülmények az utolsó egymillió év alatt a főemlősök egyik, arra érett ágában mintegy kikényszerítik a társas együttműködés és ezen keresztül az intelligencia kialakulását. Az összefüggések tudatosítása tervezést tesz lehetővé, a lényeg tudatos megragadása a sokféleséget egyszerűsíti, uralhatóvá teszi. Megszületik az Emberben a tapasztalat rendezésének, a megértésnek az igénye.

A legfeltűnőbb, az ébredő intelligencia számára legkönnyebben megragadható jelenségek azonban mai tudásunk szerint távolról sem elemiek, inkább nagyon is összetettek. El kell csodálkoznunk azon, hogyan lehet egyáltalán a mindennapi jelenségek között áttekinthető rendet, egyszerű kapcsolatokat felfedezni a mélyebben fekvő tulajdonságok ismerete nélkül. A válasz az, hogy az intelligencia nem „elfogulatlanul” vesz

szemügyre a világot, hanem éppen a környezet olyan megnyilvánulásaival kölcsönhatásban alakul ki, amelyek, beleértett mitikus elemekkel kiegészítve, bizonyos zártságot, határozott szerkezetet mutatnak, s a születőben levő intelligencia számára ösztönzést, kihívást jelentenek.

A természet megértésében tehát a tudat mintegy visszafelé halad az evolúció útján. Először felszínes megfigyelések alapján választja ki az alapvetőnek látszót az egyszerűnek vélt jelenségek szűk körében, majd a jelenségeket egyre kisebb egységekre bontva, ugyanakkor mind szélesebb körben vizsgálva egyre teljesítőképesebb és objektívebb alapfogalmak birtokába jut.

A természettudományok eddigi fejlődése során a tudat fokozatosan felismerte mindazt, amit az idegrendszer „már tudott”. Amikor *René Descartes* 1644-ben végleges megfogalmazást adott a tehetetlenség törvényének, olyan alapvető tényt tudatosított, amelyet „a gyakorlatban” az ugrását „kiszámító” vadállat vagy a dárdavető harcos egyaránt régtől fogva alkalmazott.

Az alapvető és a ráépülő fogalmak rendszerét átszövő naiv, téves elemek időről időre való lelepleződését, új alapok szükségessé válását az emberiség a tudományos világkép forradalmaiként élte át. Ezek az átalakulások azonban, ha mégoly heves érzelmi reakciókkal jártak is, a múltban soha nem merítették ki az idegrendszer öntudatlan ismereteinek a kapacitását.

A századunk első felében kibontakozó természettudományos forradalom során azonban a „tudatos tudás” utoléri, sőt elhagyja az idegrendszer ösztönös tudását.

Az atomfizikában az anyag olyan viselkedésére derült fény, amelynek nincs közvetlen megfelelője érzéketes benyomásaink makroszkopikus eredetű halmazában.

Ez a titok nyitja. Ezért annyira meghökkentőek az atomi részecskék önálló tulajdonságai, ezért tűnik első pillantásra teljesen érthetetlennek *a mozgásukról számot adó tudományág, az ún. kvantummechanika.*

Nevezetes korban élünk tehát.

Közvetlenül vagy áttételesen, az atomi részecskék viselkedése minden természeti jelenségben döntő szerepet játszik. Ezért *az új fizikai fogalmak végre valahára eléggé átfogó alapot biztosítanak ahhoz, hogy világunk ősidők óta ismert, de egy-*

mással nem, vagy csupán a mítoszok naivitásával összefüggésbe hozott természeti adottságait valóban szerves egységükben éljük át. Végre látjuk, hogyan „befolyásolják” a csillagok az ember sorsát: ha a járásukkal nem is, azzal annál inkább, hogy forró belsejükben létrehozták az élet kialakulásához nélkülözhetetlen kémiai elemek atommagjait. Végre részleteket is mondhatunk arról, miért rángatózik a kipreparált békacomb zivatar idején. Nemcsak támaszkodunk rá, hanem érteni is kezdjük az idegműködést.

Csak hogy ezzel párhuzamosan a mikrofizika alapfogalmai egy másik szempontból is példa nélkül állanak a tudomány történetében. *Nem lehet őket hozzávetőlegesen, félig-meddig megérteni, csupán igazán vagy sehogy – minthogy velük kapcsolatban a következetes átgondolást nem lehet a közvetlen érzéki benyomásokra való hivatkozással pótolni.*

Ezért miután a *kvantummechanika* megszületett, úgy tűnt, hogy megértése egyszer s mindenkorra az elméleti fizikusok kiváltsága lesz, a kívülállók táborának legfeljebb a paradox jelenségek szenzációjából jut ki, vagy olyan, egyébként jó szándékú magyarázatokból, amelyek – éppen azért, hogy közérthetők legyenek – *az érzékletes benyomások köréből vett hasonlatokra támaszkodnak, és így pontosan a lényegét hamisítják meg.*

Ez talán még rendjén valónak is látszhatott. Nem baj, ha a relativitáselmélet vagy a kvantummechanika furcsaság marad, hiszen a többségnek nincs szüksége rá, hogy megértse, s éppen ezért érdeklődése sem annyira állhatatos, hogy a kiemerítő magyarázatot megbírja.

Ebben a szemléletben azonban az elmúlt két-három évtized gyökeres változást hozott.

A modern fizika ma már úgy vesz körül mindenkit, hogy arról tudomást nem venni nem lehet. Sőt, nemhogy körülvesz, hanem egyenesen fojtogat, ha a Természetben – múlt századi szemmel – leigázandó ellenséget, a technika számtalan vívmányában pedig lázadásra kész rabszolgasereget látunk. Amit nem értünk, attól félünk.

Széles körű igénnyé vált tehát, hogy ne álljunk idegenül a modern fizika világképével szemben.

Napjainkban számos könyv igyekszik mindenki számára hozzáférhetővé tenni mindazt, ami az atomfizikára *ráépül*. Izgalmas olvasmányok között válogathatunk lézerről, asztro-

fizikáról, kvantumbiológiáról. Tudósok és pedagógusok lelkes csoportjai világszerte azon fáradoznak, hogy a természettudományt már az iskolában modern alapokon tanítsák.

Az alkalmazások hatalmas birodalmának kapujában azonban hétfejű sárkányként örködik az atomi részecskék, első-sorban az elektron „felfoghatatlan”, szemléletellenes térbeli viselkedése. Elosonni mellette hiábavaló, az igazi megértés útja csak rajta keresztül vezet.

Ez a könyv kísérlet. Arra tesz kísérletet, hogy az olvasóval együttműködve szépen levágja a sárkány mind a hét fejét: *megnyugtatóan világossá tegye a kvantummechanika alapjait.*

Nem lehetetlenség ez? Hiszen köztudomású, hogy a kvantummechanika magas szintű matematikai formalizmusra támaszkodik, amely annak idején még az elmélet létrehozóinak is komoly nehézségeket okozott!

Nem bizony. Való igaz, hogy a *részletek* pontos elsajátításához bonyolult matematika szükséges. A nehézség lényege azonban, mint az elmondottakból kiviláglik, az ösztönös szemléleti képek és a mélyebb igazság konfliktusa, tehát inkább pszichológiai, mint matematikai, és éppen ezért a megoldás lényege is megfogalmazható matematikai szempontból egyszerű módon.

Természetesen komoly érteni akarásra számítunk az olvasó részéről, s vele némi erőfeszítésre és állhatatosságra, de nem a „matematikai követelmények” miatt (az osztásnál bonyolultabb művelet nem fordul elő a könyvben), hanem inkább a logikai fejtörőknél megszokott értelemben. Cserében „fair play”-t ígérünk. Şehol sem mondjuk majd: „Nyilvánvaló, hogy...” – ha a szóban forgó dolog magyarázata bonyolult.

A könyv három részre oszlik.

Az első rész történeti áttekintés. Ellentétben az olvasó esetleges aggodalmaival, ez a könyvnek a legnehezebb része. Némi iróniával ugyanis azt mondhatjuk: ebben a részben arról akarjuk meggyőzni az olvasót, hogy a természetet lehetetlen megérteni. A valóságban nem a természetről, hanem csupán a klasszikus fizikáról akarjuk megmutatni, hogy érthetetlen: csak széteső részleteket tud megmagyarázni, de képtelen a makroszkopikus eredetű szemléleti formákat harmonikus egészszé összeilleszteni.

Ez egyáltalán nem utólagos beleolvasás. A történeti áttekintéssel éppen azt szeretnénk élménnyé tenni, hogy *a jelenségek*

átfogó magyarázatára való törekvés és az ösztönösen bennünk élő szemléleti képek szembenállása nem a modern kor terméke, hanem egyidős a racionális gondolkodással, s feloldásával egyformán hősiesen és egyformán sikertelenül kísérleteztek a görög bölcselek és az újkor természettudósai.

Mai tudásunk fényében ez talán nem is meglepő. Agyunk azt a fejlődés során felhalmozódó ismeretanyagot, amelyet a központi idegrendszer ösztönös tudásának neveztünk, nem a logikai ellentmondás-mentesség kritériumának, hanem a hétköznapi körülmények között megmutatkozó célszerűség és eredményesség próbájának veti alá. Közele tárgyakat nézve bal szemünkkel mást látunk, mint a jobbal. A két képet azonban nem érzékeljük külön: agyunk a két benyomást már régen megtanulta egységbe foglalni. De ha pl. egyik kezünket egy ideig meleg, a másikat hideg vízben tartjuk, utána a langyos vizet egyszerre érezzük hidegnek és melegnek: a köznapitól eltérő körülmények között társuló érzéki benyomások nyugodtan ellentmondhatnak egymásnak. Ugyanilyen látványos konfliktusba kerülnek az érzékeltes benyomásokra alapuló szemléleti képek, ha a megszokott makroszkopikus felszín helyett a mögötte rejlő atomi világra alkalmazzuk őket.

Így válik érthetővé, hogy a természettudománynak a modern fizikát megelőző egész korszaka éppen a „legegyszerűbb” kérdésekre nem tudott válaszolni: Vannak-e atomok? Anyag-e a fény? Létezik-e éter?

Ez a megállapítás korántsem lebecsülése annak a görögöktől a századunk elejéig ívelő korszaknak, amelyben a magyarázatkeresés már tudatos, de az evolúció eszméje s vele szemléleti képeink korlátozottsága még nem az. Sőt, inkább valami megnyugvásfélét érezhetünk. Sohasem igaz, hogy az „irigy sors” teljesen eltakarja előlünk a jövőndőt. A későbbi nagy felfedezések megoldhatatlan talányok alakjában a mindenkori jelenben is benne élnek.

Történeti áttekintésünket azoknak a paradox atomi jelenségeknek a vázlatos ismertetésével fejezzük be, amelyek a klasszikus fizikai világkép összeomlására vezettek. Ezek a jelenségek nem annyiban jelentettek újat, hogy összebékíthetetlenek voltak az ösztönös szemléleti képekkel, hanem annyiban, hogy ezt az összebékíthetetlenséget kétséget kizáróan bebizonyították. Éppenséggel nem baj tehát, ha a könyvnek ebben a szakaszában nem értjük őket tisztán. A kvantummecha-

nika megvilágítása csak a második részben kezdődik. (Aki a szemlélet és gondolkodás hosszú birkózását nem akarja átélni, nyugodtan kezdheti a könyvet a 65. lapon.)

A második részben felépítjük azt a magasabb rendű szemléletet, amelyik áthidalja a naív képek és a paradox jelenségek konfliktusát, más szóval megértjük a kvantummechanika alapjait.

A harmadik részben megismerjük a még hiányzó logikai összefüggéseket és néhány, a fizika, kémia, biológia szempontjából egyaránt fontos alkalmazáson keresztül érzékeltetjük az új alapok teherbíró képességét és szépségét.

Most még a köszönetnyilvánítás van hátra. Úgy tűnhet, hogy egy ilyen rövid könyvecske esetében szégyen bevallani, hogy a szerző még ezt sem tudta egyedül megírni. De ha „az írás az elhagyás művészete”, akkor az olvasó „hatalmas művet” tart a kezében. A kvantummechanikáról száz oldalon szólni olyan feladat, mint egy induló vonat ablakából szerelmet vallani. A vallomás megkurtításához nyújtott segítségükért *Frenkel Andornak* és *Marx Györgynek* mondok köszönetet.

I. rész

A két és fél ezer éves
kvantumelmélet

„... És talán valaki elég furcsa ötletnek találhatná, hogy egy ember éppen azzal ünnepli a köztisztelőben álló mestert, Max Planckot, hogy legfontosabb felfedezése voltaképpen egyáltalán nem új. De ahogyan egy hatalmas szobor szobában nem érvényesülhet, csak egy tágas téren, ugyanúgy egy tudománytörténeti tény annál inkább megköveteli, hogy széles időbeli környezetbe helyezzük és abban szemléljük, minél jelentősebb. Planck életműve egy olyan mondatot fejezett be, amelynek első fele 24 évszázada várt a folytatásra.”

Erwin Schrödinger

1. fejezet:

Anyag és kölcsönhatás

1. Szeretet és gyűlölet

Amikor *Rudolph Glauber* (1604–1670), akinek nevét egyebek közt a *glaubersó* őrzi, az újkor elején a savak és sók kémiai reakcióinak alapos vizsgálatához látott, a vegyülési készséget, az *affinitást* lényegében ugyanúgy a különböző anyagok közötti „szeretet és gyűlölet” alapján képzelte el, mint az ókori *Empedoklész* (i. e. 492–432).

Étienne François Geoffroy (1672–1721) megállapítása, aki az első affinitási táblázatot összeállította, jóval szakszerűbbnek hangzik: „... két anyag egymással egyesül, ha közöttük valami hajlandóság van a vegyülésre ... ezekhez egy harmadikat adva, amelynek a kettő közül valamelyikhez nagyobb az affinitása, a harmadik ezzel egyesülni fog, elválasztva azt a másiktól...”. Az affinitás természetéről azonban éppoly keveset mond.

Az anyag belső világának első részletei az újkori természet-tudomány kibontakozása során a kémiában tárultak fel, s a vegyrokonság az egész kémia talán legközpontibb fogalma.

A XVIII. században kimondva vagy hallgatólagosan, a vegyülési hajlandóságot a Newton-féle gravitációs erő mintájára igyekeztek elképzelni. De ha ez az elképzelés helyes, akkor semmi sem indokolja, hogy az egyes vegyületekben az alkotóelemek csak szigorúan megszabott arányok szerint egyesülhessenek! A Napnak a Földre gyakorolt vonzása nem függ attól, hogy milyen más bolygók vannak a Naprendszerben. *A vegyületek nem meghatározott szerkezetű, viszonylag önálló molekulákból állnának, hanem rendezetlenül összetapadó részek* – iskolai szóhasználattal – keverékére emlékeztetnének. Ennek

megfelelően *Claude Louis Berthollet* (1748–1822), *Lavoisier* oxigénelméletének továbbfejlesztője, csakugyan azt tartotta, hogy minden kémiai egyesülésnél a vegyületek végtelen sok fajtája képződhet, és sokat vitázott *Louis Joseph Prousttal* (1754–1826), az *állandó súlyviszonyok* törvényének felfedezőjével.

Miután *John Dalton* (1766–1844) az utóbbi törvényt 1807-ben a *többszörös súlyviszonyok* törvényévé általánosította (megfigyelte, hogy pl. a – mai jelöléssel – NO_2 vegyületben kétszer annyi oxigén jut adott mennyiségű nitrogénre, mint az NO vegyületben), s konkrét formában kimondta azt a feltételezést, hogy a kémiai elemek – *elemenként szigorúan egyforma* – atomokból, s a vegyületek minden elemből meghatározott számú atomot tartalmazó molekulákból állanak, a vita lényegében *Proust* javára dőlt el, de a molekulák létrejötte magyarázatlan maradt.

Humphrey Davy (1778–1829) az elektromos vízbontás felfedezése (1800) nyomán arra a gondolatra jutott, hogy az affinitás elektromos természetű erő, amelyet az ún. vezetőképes oldatokban az oldatra adott feszültség *legyőz*. Ennek azonban ellentmondott az a megfigyelés, hogy a vezetőképes oldatokban az áram a *legkisebb* feszültség hatására is *azonnal* megindul.

Egyáltalán nem csoda, ha az óriási tekintélyű *Wilhelm Ostwald* (1853–1932) még a *XX. század fordulóján sem hitt az atomokban*, sőt a következő kijelentésre fakadt: „A kémiai jelenségeket az atomokkal megmagyarázni éppen olyan ostoba dolog, mintha a gőzmozdony működését azzal akarnánk magyarázni, hogy egy ló van benne elrejtve.”

Kétségtelen, hogy ennél a kijelentésnél nem maradiság, hanem a nehézségek súlyának felismerése játszotta a fő szerepet. Hiszen az anyag legkisebb részecskéinek gondolata végigkíséri az egész újkori kémiát és fizikát, attól kezdve, hogy *Daniel Sennert* (1572–1637) önállóan megmaradó arany-, illetve ezüstatomok feltételezésével magyarázza meg a választóvíznek azt a tulajdonságát, hogy képes az arany-ezüst ötvözetekből az ezüstöt kioldani. *Daniel Bernoulli* (1700–1782) a gázok nyomását az edény falába ütköző részecskék lökéseinek tulajdonítva már 1738-ban (!) annak rendje és módja szerint levezeti az 1662 óta ismert Boyle–Mariotte-féle gáztörvényt, amely szerint a nyomás fordítva arányos a térfogattal. *Joseph Loschmidt*

(1821–1895) pedig közvetett mérések felhasználásával 1865-ben már az egyes molekulák átmérőjét és súlyát is meghatározta! (1. ábra)

Ha az atomok létezését elfogadjuk, számos tulajdonságukra viszonylag egyszerűen következtethetünk, és jól megvilágíthatjuk a tapasztalat egy részét. A tapasztalat egy másik részével azonban az atomhipotézis összeférhetetlennek látszott.

Ha a molekulák atomokból állanak, akkor a vegyülésnek egyáltalán *nem lehet* vonzás jellege, hanem olyanféle összekulcsolódást kell hogy jelentsen az atomok között, amilyen a flaskó és a csavaros kupak illeszkedése vagy a tangót táncoló pároké a bálteremben. Két különböző párhoz tartozó „hölgy és úr” egy-egy pillanatra gyakran kerül ugyanolyan szoros közelségbe, amilyenben a saját partnerükkel vannak, a két pár mégsem kezd el „négyest táncolni”, hanem könnyedén elsodródik egymás mellől. Ugyanezt mondhatjuk pl. egy gáz molekuláiról.

Az erőmentes elképzelés viszont soha nem magyarázhatja meg azt a tényt, hogy egyes elemek másokat kiűznek vegyületeikből és elfoglalják a helyüket. Az atomok kapcsolatának okvetlenül van vonzásjellege is, ezt meggyőzően mutatja a molekulákká egyesült atomok maradék kölcsönhatása, ami nélkül érthetetlen lenne, hogy pl. hűtésnél a gőzök molekulái miért „csapódnak le”, azaz miért egyesülnek folyadékká, vagy hogy a cukor miért oldódik fel a kávéban.

Az oldódás jelensége egyébként *Berthollet* legerősebb érve volt a *Prousttal* folytatott vitában. A kávé valóban különböző mértékben lehet édes, „összetétele” nem egyértelmű. (Az iskolában azzal a megállapítással „nyugtatjuk meg” magunkat, hogy az oldódás nem kémiai, hanem fizikai folyamat. De éppen az a csodálatos, hogy ezt a cukor meg a kávé is tudja.)

Nem azért idéztük meg az évszámok ódon hangulatát, hogy az olvasót aprólékossággal untassuk. Hanem hogy átérezzük: túl gyakran emlegetjük azt a tetszetős tételt, hogy a tudomány történetében egyes hipotézisek váltakozva elbuknak és visszatérnek.

Az elmondottak lényeges tanulsága ugyanis nem ez, hanem az, hogy a kémiai affinitás természetéről a klasszikus természettudomány egész korszakában soha egy pillanatra sem sikerült megnyugtató képet alkotni.

Csupán a kvantummechanika adott átfogó magyarázatot az egész jelenséggörre, s rajzolt róla – magasabb rendű – képet. Látni fogjuk, hogy az atom valóban úgy viselkedik, mint egy híres, de példás életű filmszínész: *messziről minden bakfist vonz, de közeli kapcsolatra csak a választottjával lép.*

2. A lélekig hatoló tűz

Az ókorban *Platón* nevezte így a fényt. A fény természetével kapcsolatban különösen könnyedén szoktuk emlegetni a „megcáfolta” és „bebizonyította” szavakat.

„*Newton* részecskék áramaként fogta fel a fényt, de *Huygens* szerint a fény hullám. Az interferencia jelensége a korpusz-
kuláris elméletet megcáfolta, és a hullámelméletet igazolta. A legújabb időkben azonban óriási meglepetésre kiderült, hogy a fénynek kettős természete van.” – fűjjük a leckét az iskolában.

Valójában *Newton* már világosan felismerte, hogy a fény valamilyen térbeli és időbeli periodicitással kapcsolatos. Bizonyosságul álljon itt, *Sz. I. Vavilov* nyomán, a különböző színekhez tartozó hullámhosszak *Newton* által megadott táblázata. Az értékek nm-ben értendők.

A fény színe	Hullámhossz <i>Newton</i> szerint	Legelfogadha- több mai érték
Szélső ibolya	406	393
Ibolya és indigó között	439	426
Indigó és kék között	459	454
Kék és zöld között	492	492
Zöld és sárga között	532	536
Sárga és narancs között	571	587
Narancs és vörös között	596	647
Szélső vörös	645	760

1. ábra. Azonos területen azonos mennyiségű faanyagot feltételezve az erdőben messzebbre látunk, ha vastag fából áll, mint ha vékonyakból. Abból, hogy egy gáz ritkítás közben milyen mértékben válik „átlátszóvá” egy idegen gázszugárral szemben, meghatározható az atomok mérete

Ezeket az adatokat *Newton* a két lencse érintkezési helye körül előálló, róla elnevezett színes gyűrűk segítségével kapta. *Newton* maga elkerülte a hullámhossz szó használatát. Csak-hogy nem ok nélkül.

„Az iránt, hogy a mennyet folyékony közegek töltik meg, hacsak azok nem felettébb ritkák, igen nagy kétely merül fel, azzal kapcsolatban, hogy a bolygók és üstökösök szabályos és felettébb hosszadalmas mozgást végeznek mindenféle lehetséges utakon, az égi térségben. Mert hiszen ebből világos, hogy az égi térség mentes mindennemű észrevehető ellenállástól, következésképpen mindennemű érzékelhető anyagtól is. Ha pedig ezt a gondolatot elvetjük, úgy ama hipotézisek is, amelyek szerint a fény nem egyéb, mint egy ilyen közegen át terjedő nyomás vagy mozgás – megdőlnék vele együtt.”

Ez megint csak nem jelenti azt, hogy *Newton* eleve beszégetett az éterhipotézissel. (Korábban még a gravitációt is megpróbálta az éterrészecskék közvetítő szerepével magyarázni.)

De *Newton* idejében már ismerték a fénypolarizáció jelenségét, tehát azt a tényt, hogy a fény képes a terjedési irányra merőleges síkban egy irányt kitüntetni. *Huygens* elképzelése semmit sem tudott mondani a polarizációról.

Ma azt mondjuk, hogy a fény ún. transzverzális elektromágneses hullám, amelyben az elektromos és mágneses térerősség a terjedési irányra merőleges. (Emlékeztetőül: a levegőben terjedő hanghullámok sűrűsödésekből és ritkulásokból álló, ún. longitudinális hullámok, amelyekben a levegő a terjedési iránnyal párhuzamosan rezeg. Szilárd közegben vagy pl. egy húr mentén létrejöhetnek transzverzális, a terjedési irányra merőleges rezgések is, gázban azonban nem, hiszen ha két szomszédos gázréteg egymáson elcsúszik, nem lép fel olyan erő, amely az eredeti helyzetet vissza akarná állítani.)

Nincs min csodálkoznunk, ha a XVII. és XVIII. század fizikusai nehezen hajlottak arra a feltételezésre, hogy a fényrezgéseket hordozó közeg a szilárd anyag tulajdonságaival rendelkezik, s hogy a fény az éter transzverzális rezgése. (Maga a gondolat azonban már *Hooke*-nál, *Newton* kortársánál felmerült!)

Ez a felfogás csak azután vált általánosan elfogadottá, miután *Fresnel* 1819-ben kimutatta, hogy az egymásra merőleges irányban polarizált fénysugarak intenzitása egyszerűen összeadódik az olyan találkozásnál, amelynél az egy irányban polarizált sugarak kioltanak egymást.

Az éterfogalomban rejlő nehézség lényege azonban elsősorban nem is a szilárdsággal kapcsolatos, hiszen ezt a szurok példájára való közismert hivatkozással, a „lassú változásokkal szemben folyékony, gyors rezgésekkel szemben szilárd” jelszóval talán el lehetett volna intézni. *Amit semmilyen rugalmasságelmélet nem tudott megmagyarázni, az a longitudinális fényhullámok hiánya. Miféle közeg az, amelyben csak transzverzális hullámok terjednek?*

Magától értetődik, hogy ezek a nehézségek a magyarázatukra – ezúttal nem a kémikusok, hanem a fizikusok által – kigondolt atomhipotézisek zavarosságában is tükröződnek. *Euler* a XVIII. században az *Ostwaldé*hoz hasonló elkesere-

déssel nyilatkozik az atomizmus híveiről, akik „előbb képesek a legnagyobb sületlenséget állítani, mintsem a maguk tudatlanságát bevallani”.

A fény természetével kapcsolatosan sem az ellentétes hipotézisek váltakozó diadalában kell tehát a számunkra fontos tanulságot látnunk, hanem abban, hogy a különböző makroszkopikus tapasztalatok által sugallt szemléleti képeket soha egy pillanatra sem sikerült egymással úgy ötvözni, hogy a – mai vagy akkori – kritikus gondolkodás számára összeférhetőnek tűnjenek.

3. A delejesség

Amikor *Coulomb* felállította híres

$$F = \frac{e_1 \cdot e_2}{r^2}$$

törvényét, amely szerint két elektromos töltés egymásra gyakorolt erejének nagysága arányos a töltésmennyiségekkel és fordítva arányos a köztük levő távolság négyzetével, teljes mértékben a gravitáló tömegek és a feltételezett *elektromos fluidumok* („folyadékok”) közötti analógia gondolata vezette.

A töltések kölcsönhatását tehát kezdetben *az üres téren keresztül érvényesülő távolhatásnak* tekintették.

Ma már tudjuk, hogy az elektromos töltés nem különleges anyagfajta. Ezért pl. „az elektron töltése” olyasféle kifejezés, mint a „napkelte” vagy „napnyugta” *Kopernikusz* felfedezése után: az elektronnál semmit sem lehet „levakarni”. Az atomi részecskék töltésének a nagyságát ma éppen a Coulomb-törvényen keresztül *definiáljuk*.

Ma már a kölcsönhatást is inkább *közelhatásnak* érezzük, mint távolhatásnak. A töltés szó hallatára lelki szemeink előtt megjelenik *a töltést körülvevő elektromos mező vagy erőter*, amely a klasszikus elektrodinamika szerint a minden pontban meghatározott irányú és nagyságú **E** térerősségvektorral jellemezhető. Egy magányos e_1 töltés körül **E** sugárirányú, $\frac{e_1}{r^2}$ nagyságú, és kifelé vagy befelé mutat aszerint, hogy e_1 pozitív vagy negatív. Ha egy másik, e_2 töltés is jelen van,

az mintegy belemerül az e_1 körüli erőterbe, és „érzi” (a fel-lépő $\mathbf{F} = e_2 \mathbf{E}$ erő formájában), hogy *ott, ahol van*, mekkora az e_1 által keltett térerősség. (Természetesen e_2 megváltoztatja az addigi erőteret: a két töltéstől származó térerősségek vektorok módján összeadódnak. Az erőhatáson azonban ez nem változtat, mert a saját tere nem igyekszik a töltést mozgatni.)

Az első fizikus, aki a töltések *között* is „látott” valamit, a kortársaitól távoli utakon járó *Faraday* volt. Az ő gondolatait *Maxwell* öntötte matematikailag szabatos formába.

De vajon hogyan lehetünk biztosak abban, hogy az erőterben csakugyan önálló realitást kell látnunk, mikor az erőteret csak egy további töltés segítségével észlelhetjük? Miért nem lehet szó pusztán távolhatásról a két töltés között?

Ennek a kérdésnek a megválaszolása a tudományos gondolkodás egyik legszebb diadala.

Honnan tudjuk, hogy a Mikulás apónak van szakálla?
Onnan, hogy ha megrázza, havazik.

A Coulomb-törvény nyugvó töltésekre vonatkozik. Az ilyen töltés körül az elektromos tér a töltéstől távolodva csakhamar elhanyagolhatóvá csökken.

A rezgő elektromos töltésről viszont önálló elektromágneses hullámok szakadnak le, melyek a forrásuktól tetszőleges távolságig eljuthatnak. (A rezgő töltés körül térben és időben periodikusan változó elektromos és mágneses mező alakul ki, amely azután függetlenné válik a töltéstől és tovaterjed a térben.) A nyugvó töltéshez látszólag mereven „hozzánőtt” elektromos térnek ezt az életre kelését *Maxwell* jósolta meg, s a kísérletek fényesen igazolták.

Ezzel nemcsak az a korábbi sejtés bizonyosodott be, hogy az elektromos és mágneses jelenségek egységbe tartoznak, hanem feltárult az elektromágnesség és a fény lényegi azonossága is (1865).

A klasszikus elektrodinamika folytonos erőteréről ma úgy szoktunk beszélni, mint az atomisztikus anyag tökéletes ellentétéről. Kezdetben ilyen szakadék nem volt, mert az erőter *folytonossága* korántsem volt egyértelmű. Az erőter kialakulását a mechanisztikus (anyagi pontokból álló) *éter* állapotában bekövetkezett változásként fogták fel a kutatók. *Faraday* számára az *erővonalak* (a térerősség irányát követő vonalak) még kézzelfoghatóan elkülönülnek, s az éter valamiféle deformációjával állnak kapcsolatban. „Nem szeretem az atom kifejezést!” – kiált fel *Faraday* is, hasztalanul töprengve az éter szerkezetén. Még *Maxwell* is mechanisztikus éterelképzelésre igyekezett támaszkodni. Csak amikor a századfordulót megelőző években belefáradtak a terméketlen étermodellekbe, akkor kezdték a fizikusok a folytonos erőteret önálló alapelfogalomnak tekinteni.

Az éterhipotézis nehézségeit már megismertük. A folytonos erőter koncepciója azonban talán még sűrűbbre szőtte a homályt.

Egy antenna működtetéséhez áramfejlesztő telepre van szükség, amely munkát végez, mialatt az antennát elhagyó elektromágneses tér felépül. A kibocsátott hullámnak tehát energiája van, amely újra munkává vagy hővé alakul, ha a hullám elnyelődik. De ezenkívül az irányított nyalábban kisugárzott hullám az antennát vissza is löki, s ugyancsak meglöki azt a felületet is, amelyben elnyelődik vagy amelyről visszaverődik. Az elektromágneses hullám tehát az energia

mellett *a haladás irányába mutató impulzust* (lendületet, lökőképességet) *is hordoz, akárcsak az elhajított kő.*

Ha az elektromágneses hullámok valamilyen közegnek a rezgései, akkor nem rendkívüli, hogy energiát és impulzust hordoznak. Ezt a hanghullámok is megteszik. Ha azonban éter nincs, akkor az elektromágneses mező szükségképpen *önálló anyagfajta*. Ebben az esetben a rezgő töltések erőteréből kisarjadzó sugárzás két szempontból is fölöttébb izgalmas. Egyfelől azt mutatja, hogy munkavégzéssel anyagot lehet teremteni. Másfelől, minthogy az elektromos töltéssel bíró atomi részecskéket szükségképpen körülveszi elektromos tér, ezek a részecskék is legalább részben ebből az új anyagfajtából állanak. Mindkét következtetés meseszerűen hangzik. Érthető, hogy *Michelson*, akinek híres kísérlete megdöntötte az éterhipotézist, *haláláig hitt az éterben.*

Az anyagmegmaradás tételét az új fizikai horizontnak megfelelően végül *Einstein* fogalmazta meg, amikor felismerte, hogy a végzett munka vagy az energia mennyiségéről nem beszélhetünk az anyagmennyiségtől függetlenül. Az anyagmennyiség minden anyagfajtára érvényes mértéke az egymással mindig kölcsönösen együtt járó tehetetlen tömeg, illetve energia. Mialatt az antenna sugároz, az áramfejlesztő telep – párányi mértékben – könnyebb lesz, mert energiája s így tömege is csökken.

*

Mint egy hatalmas óra számlapján a mutató, úgy fordulnak az eddig megjelenített erőfeszítések egyetlen tengely, egyetlen központi probléma körül, amelynek az „Anyag és kölcsönhatás” átfogó címet adhatjuk.

Mi rejtőzik *végző soron* a felszín mögött? Ez a kérdés titkos vagy nyílt rugója volt minden kutatásnak egészen a XX. századig, attól kezdve, hogy a görögök megajándékozták az emberiséget nagy tettükkel: *tudatosították* a magyarázatkeresés – ösztönös, mítoszteremtő formában ősidők óta élő – igényét.

Ez a kérdés osztatlan egészé teszi a görögöktől a XX. századig terjedő tudományt, amelyet a következetes gondolkodás és a naiv, ösztönösen bennünk élő képek megoldhatatlan konfliktusa jellemez.

És amikor most a görög természetfilozófia felidézésével

kezdjük el beszámolónkat e konfliktus végső kiéleződéséről, úgy érünk a görögökhöz, mintha ők nem a kezdet lennének, hanem a vég.

Az ösztönös szemléleti képek korlátlan használhatóságába vetett hit szempontjából a hellének naivitása egyáltalán nem nagyobb, mint az újkoré, csupán üdébb, mert gátlástalanabb, és éppen ezért a lehető legvilágosabban mutatja a konfliktus jellegét.

2. fejezet:

A végső lényeg ábrándképe

1. Atomizmus és folytonosság

Az atomizmus a „minden dolgok végső lényegét” a térbelileg elkülönülő *végső építőkövekben* véli megragadni.

Az atomizmus eszméjét az ókorban *Démokritosz* képviselte a legmakacsabb következetességgel. Legfőbb tételei a következők:

Semmiből semmi sem lesz: abból, ami van, semmi nem semmisíthető meg. Minden változás csupán a részek találkozásából és szétválásából áll.

Semmi sem történik véletlenül, de minden bizonyos okból és szükségszerűségből történik.

Az atomokon és az üres téren kívül semmi sem létezik; minden egyéb csak képzelődés.

Az összes tárgyak különbözősége atomjaik szám, nagyság, alak és elrendeződés szerinti különbségétől függ; minőségi különbségük nincs az atomoknak.

Az atomoknak nincs „belső állapotuk”: csak nyomás és ütközés által hatnak egymásra.

Démokritosz felfogása a világról izgalmas kozmogóniai sejtéseket is tartalmaz, amelyekre most nem térhetünk ki.

Az ókori (s később a klasszikus) atomizmus tehát az elemi lényeg feltárásának eszközét az *analízisben*, a részekre bontásban, és pedig a *térbelileg elkülönülő* részekre bontásban látja. Az elemi lényeg a tovább oszthatatlan atom.

Az atomok örökkévalósága és változatlansága az anyag elpusztíthatatlanságának kifejezője. De ennél több is: ha egyszer valamilyen részecskét joggal tarthatunk eleminek, akkor annak nem lehetnek belső részletei, nem rendelkezhet semmi

olyasmivel, amivel kapcsolatban a „magyarázatnak”, tehát a „még elemibb” összetevőkre való visszavezetésnek az igénye felmerülhet. Nem mehet át semmilyen változáson, hiszen az valamilyen módon megint csak a részletek átrendeződésének minősülne.

Az igazság tulajdonképpen az, hogy az ilyen analízis teljes következetességgel végiggondolva abszurdumra vezet, a végső elemek minden tulajdonságtól megfosztott kísértetfogalmakká válnak. (*Parmenidész*, aki minden bizonnyal nagy hatással volt *Démokritoszra*, csakugyan odáig ment, hogy feltette: *a valóban létező tökéletesen változatlan*, a világban megfigyelt változások csupán érzékcsalódások. Tanításának nagy szerepe volt a *deduktív matematika* kialakulásában, amely az igazság kritériumának nem a közvetlen tapasztalatot, hanem a *logikai ellentmondás-mentességet* tekintette.)

Éppen ezért *Démokritosz*, éppúgy, mint az újkori atomizmus, beérte azzal, hogy csupán *az alak tökéletes változatlanságát* tekintse a végső építőkövek ismérvének, alakkal és a helyzetváltoztatás képességével mindenesetre felruházta atomjait. Már ez is elegendő volt azonban ahhoz, hogy az atomizmus önellentmondása előbukkanjon.

Hogyan megy végbe az atomok kölcsönhatása? Mi tartja össze pl. a vasdarabot? Miért nem oszlik szét, mint egy por-felhő? *Démokritosz* számára elfogadhatatlan, hogy a vasatomok netán alkalmas kampókkal ellátott képződmények. Amikor a vasdarabot eltörjük, ezek a horgok letörnének vagy elhajlanának.

A kölcsönhatás problémája *Démokritosznál* tisztázatlan marad. Tudatosan azt vallja, hogy az atomok csakis nyomással és ütközéssel hatnak egymásra, hallgatólagosan azonban nagyon is kihasználja a „horror vacui”, a természet „ürtől való irtózásának” elvét. (Ez az elnevezés nem *Démokritosztól* származik, hanem, más vonatkozásban, *Arisztoteléstől*.) Végeredményben ez az elv tartja össze a vasdarabot.

Érdemes hangsúlyozni, hogy az anyaggal mereven szemben álló *űr* fogalmába vetett hit *Démokritosznál* éppen az ő következetességének folyománya: megfigyelte, hogy a testek általában összenyomhatók, s levonta a következtetést, hogy az atomok között ürességnek kell lennie, minthogy a végső, tehát változatlan építőkövek szükségképpen összenyomhatatlanok.

A *démokritoszi* anyag-űr dualizmus pontos megfelelője az

újkori fizikában a *mechanisztikus világkép* anyag-távolható erő dualizmusa.

Az ókori atomizmus későbbi képviselői visszariadnak *Démokritosz* következetességétől.

Így *Epikurosz* atomjai nem annyira végső építőkövek, mint inkább parányi *alkatrészek*, bonyolult szerkezettel és funkciókkal.

„... És végül, ami számunkra megkérgesedettnek és szilárdan tömörnek tűnik, annak feltétlenül horgas és egymás közt nyalábba összefont vesszőkhöz hasonlóan egybetartozó elemekből kell állnia” – írja *Lucretius Carus*, *Epikurosz* követője és tanainak kifejtője. A „horgok” és „csápok” gondoskodnak az atomok közötti kölcsönhatásról, ami ilyenformán *anyagi híd* a kölcsönható részecskék között.

Mi az, ami a végső lényeg epikuroszói képében „időállóan” elégtelen?

Ha egy karórát úgy „szedünk szét”, hogy mozsárban összetörjük, akkor nem tudjuk többet összerakni. De ha egy jégkockát aprítunk fel így, felmelegítés és újrafagyasztás után ugyanolyan jég lesz belőle.

De hát mi történik a jég összetörése közben a csápokkal és horgokkal? Törmelékatomok nem keletkezhetnek, hiszen akkor a jég tulajdonságai minden összetörés után megváltoznának.

Csak arra gondolhatunk, hogy a jégkocka nem a karórához hasonlít, hanem azokhoz a rugalmas műanyag részekből készült gyerekjátékokhoz, amelyeket „szét lehet tépni”, de aztán ugyanolyanra össze lehet nyomni.

Nos, annyi bizonyos, hogy az ilyen gyerekjáték stabilitása nagyon érdekes dialektikus fogalom: *egy bizonyos határig* (= nem túl heves ráhatásnál) *rugalmas* (= a ráhatás megszűntével együtt eltűnő) *változást, alkalmazkodást, ezen a határon túl ugrásszerű, de nem véglegesen visszacsinálhatatlan átalakulást jelent*.

Sőt, pontosan a stabilitásnak és átalakíthatóságnak ez a sajátos viszonya a legizgalmasabb vonása minden, a természetben előforduló struktúrának, tehát pl. nemcsak a jégkockának, hanem az egyes H_2O -molekuláknak is. (A víz kismértékben összenyomható, a H_2O vízmolekula tehát nem abszolút szilárd, deformálódik. Ha a külső nyomást megszüntetjük, a vízmolekula parányi deformációja eltűnik. Kellőképpen erő-

szakos beavatkozással a H_2O felbontható O-ra és 2 H-ra; újraegyesítés után a keletkezett vízmolekula ugyanolyan lesz, mint a régi volt.)

Az összehasonlítás mégsem állja meg a helyét. Ahhoz, hogy a szétszedett műanyag részeket újra egyesítsük, külső erőhatás szükséges, közben energiát kell befektetnünk. Hűtésnél energiát vonunk el, s közben a víz „magától” megfagy.

De még az olyan esetekben is, amelyekben találó a rugalmas csápok képe, valójában nem adtuk meg, hanem elodáztuk a kölcsönhatás igazi magyarázatát: meghagytuk az *alkatrész* titkának. *A titok az alkatrész rugalmasságában, regenerációs képességében van elrejtve.*

A deformáció és regeneráció képességében viszont óhatatlanul benne bujkál a *folytonosság*, az atomizmus hivatlan vendége.

A *folytonos őselemhipotézisek*, racionális megjelenési formáikban, így *Empedoklész*nél vagy *Arisztotelész*nél, nem *térbelileg*, hanem *minőségben* elkülönülő alapelemekből építik fel a világot.* Ez tulajdonképpen azt a csodálatosan modern dolgot jelenti, hogy az *áthatolhatatlanság* nem alapvető tulajdonsága az anyagnak. Ezt a következtetést azonban *Arisztotelész* megkerüli, amennyiben azt állítja, hogy csak egyetlen *ősanyag* van, viszont *négy* – páronként ellentétes – *őstulajdonság*: a száraz és a nedves, a hideg és a meleg. A négy *őselem* úgy áll elő, hogy az őszanyaghoz megfelelő tulajdonságpárok járulnak. (Tűz: meleg + száraz, víz: hideg + nedves, levegő: meleg + nedves, föld: hideg + száraz.)

Az anyagok nagy változatossága eszerint az őselemek, vagy ha tetszik, az őstulajdonságok különböző arányától függ. A különböző anyagok kölcsönhatása az őstulajdonságok összegeződésére redukálódik.

Ha a bennünket körülvevő különböző „minőségek”, érzéki benyomások gazdagságára és árnyaltságára gondoltunk, megérthetjük, miért nem volt hajlandó *Arisztotelész* magáévá tenni azt a felfogást, hogy mindez csupán az atomok alakján múlik.

* Az ösztönös és tudatos magyarázatkeresés mezsgyéjén állnak a legrégebbi, az ion iskola természetfilozófusai. Ők egyetlen folytonos őszanyagot képzelnek el (*Thalész* a vizet, *Anaximandrosz* a „meghatározhatatlant”, az „apeiront”, *Anaximenész* a levegőt), ami elpusztíthatatlan, csupán tulajdonságai változnak, ha átalakul.

Csakhoggy most az atomizmus „törmelékatomjainak” a szerepét új *antistabilitás* vette át: a lehetőségek parttalan végtelenné válása.*

Valamilyen további struktúraképző elv nélkül a folytonos anyag hipotézise azt jelenti, hogy *a létnek a visszatérő formákat nélkülöző káoszban kellene felolvadni*. Éppen egy ilyen szétolvadást „jósolt meg”, mint látni fogjuk, a modern fizika „keresztapja”, a folytonos elektromágneses anyag koncepciójából levezethető, ún. *ultraibolya katasztrófa*, ami *Max Planckot* 1900-ban mintegy védekezésül az energiakvantumok gondolatára vezette.

Az anyag *diszkrét* (elkülönült darabokból álló) és *folytonos* képének harca tehát – *M. A. Markov* szovjet fizikus szavaival élve – azokat a legendabeli elesett katonákat juttathatja eszünkbe, akik éjszaka életre kelnek, hogy folytassák a küzdelmet. A diszkrét a folytonost igényli és megfordítva.

A tudományos gondolkodás fejlődéséhez az újkor elsősorban azzal a felismeréssel járult hozzá, hogy a spekuláció önmagában nem elég, tudatos kísérletezésre van szükség.

Ezért az újkor tudósai visszafogottabban beszélnek a „végső lényegről”, mint a hellén bölcselek.

De a klasszikus fizika legutolsó korszakában, éppen a diszkrét és folytonos *szintézisének* ígéretén keresztül, egy pillanatra nyíltan felmerült a végső lényeg délibábja.

A századforduló előtt néhány évvel *H. A. Lorentz* olyan programot hirdetett meg, amely szerint minden anyagi folyamatot végső soron elektromosan töltött részecskék elektromágneses kölcsönhatásaként kell értelmezni. Ez annyiban lenne szintézis, amennyiben a részecskék diszkrét, építőköj jellegű központi részei a mindegyiket körülvevő elektromágneses mező egymásba olvadó, folytonos hídján keresztül kapcsolódnak egymáshoz.

Az oszthatatlanság tulajdonságával ezeket az elektromosan töltött végső építőelemeket kell felruházni, a kémiai elemek atomjai, bár megtartják a hagyományos atom nevet, összetettek, hiszen elektromosan semlegesek.

* Az aranycsinálás, a középkori alkimisták álma, a tulajdonságok keverhetőségének arisztotelészi tételéből nyerte a legnagyobb inspirációt.

Lorentz elképzelése „majdnem megvalósult” a Rutherford-féle atommodellben. Valójában azonban ez a modell a diszkrét és folytonos kiélezett egymásmellettségét jelentette. Az igazi szintézis a kvantummechanika érdeme.

2. A Rutherford-féle atommodell

„Tudom már, milyen az atom!” – kiáltott fel *Rutherford* boldogan, mikor saját mérési eredményein töprengve eszébe ötlött a megfejtés.

Hosszú út vezetett idáig!

Talán a ritkított gázokban végbemenő elektromos kisülések tanulmányozásával kezdődött, azok bizonyítják legmeggyőzőbben, hogy az atomok *nem oszthatatlanok*. Azután következett a *katódsugarak* felfedezése (*J. Plücker*, 1859). A katódsugárzásról csakhamar megállapították, hogy az negatív elektromos töltésű részecskék raja. Ezeket a részecskéket ma elektronoknak nevezzük. Az elektron tehetetlen tömegének meghatározásában az elektromos és mágneses térben való eltérítés pontos módszere mellett olyan, egyszerűségében lenyűgöző kísérletnek is jutott szerep, mint a hossz tengelye körül forgásba hozott, majd hirtelen lefékezett dróttekercsben kiváltott áramlökés. Az elektron töltésének pontos értékét ($-e = -1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) *Millikan* mérte meg 1909-ben úgy, hogy a kondenzátorlemezek közé porlasztott olajcseppecskék mozgásában röntgenfény hatására bekövetkezett változást mikroszkópon keresztül figyelte. (A röntgenfény egy vagy néhány elektront kilök a cseppecskéből, így arra hatni kezd a kondenzátor elektromos tere.)

A közvetlen előzményekhez a röntgenfénnnyel és a radioaktivitással összefüggő csodálatos felfedezések tartoznak.

A radioaktív *sugárzásból* azután lett radioaktív *bomlás*, hogy *Rutherford* az ún. α -sugarakat kétszeresen ionizált (elektronjaitól megfosztott) He-atomokkal azonosította.*

Ezzel alátámasztást nyert, és az izotópok felfedezése után

* Az ún. β -sugárzásnál elektronok lépnek ki a magból, a γ -sugárzás pedig elektromágneses természetű.

bizonyossá vált, hogy a különböző kémiai elemek atomjai azonos építőköveket tartalmaznak. A neutron, a proton mellett az *atommagok* másik építőkövét csak 1932-ben fedezte fel *Chadwick*, de létezését *Rutherford* már jóval korábban sejtette.*

Milyen természetesen ejtjük ki ma az atommag szót! De vajon hogyan sikerült a 10^{-8} cm kiterjedésű atomot felboncolni?

Az atom szerkezetének felderítése céljából *Rutherford* α -sugarakat bocsátott át vékony alumínium hártván, s megfigyelte az eltérülésüket.

A meglepő következtetést, amelyre jutott, magunk is könnyen levonhatjuk a kísérlet egy valamivel későbbi változata alapján. 1913-ban *Geiger* és *Marsden* a nagyobb szög alatt eltérülő α -részeket is számba vette, és azt találta, hogy míg az α -részek zöme kis eltérülést szenved, egy igen kis hányaduk valósággal visszapattan az alumínium hártjáról. Ha mármost a pozitív töltést hordozó anyagrészek körülbelül akkorák lennének, mint maga az atom (korábban voltak ilyen elképzelések), akkor az α -rész és a hártványban valamelyik atom pozitív része mindig egymás útjába kerülne. De akkor a visszapattanás lenne gyakori, vagy pedig *mindig* áthatolást kellene tapasztalnunk, ha a kiterjedt pozitív töltések a szó szoros értelmében keresztül tudnak menni egymáson. A tényleges szóráskép azt bizonyítja, hogy a pozitív részek az atom méretéhez képest parányi (a részletesebb elemzés alapján *százszerszer* kisebb) *magok*, amelyek ritkán kerülnek egymással szembe (4. ábra).

Az atom eszerint parányi naprendszer. Középen helyezkedik el a súlyos, pozitív töltésű atommag, körülötte a könnyű elektronok bolygók módjára keringenek.

A *Rutherford*-modell Janus-arccal áll a klasszikus és a modern fizika mezsgyéjén. A kép, amit fest, klasszikus, és nem fedi az atomok viselkedését. De amit a rész és egész viszonyáról tanít, az a modern fizikában is érvényes.

A XVIII. század csillagásza nem ok nélkül rettegtek két

* Addig az egyes izotópokra jellemző *A* atomszám és *Z* rendszám különbségét azzal a feltevessel magyarázták, hogy az atommagban *A* proton és *A-Z* elektron van.

naprendszer összeütközésének víziójától. Egy ilyen ütközés után a két rendszerben aligha maradna fenn az eredeti állapot! Szobahőmérsékletű gázban akármelyik kiszemelt atom másodpercenként körülbelül 10^{11} -szer ütközik össze a többivel. A rendszertelen energiacserék során az elektronok egy része csakhamar eltávolodna saját atommagjától: a gáz mai kifejezéssel élve az ún. plazmaállapotra emlékeztetne, így pl. vezetné az elektromos áramot.

A tapasztalat ilyesmiről mit sem tud. A gázokra vonatkozó legegyszerűbb megfigyelések során (amilyen pl. a nyomásnak, különböző gázok egymásba való diffúziójának vagy hővezető képességének vizsgálata közönséges hőmérsékleten) az atomok meghatározott méretű, rugalmas biliárdgolyók módján viselkednek.

Ezek a miniatűr biliárdgolyók nem „zsugorodnak össze”, ha a gázt hűtjük, pedig a klasszikus kép alapján (a keringő

töltés időben változó elektromos teréből elektromágneses hullámok sarjadnak ki) ezt kellene tenniök, folyamatos világítás közben, mindaddig, amíg az elektron és proton központi részei, amelyek az elektromos töltést hordozzák, összeérnek, egymáshoz tapadnak. De éppen *Rutherford* α -részecskékel végzett szórás kísérletei mutatják, hogy az atom túlnyomórészt „üres”.

Abból, hogy az α -részecskék számára az atom könnyen átjárható, világos, hogy a biliárdgolyóhoz való hasonlóság csak egy bizonyos határig érvényes. Ezt a határt kevésbé erélyes beavatkozással is elérhetjük. Elég magas hőmérsékleten a gázok valóban világítani kezdenek, ami az atomok belső mozgásának valamilyen fokozódására utal. Még nagyobb hőmérsékleten az atomok ionizálódnak, a gáz ilyenkor csakugyan vezetővé válik. Ha azonban a gázt újra szobahőmérsékletre hűtjük, a „biliárdgolyók” maguktól helyreállnak.

A stabilitás és változékonyság már említett sajátos viszonyával állunk tehát szemben. A Rutherford-modell erről nem tud számot adni.

Két évvel a modell felállítását követően *Franck* és *Hertz* kísérletileg kimutatta, hogy a magányos, nyugvó atom energiája nem vehet fel tetszőleges értéket, hanem csupán egymástól elkülönülő, meghatározott (diszkrét) értékek valamelyikét (5. ábra).

A magányos atom energiája tehát (ha az atomnak mint egésznek mozgási energiájától eltekintünk) csak meghatározott adagokban, kvantumokban változhat. Ebből eredt később a kvantummechanika elnevezés.

A diszkrét energiaértékek között van egy legkisebb. Az ennek megfelelő állapot az atom alapállapota, a többi gerjesztett állapotnak hívjuk.

Ezekkel a tényekkel már összhangban van az atom stabilitása. Nem túl forró nemesgázban gyakorlatilag minden atom alapállapotban van.* Az atomok hőmozgásának energiája nem elég ahhoz, hogy annak rovására az összeütköző atomok valamelyike gerjesztett állapotba kerüljön.

* A nemesgázok ún. atomos gázok. Az esetek többségében a gázok nem különálló atomokból, hanem molekulákból állnak, az alap-, illetve gerjesztett állapot fogalmát ilyenkor értelemszerűen a molekulára kell kiterjeszteni.

3. Kép és valóság

Az élesen elkülönülő atomi állapotok ténye annyira idegen mondjuk a Föld körül keringő, a légkörben fokozatosan fékeződő műhold képétől, hogy szinte az válik érthetatlenné, hogyan szorulhat egyáltalán a Rutherford-modellbe egy szemnyi igazság. El sem tudjuk képzelni, milyen irányban lehet a parányi naprendszer egyszerű, szuggesztív vízióján elfogadható módon javítani úgy, hogy visszatükrözze a diszk-rét állapotokat.

A naiv intuíció itt valóban nem segít: a Rutherford-modellben a legmesszebbre jutottunk el, ameddig a makroszkopikus szemlélettel egyáltalán lehet.

A Rutherford-modellnek azonban nagyon komoly valóság-tartalma van. Ezért nem kell szégyellnünk, ha – akarva, akaratlan – *lépten-nyomon használjuk*. A mai iskolai kémiakönyvekben az elektronok már nem apró golyócskák, hanem felhőszerűen veszik körül az atommagot. Az atommag azonban még változatlanul apró golyócska: ez a Rutherford-modell közvetlen öröksége. Amikor pedig fizikaórán az Ohm-törvényt tárgyaljuk, a fémrács ionjai között botladozó elektronokat is apró golyócskáként jelenítjük meg magunk előtt.

Érdemes tehát konkrétan megfogalmazni, a nehézségekről egy pillanatra elfeledkezve és egyszerűség kedvéért egy hidro-

5. ábra. Franck és Hertz kísérlete. A K katódból kilépő elektronok az U_K gyorsító feszültség hatására $E = \frac{1}{2}mv^2 = eU_K$ mozgási energiára tesznek szert, amíg a gázzal töltött csőben a rácsig jutnak, majd gyenge ellentéren át eléri az anódot. Az U_K feszültséget növelve az I anódáram egy kritikus értékig nő, és ott hirtelen leesik. Magyarázat: az elektron mozgása közben ütközik a gáztomokkal. Amíg mozgási energiája az eU_1 értéknél kisebb, a hozzá képest nagy tömegű atomokról energiavesztés nélkül lepattan. Mikor energiája eléri a kritikus értéket, nagy valószínűséggel átadja azt egy gáztomnak. eU_1 éppen az első gerjesztett atomi állapot és az alapállapot energiájának különbsége. Ezután az elektron nem képes az U_A ellentéren áthaladni. U_K további növelésével az elektron többször egymás után összegyűjtheti a gerjesztéshez szükséges energiát a katód és a rács között

génatomra gondolva, hogy mi az, amit már a klasszikus elképzelés is helyesen ragad meg az elektron és proton viszonyában.

Először azon érdemes elábrándozni, hogy a „folytonos anyagból álló hid” milyen csodálatos módon emelkedik a demokritoszi űr és az epikuroszi csáp dilemmája fölé.

A magányos töltés körüli erőter az anyagi „pont” *szerves része*, hiszen pl. a tehetetlen tömeghez hozzájárul. Az erőter energiasűrűsége anyagsűrűség.

Ha azonban az elektron és proton egymás közelében tartózkodik, akkor ellentétes töltésüknél fogva egymás erőterét környezetük nagyobbik részében kölcsönösen lerontják. Az eredő elektromos mező energiaszegényebb, *kevesebb anyagot képvisel*, mint mikor a két töltés távol van egymástól (6. ábra).

Szigorúan véve tehát – és ez a Rutherford-modell egyik ma is érvényes tanulsága – nem is lehet azt mondani, hogy egy hidrogénatom egy elektronból és egy protonból áll, legfeljebb, hogy abból keletkezik.

A természet valóban rendkívüli ragasztót használ, amikor két atomi részecskét összeköt: nem hozzátesz, hanem ellenkezőleg, elvesz belőlük valamit!

Ezért két, kezdetben különálló elektronból és protonból nem is jön létre minden további nélkül egy hidrogénatom, hanem csak akkor, ha a találkozás közben az energiakülönbözet, az ún. kötési energia valamilyen módon, pl. egy harmadik részecske meglökésén keresztül eltávozik, „felszabadul”. (Ellenkező esetben a két töltés egymáshoz közeledve felgyorsul, majd újra szétszalad.)

Megfordítva, a hidrogénatomhoz hozzá kell vezetni kívülről ezt az energiát (ilyenkor ionizációs energiának is nevezzük), s vele a megfelelő (nagyon kicsiny) tehetetlen tömeget, ha újra szabad elektronra és protonra akarjuk bontani.

Egy emberkéz alkotta faház sem egyszerűen fatörzsekből áll, hanem fatörzsekből keletkezik, miközben az összeillesztésnél lefaragunk belőlük, s a forgácsot eltávolítjuk. Csakhogy nagy a különbség. A faház minden porcikájáról meg lehet mondani, hogy melyik gerendához tartozik. A hidrogénatomban a kölcsönös kioltás után megmaradó elektromos mező ilyen értelemben oszthatatlan. Bármelyik pontban felbonthatjuk ugyan a térerősségvektort az elektron, illetve a proton töltésének megfelelő komponensekre, de *tényleges energiasűrű-*

ség csak az *eredő térerősséghez* tartozik, és értelmetlenség pl. azt kérdezni, hogy ennek az energiasűrűségnek hányadrésze származik az elektrontól, és hányadrésze a protontól.* A hidrogénatomban tehát az elektron és a proton bizonyos fokig eggyé olvad.

A modell másik alapvető tanulsága viszont pontosan az, hogy ha az elektron keringését nem akarjuk túl sokáig nyomon követni, tehát a sugárzási veszteségektől eltekintünk, akkor ezt az összeolvadást, a térerősségek pontról pontra való bonyolult összjátékát nem szükséges részleteiben szem előtt tartanunk. Elegendő a két töltés (vagy némileg pongyolán „az elektron” és „a proton”) helykoordinátáit megadni és az együttes erőter energiájában az átfedés miatt bekövetkezett változást röviden a rendszer *helyzeti energiájaként* felfogni. (A kettő valóban egyet jelent: az a pozitív vagy negatív munka, amit végzünk, míg két egyező vagy ellentétes előjelű töltést a végtelenből adott relatív helyzetbe hozunk, az eredő erőter energiáját növeli vagy csökkenti.) Iskolai emlékeink alapján tudjuk, hogy ha egy $+e$ és $-e$ töltés egymástól r távolságban van, a rendszer helyzeti energiája $V(r) = -\frac{e^2}{r}$. Ha a töltéseket

magukra hagyjuk (és a sugárzási veszteségtől eltekintünk), akkor úgy mozognak, hogy közben a helyzeti és mozgási energia összege állandó marad.

A folytonos erőteret, tehát tulajdonképpen végtelen sok adatot magában foglaló rendszer viselkedése így $2 \times 3 = 6$ koordinátával leírható. (A független paraméterek, vagy a fizikában használatos kifejezéssel a *szabadsági fokok* száma 6.)

A természet csodálatos vonása, hogy ilyen könnyen meg-

* Hasonlat: $4 + 8 = 12$, és itt mondhatjuk, hogy az eredmény egyharmada származik az első összeadandótól. De ha irányított, pl. előjeles mennyiségeket adunk össze, mint a $-4 + 8 = +4$ egyenletben, vagy nem maga az összeg, hanem a négyzete érdekel minket, mint a $(4 + 8)^2 = 144$ egyenletben, akkor az ilyenfajta szétválasztás értelmetlenné válik.

Az elektromágneses térben az energiasűrűség valóban a térerősség négyzetével arányos, ezért nem lehet az atomban az elektron és a proton között szétosztani. A folytonos anyagból felépülő híd megérdemli a „csodálatos” jelzőt!

ragadható füleket kínál. Olyan ez, mintha két hadsereg között a csata alakulása kizárólag a vezérlő tábornokoktól függene. De mindenesetre nagyon jó közelítéssel így van, s a kvantummechanikában ez a vonás csak még jobban ki-
ütközik.

A hidrogénatom a kvantummechanikában is egyszerű, 6 szabadsági fokú rendszer. A Rutherford-modellben tehát nem ott van hiba, hogy nem elég szövevényes. Ezt végül olyan jelenségek bizonyították be, amelyekben egyetlen atomi részecskének, de ugyanakkor a tér egy *makroszkopikus méretű* tartományának jut lényeges szerep. Ilyen jelenségekkel a következő fejezetben fogunk megismerkedni. De már most megfogalmazzuk, mintegy előlegképpen és anélkül, hogy akár a kijelentésünk mélyebb értelmét, akár a kiutat ebben a pillanatban meg tudnánk mutatni, hogy végül is mi a Rutherford-modell és az összes korábban említett szemléleti kép közös, alapvető hibája.

Az, hogy *mint kép korlátlanul széttördelhető*. Más szavakkal: a hiba az a feltételezés, hogy a térben (a háromdimenziós geometriai térben) *pontonként egyértelműen adott, hogy mi van ott* – pl. mekkora az elektromos térerősségvektor –, még ha vitatható vagy eldönthetetlen is, hogy *az, ami ott van*, hogyan osztandó szét nagyobb egységek – pl. proton, elektron – között. E feltételezés szerint végeredményben a teljes fizikai realitás egy olyan „mozaik”, amelyik végtelen kicsiny, folytonosan egymás mellé illeszkedő darabkákból áll. A nagyobb egységeken, az egyes pontok „hovatartozásán” lehet vitatkozni, de az egyes pontokon nem, és ha az egész kép tartalma „fogalmilag” több is, mint az egyes szemcsék halmaza, a kép anyagi realitását az utóbbi alkotja.

A valóságban más az anyag viszonya a geometriai térhez.

A makroszkopikus eredetű szemléleti képeket soha nem sikerült harmonikusan összeilleszteni. De egészen a századfordulóig lehetett reménykedni abban, hogy ez a mikroszkopikus méretek világában még felderítetlen részleteken múlik. Ez a remény csillant fel utoljára a Rutherford-modellben, s omlott össze a fizika forradalmában.

3. fejezet:

Kimeríthetetlen anyag

1. Az ultraibolya katasztrófa

Az összeomlás négy oldalról, négy fázisban következett be.

1. *Michelson* kísérlete bebizonyította, hogy éter nincs.
2. Felfedezik a fénykvantumokat.
3. Felfedezik az „anyagi részecskék” (elektronok, protonok stb.) hullámtermészetét.
4. Kiderül, hogy az elektron, proton stb. nem örök életű építőkö, hanem éppen úgy keletkezni és „megsemmisülni” (= átalakulni) képes, mint a fény.

A Michelson-kísérletből (1881) született meg a relativitáselmélet (1905). Az utóbbit gyakran a klasszikus fizika utolsó fejezeteként emlegetik. Pedig az elmélet mondanivalója nemcsak a tér- és idő-, hanem az anyagfogalom szempontjából is alapvető. Ha egyszer a fény terjedését nem mechanikai értelemben vett közeg biztosítja, akkor a fény szükségképpen önálló anyagfajta, és pedig olyan, amely keletkezik és elenyézik, tehát nem állhat örök életű építőkövekből.

Az a pozitív megállapítás azonban, hogy a fényhullám oszthatatlan energiakvantumokból épül fel (*Planck*, 1900; *Einstein*, 1905), kezdetben kétségtelenül nagyobb hatással volt a fejlődésre, mint az a negatívum, hogy éter nincs. A későbbiekben azután a relativitáselméletnek, elsősorban az $E = mc^2$ összefüggésnek*, döntő szerep jutott a megértésben. A relativitáselmélettel külön könyvben foglalkozunk.**

* Ez az egyenlet azt fejezi ki, hogy ahol tehetetlen tömeg van jelen, ott energia is van, és megfordítva. c a fénysebesség.

** Károlyházy Frigyes: Anyag és téridő. (Gondolat, előkészületben.)

Miből született a kvantumelmélet?

Mielőtt erre rátérnénk, vizsgáljunk meg egy tanulságos kis példát.

Képzeljük el, hogy 20 Ft-ot az összes lehetséges módon forintonként szét kell osztanunk három személy, A, B, és C között. (A pénzérméket nem tartjuk számon, csak azt, hogy egy-egy szétosztásnál ki hány forintot kap.) Hány forint jut átlagosan az egyes személyekre?

Nilvánvaló, hogy $20/3 = 6,6$ Ft. Az összeg mindig 20, így az egy személyre jutó átlagok együttvéve szintén 20-at kell hogy adjanak, amellet egyformák, hiszen A, B és C szimmetrikusan szerepelnek.*

Másodszor képzeljük el ugyanezt a feladatot azzal a megszorítással, hogy az első személy, A, pénze csak 10 Ft egész számú többszöröse lehet. A lehetőségek:

A	B	C	A	B	C	A	B	C
20	0	0	10	10	0	0	20	0
				9	1		19	1
				
				0	10		0	20
1 eset			11 eset			21 eset		

Látnivaló, hogy most A-ra átlagosan

$$\frac{20 \cdot 1 + 10 \cdot 11 + 0 \cdot 21}{1 + 11 + 21} = 3,9 \text{ Ft jut.}$$

Tanulság: ha valamiből (példánkban pénzből) egy adott mennyiség egyébként rendszertelenül szétoszlik olyan résztvevők között, akik a szóban forgó valamit meghatározott nagyságú kvantumokban hajlandók csupán a környezetükkel cserélni, akkor átlagosan arra a résztvevőre jut kevesebb, amelyik nagyobb kvantumokban cserél.

A századfordulón a csillagász *Jeans* a következő problémát

* Annál meglepőbb első pillanatra, hogy egy kiragadott személy szempontjából az a leggyakoribb eset (21-féleképpen valósul meg), hogy egyáltalán nem jut neki pénz.

vetette fel. Egy forró falú üreg belsejében a falban hőmozgást végző elektromosan töltött részecskék hatására elektromágneses sugárzás alakul ki, az üreg „megtelik” elektromágneses hullámokkal. (Azért beszélünk üregről, hogy hőmérsékleti egyensúly állhasson be az üreg és a fal között.) *Vajon hogyan oszlik meg az energia a fal és a sugárzás között?*

Az üreget kitöltő elektromágneses mező pillanatról pillanatra szeszélyesen változik. Viselkedése mégsem teljesen áttekinthetetlen. Meg lehet ugyanis mutatni, hogy minden hullámzás meghatározott frekvenciájú és hullámhosszú monokromatikus („tisztá szinuszos”) hullámok, esetünkben ún. állóhullámok együtteseként írható le, a rezgő húrhoz hasonló módon. Mivel E és H még így is bonyolult, képzeljük el azt az egyszerűbb feladatot, hogy egy *az üreget át kifestített húr és az üregbe zárt gáz* egyensúlyát keressük. A 7. ábrán a húr egy-egy lehetséges pillanatnyi alakja látható, ha a) csak az alaphang, b) az első felhang, c) a kettő együtt rezeg. Minden állóhullámhoz egy független paraméter, azaz egy szabadsági fok tartozik, amelynek pillanatnyi értéke az illető állóhullám pillanatnyi kitérése egy ún. maximumpontban, pl. az A, illetve B pontban.*

Hány különböző állóhullám képzelhető el a húron? Ha a húr anyagát folytonosnak képzeljük, akkor végtelen sok, hiszen a λ hullámhossz tetszőlegesen kicsiny lehet. A valódi húron a fél hullámhossz nem lehet kisebb, mint a szomszéd

* Nem teljesen magától értetődő, hogy az egyes állóhullámok egymást nem zavarják. Ez azzal függ össze, hogy a húr teljes energiája egyszerűen az egyes állóhullámokra eső energiák összege. Ezt a 8. ábra érzékelteti. Szemeljük ki pl. a B és C pont környezetében a húr egy-egy Δm tömegű darabkáját. Az előbbi kinetikus energiája

$$\frac{1}{2}\Delta m(u+v)^2 = \frac{1}{2}\Delta mu^2 + \frac{1}{2}\Delta mv^2 + \Delta muv, \text{ az utóbbié } \frac{1}{2}\Delta m(u-v)^2 = \frac{1}{2}\Delta mu^2 + \frac{1}{2}\Delta mv^2 - \Delta muv, \text{ ahol } u, \text{ illetve } v \text{ a különböző állóhullám-}$$

komponensekhez tartozó sebesség. Az együttes kinetikus energiából u és v „kölcsonhatása” kiesik. Ugyanerre jutunk, ha a húr többi darabkáját is megfelelő módon párosítjuk, illetve ha a húr megnyúlásával kapcsolatos rugalmas vagy helyzeti energiát vizsgáljuk. Hasonló a helyzet az elektromágneses térben is, mivel ott az energiasűrűség $E^2 + H^2$ -tel arányos, és a különböző állóhullámoknak megfelelő térerősség-komponensek az egyik helyen egyező, a másik helyen ellentétes irányúak.

atomok távolsága. Tegyük fel, hogy a különböző állóhullámok, más szóval a húr szabadsági fokainak száma N .

Tegyük fel továbbá, hogy a húr kezdetben egyáltalán nem rezgett, s az üregben N_0 számú gázatom volt, E összenergiával. Az üreg falát egyszerűség kedvéért gondoljuk most hőszigetelőnek. Az atomok rendszertelen ütközésekkel mindaddig energiát adnak át a húrnak, amíg a hőmérsékleti egyensúly be nem áll. Ha minden szabadsági fok *egyformán*, tetszőlegesen kis adagokban hajlandó az energiáját változtatni, akkor az egyensúly beállta után egy-egy szabadsági fokra

átlagosan $\frac{E}{3N_0 + N}$, azaz egy gázatomra $3 \frac{E}{3N_0 + N}$ energia

jutna. (Az atomokat egyszerű tömegpontnak képzelve a háromdimenziós térben egy atomnak három szabadsági foka van.)

A fizikában a hőmérsékletet szabatosan éppen az egy szabadsági fokra eső átlagos energia segítségével definiáljuk: az olyan szabadsági fokok átlagenergiáját, amelyek folytonosan vagy (az átlagenergiához képest) nagyon kicsiny adagokban hajlandók energiát cserélni, a T hőmérséklettel arányosnak tekintjük.

A fenti eredmény szerint úgy is kifejezhető, hogy kezdetben

$$T \sim \frac{E}{3N_0}, \text{ végül } T' \sim \frac{E}{3N_0 + N}.$$

Mi lenne, ha N végtelen lenne?

A kezdeti E energia végtelen sok szabadsági fok között oszlana el, egyre tehát semennyi sem jutna. A húr – mintegy kielégíthetetlen étvággyal – az összes energiát elszívna a környezettől, anélkül hogy maga felmelegedne. A világ a pillanat törtrésze alatt megfagyna.

Az üregben kialakuló *sugárzás* esetében azonban pontosan az a helyzet, hogy a különböző szabadsági fokok száma végtelen. (Nemcsak λ lehet tetszőleges kicsiny, hanem adott λ -hoz a háromdimenziós térben sokféle térbeli orientációjú állóhullám képzelhető el.)

A *hőhalál** unokájának, a *fagyhalálnak* ez a víziója a híres *ultraibolya katasztrófa*.

Nyilvánvaló, hogy a gondolatmenetben valahol hiba van. A kiutat *Max Planck* találta meg, s a fentiekben már érzékeltettük.

Planck feltette, hogy a ν frekvenciájú hullám energiája csak nulla vagy $h\nu$, vagy $2h\nu$ stb. lehet, ahol h a róla elnevezett természeti állandó ($h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ ergs). Világos, hogy – pongyolán kifejezve – kis λ -ból van túl sok. De kis λ -hoz nagy ν tartozik. E eloszlása a különböző szabadsági fokok között nem egyenletes, a rövid hullámhosszokra jutó energia csökkenő λ -val rohamosan csökken, s még együttvéve is kicsi.

Az üreg energiaeloszlására vonatkozó mérések *Planck* feltevését pontosan igazolták.

A minden geometriai pontban egyértelmű elektromos térerősség elképzelése nem lehet helyes: ilyen elképzelés mellett és tekintettel arra, hogy minden hatás véges sebességgel terjed, a tér energiája csak folytonosan változhatna.

Ha egy hullám energiája $n h \nu$ -ről $(n \pm 1) h \nu$ -re változott (n egész szám), azt mondhatjuk, hogy keletkezett, illetve elnyelődött egy fénykvantum.

* Életjelenségek csak olyan környezetben képzelhetők el, amelyben nincs hőmérsékleti egyensúly. A hőhalál vízióját a múlt században az a gondolat szülte, hogy elég hosszú idő alatt esetleg kozmikus méretekben is termikus egyensúly áll be. Mai kozmológiai ismereteink ezt a gondolatot érdektelenné teszik.

2. Fényrészecskék

Az anyag egyéb formáival való kölcsönhatás során a fénykvantumok ennél kézzelfoghatóbb képet, a kis kiterjedésű lövedék képét is felidézhetik.

Ha egy fémfelületet alkalmas (elég nagy frekvenciájú) fényvel megvilágítunk, a fémből elektronok lökődnek ki. Ez a fényelektromos jelenség (9. ábra).

A kilökődő elektronok sebessége nem a beeső fény intenzitásától függ, hanem a színétől, azaz a frekvenciájától. A fény intenzitása csak a kilépő elektronok számát befolyásolja.

Rögtön megértjük, hogy ez milyen meglepő, ha pl. a tenger hullámaira gondolunk, amint a part menti kőgátat ostromolják. Elképzelhetetlen, hogy az egészen gyenge, kis amplitúdójú hullámok ugyanolyan hevességgel lökjék ki az esetleges laza köveket a gátból, mint a viharos erejűek. Azt várjuk továbbá, hogy a kis intenzitású hullámok csupán hosszú idő alatt lazíthatnak meg egy-egy követ annyira, hogy a gátból kiválják.

Ha azonban a gyenge fényforrás és a fém közé alkalmas reteszt helyezünk, s azt csak egy pillanatra nyitjuk ki, olyan rövid időre, amely alatt, folytonos energiaáramlással számolva, az elektron kilökésénél észlelt energia elenyésző törtrésze jöhetne csak át, az esetek egy részében „teljes értékű” kilökést, máskor pedig semmit sem tapasztalunk.

Mindez azt sugallja, hogy a ν frekvenciájú fénynyaláb a térben koncentrált $h\nu$ energiájú hullámvonulatok, kvantumok raja. (Egészen közönséges „fénygolyócskákról” bizonyára nem lehet szó. Ugyanannak a fényforrásnak a fényét, amellyel a fenti kísérletet végezzük, optikai rácson átengedve interferenciaképet kapunk, éppen ebből határozzuk meg a λ hullámhosszat, majd a $c = \lambda\nu$ összefüggésből a frekvenciát.)

S valóban, a megvilágító fény frekvenciája és a kilökött elektronok kinetikus energiája között fenáll az *Einstein* által felfedezett híres összefüggés:

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + A.$$

Ebben A a fémre jellemző állandó, és azt a munkát jelenti, ami egy elektronnak a fémből való kiszakításához, szabaddá tételéhez szükséges. A fénykvantum energiájának egy része az

elektron szabaddá tételére fordítódik, a maradékot pedig az elektron kinetikus energia formájában magával viszi. Egyéb kísérletekből (amilyen pl. a Compton-jelenség: fénykvantum szóródása, eltérülése elektronon) a fénykvantum impulzusa is

meghatározható, és $p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$ -nak adódik.

A térben koncentrált energiásomókként elképzelt fénykvantumokat nevezte el *Einstein* eredetileg fotonoknak.

Az elnevezés megmaradt, a hozzáfűzött szemléletes kép azonban tarthatatlan.

A 10. ábrán a *Michelson-féle interferométer* elvi felépítését látjuk. Ezzel az eszközzel alkotója eredetileg az éterszél hatását akarta kimutatni. Az F fényforrás fénye a T félígáteresztő tükrről kettéválik, a két résznyaláb a T_1 , illetve T_2 tükörről visszaverődik, s a T-n újra áthaladva, illetve arról visszaverődve az E ernyőn vagy fényképlemezen interferenciát hoz létre.

Az interferenciajelenség akkor sem szűnik meg, ha a fényforrást annyira legyengítjük, hogy biztosak lehetünk benne: egyszerre legfeljebb egy foton tartózkodik a tükrök között. Ilyenkor a fényképlemezen elszórt, pontszerű feketedések jönnek létre; mindegyik egy foton becsapódását mutatja. Eloszlásuk, elég hosszú expozíciós idő esetén, kirajzolja az interferencia-csíkokat.

Minden egyes $h\nu$ kvantum „tudomást szerez” tehát mind a két tükörről, pedig azok távolsága több méter is lehet. Ha az történnék, hogy az egyik foton „egészben” átmegy, a másik egészben visszaverődik T-n, akkor minden egyes elemi aktus úgy zajlanék le, mintha csak a T_2 , illetve csak a T_1 tükör lenne jelen. Márpedig ha a két tükör közül akármelyiket elvesszük, az interferencia megszűnik.

Arról sincs azonban szó, hogy a T félígáteresztő tükör a $h\nu$ energiakvantumot a szokásos értelemben kettéosztja, felezi. Ha T_1 és T_2 helyére fotocellákat teszünk, akkor azt tapasztaljuk, hogy sohasem „szólalnak meg” egyszerre, hanem (véletlenszerűen) felváltva, s a kilökött elektron mindig a teljes $h\nu$ energiamennyiséget felhasználja. A foton oszthatatlan.

A tapasztalat tehát mind a térben lokalizált, mind a térben szétszórt energiakvantum szemléleti képét kizárja.

A tényállás pusztán leírásában ezeket a szemléleti képeket mégis használhatjuk, ha nem akarjuk őket összebékíteni, hanem egyszerre alkalmazzuk őket úgy, hogy közben egyiket sem vesszük komolyan.

Ekkor így fejezhetjük ki magunkat.

Az egyszer létrejött fénykvantum további viselkedését mind-

addig korlátozás nélkül a folytonos hullámkép segítségével kell leírni, amíg nem találkozunk olyan anyaggal, amelyben elnyelődhet (hanem pl. csak tükrökkel). Az elnyelődésnél viszont a folytonos hullámkép alapján számított energiasűrűséget valószínűségként, a „foton becsapódásának valószínűségéeként” kell felfogni.

Ezt a teljesen pongyola, de kényelmes beszédmodot értjük azon, hogy „a fotonnak kettős természete van”.

Sok felesleges kínlás származik abból, hogy a túlhaladott szemléleti képekkel való laza jellemzést végső szónak tekintjük.

A fénykvantumok világáról csupán az elektronok hullámtulajdonságainak megismerése és a kvantummechanika teljes kibontakozása után, 1927-ben (!) alakult ki elfogadható össz-kép.

A továbbiak során nem foglalkozunk részletesen a fénykvantumokkal, a kettős természet rejtélyét a földi körülmények között stabilis és ezért egyszerűbben kezelhető részecskék (elektronok, protonok stb.) példáján fogjuk megoldani. A fizika történetében azonban a megértés útján való elindulás a fénykvantumok érdeme marad.

3. Elektronhullámok

Az izzó gázok atomjai, a szilárd anyagokkal ellentétben, csak jól meghatározott frekvenciákon sugároznak, ezeknek a spektroszkóp képernyőjén, amelyen a különböző frekvenciák szétválnak, különálló fényes vonalak felelnek meg.

A foton fogalmát az atom diszkrét energiaállapotaival összekapcsolva, 1913-ban, *Niels Bohr* magyarázatot adott a hidrogénatom vonalas színeképre.

Bohr feltette, hogy a hidrogénatomban az elektron csak bizonyos meghatározott körpályák valamelyikén keringhet, amelyeket megszámozzhatunk. Jelölje E_i az i -ik pályán az elektron energiáját. Amíg az elektron egy pályán tartózkodik, energiája nem változik, így nem sugároz. Ha azonban átugrik az i -ikről egy olyan k -ik pályára, amelyre nézve $E_k < E_i$, akkor az $E_i - E_k$ energiakülönbözetet *egyetlen foton formájában* kibocsátja. Ennek az egyetlen fotonnak a frekvenciáját a

energiamérleg egyértelműen megszabja.

Bohrnak sikerült a megengedett pályákat kiválasztó szabályt általános formában úgy megfogalmazni, hogy a hidrogénatom esetében a B) alapján számított frekvenciák egyeztek a tapasztalattal.

A *kép* azonban biztosan hamis. Ha egyszer az elektron nem tartózkodhat két megengedett pálya között, akkor átmenet sem jöhet létre. A fizikusok annak idején úgy próbálták ezt a nehézséget áthidalni, hogy egyik pillanatról a másikra létrejövő kvantumugrásról beszéltek. Csakhogy az atom fényét kettéválasztva, majd újra egyesítve, abból, hogy az interferencia mekkora útkülönbségnél tűnik el a két résznyaláb között, megállapíthatjuk, hogy mennyi ideig sugároz az atom egy-egy „kvantumugrásnál”. Kiderül, hogy noha mindössze körülbelül 10^{-8} s-ról van szó, ennyi idő alatt az elektron több millió keringést végezhet, ilyen értelemben tehát szó sincs ugrásról.

A közönséges húr egymástól jól elkülönülő állóhullámainak szemléletes képétől vezettetve 1924-ben *de Broglie-nak* az az ötlete támadt, hogy az elektron diszkrét atomi állapotait *hullámjelenségnek* tekintse.

Az ő nyomán *Schrödinger* felállította azt az egyenletet, amelynek a feltételezett elektrohullám hely- és időfüggő $\psi(x, t)$ amplitúdója engedelmeskedik, más szóval megtalálta az elektronhullám *terjedési törvényét*.

Az éterfogalom kudarcán okulva nem kérdezte meg, hogy „minek a hulláma” a ψ , beírta azzal, hogy megtalálja a ψ amplitúdó kapcsolatát az elektron megfigyelhető adataival.

Eközben az elektront kiterjedt, folytonos töltésfelhőnek képzelte, amely a tér minden pontjában egyértelmű, ψ^2 -tel arányos töltéssűrűséggel bír.

A Schrödinger-egyenlet valóban arra vezet, hogy az atommag körül elektron-állóhullámok alakulhatnak ki. Ezeknek a számított energiái jól egyeznek a megfigyelt értékekkel.

A folytonos töltéseloszlás szemléletes képe azonban éppúgy tarthatatlan, mint a folytonos energiaeloszlásé fotonoknál.

A 11. ábrán egyszerű két-rés elektron-interferométer látható. Ha ernyőjére elektron csapódik be, az ernyő felvillan. A becsapódás pillanatában az elektron *kis kiterjedésű*, makroszkopikus szempontból pontszerű valaminek mutatkozik:

ha az elektronok egyenként érkeznek, az ernyő hol itt, hol ott, de mindig egyetlen helyen villan fel. Az elektron ugyanúgy oszthatatlan, mint a foton.

Csakhogy *ugyanez* a kísérlet azt is bizonyítja, hogy az elektron, bármi legyen is különben, *nem lehet* kis kiterjedésű. Ha kicsi lenne, akkor a két, *egymástól makroszkopikus távolságra* levő rés közül szükségképpen vagy az egyikén, vagy a másikon keresztül jutna el a katódtól az ernyőig. Márpedig az ernyőn van olyan körzet, amelybe jócskán érkeznek elektronok, ha akár az egyik, akár a másik rés egyedül van nyitva, de teljesen elkerülik, ha mind a két rés nyitva van. Az elektron a makroszkopikus távolság ellenére „tudomást szerez” mind a két résről.

Oszthatatlanság és interferencia együtt az elektron viselkedését – akár a fotonét – *a geometriai tér fogalmával összeegyeztethetetlennek* tüntetik fel.

Kényelemből (és nem magyarázatképpen!) most pongyolán az elektron kettős természetéről beszélhetünk.

Olyan környezetben, amely nem alkalmas arra, hogy az elektron nyomot hagyjon benne, pl. katódcső belsejében vagy egy magányos proton közelében, az elektronra úgy gondolhatunk, mint kiterjedt, folytonos felhőre, amelyet a Schrödinger-egyenletnek engedelmeskedő hullámmamplitúdó jellemez. Természetesen az atomban kötött elektron esetében a kiterjedt felhő mérete makroszkopikus szempontból kicsiny (éppen az atom átmérőjével egyenlő), de ha az elektront megfelelő energiaközléssel szabaddá tesszük, akkor a Schrödinger-egyenletet követve a felhő éppen úgy szétterjed, mint pl. a hang.

Ha azonban egy már kiterjedt hullám fényképlemezzel, cink-szulfid ernyővel stb. találkozik, csak egyetlen pontszerű feketedést vagy felvillanást vált ki rajta. Amit addig folytonos töltéssűrűségként képzelünk el, rögtön „átváltozik” a becsapódási vagy megtalálási valószínűség sűrűségévé, mielőtt az ernyőhöz ér.

A hullámfüggvény valószínűségi tartalmára *Max Born* mutatott rá elsőnek. Ez jelentős lépés volt a kvantummechanika történetében, de maradandó félreértés forrása is lett.

A hullámfüggvény valószínűségi tartalma csak a fényképlemezzel, ernyővel stb. való találkozásnál jut szerephez. De mert egyszerűbb az amúgy sem szó szerint veendő szemléleti képeket nem cserélgetni, szokás a ψ -ről *mindvégig* (ernyő nélkül is) úgy beszélni mint valószínűség-hullámról, amikor is annak valószínűségét, hogy az elektron a P pont körüli ΔV térfogatban *tartózkodik*, $[\psi(P)]^2 \cdot \Delta V$ adja meg. Valójában szó sincs arról, hogy az elektron mindig *valahol* tartózkodik, csak mi nem ismerjük a pontos helyét: a nagy réstávolság mellett is létrejövő interferencia ezt kizárja.

Valószínűleg senki nem tud ellenállni a kísértésnek, hogy legalább meg ne próbálja maga elé képzelni az elektron „lehetetlen” viselkedését az interferométerben. Ilyenkor az elektron minden bizonnyal úgy jelenik meg lelki szemeink előtt, mint valami bonyolultan vonagló, kitágulni és összerándulni képes puhatestű lény.

Ez tulajdonképpen azt jelenti, hogy az elektron térbeli visel-

kedését az *alakjával* (a belsejének a kiterjedésével) igyekszünk kapcsolatba hozni. A klasszikus szemlélet számára, amely, mint az előző fejezet végén már utaltunk rá, úgy tekinti a fizikai realitást, mintha az elvileg *pontonként* leltárba vehető lenne a háromdimenziós geometriai térben, egyéb lehetőség fel sem merül.

Az ilyenfajta megjelenítés azonban zsákutca. Ennek érzéltetésére most csak annyit jegyzünk meg, hogy interferenciajelenséget nemcsak elektronokkal, hanem *egész atomokkal* is létrehozhatunk. Ilyenkor egész atomok becsapódását figyeljük meg valamilyen ernyőn. (Előzőleg az atomoknak makroszkopikus kiterjedésű vákuumban kell haladniuk, ugyanúgy, mint az elektronoknak az elektron-interferométerben.) Az egyes felvillanások ilyenkor is pontszerűek, eloszlásuk azonban arra utal, hogy az atom menet közben egy makroszkopikus kiterjedésű tartományról tudomást vett, tehát valamilyen értelemben *makroszkopikus méretűre* nőtt. De kísérletileg ellenőrizhető, hogy ilyenkor az atom menet közben *nincs* ionizált állapotban, az elektronnak és a protonnak (a rogenatomra gondolva) *nincsenek egymástól távoli részei*. Ezt a mutatványt két egymással játszadozó puhatestű már semmiképpen nem tudja megcsinálni.

Az anyag és tér mélyebb kapcsolata röviden (és egyelőre még talányosan) szólva lehetővé teszi, hogy az atom kifelé mutatott térbeli viselkedése (haladó mozgása) és szerkezete (belső mozgása) a térben mintegy egymástól függetlenül elférjen. Az atom „külső” és „belső” mozgásának bizonyos mérvű, a klasszikus szemlélet számára felfoghatatlan szétválásával, kissé más oldalról, már korábban találkoztunk, amikor tudomásul vettük, hogy a szobahőmérsékleten összeütköző nemesgázatomok nem parányi naprendszerként, hanem parányi biliárdgolyóként viselkednek, azaz a belső mozgás a külvilág számára Csipkerózsika-álmot alszik, és legfeljebb mint a biliárdgolyó átmérője jelentkezik, ha az atom nem vákuumban, hanem pl. gázban halad.

Ezek után talán már mond valamit az a kijelentés, hogy az elektron viselkedésében (akár az atomban kötött, akár az interferométerben szabadon mozgó elektronra gondolunk) az elektron külső mozgásának megnyilvánulását kell látnunk, az elektron belső szerkezete, ha egyáltalán beszélhetünk róla, a körülöttünk zajló folyamatokban nem jut közvetlen szerephez.

Mindezt azért kellett már itt előrebocsátanunk, hogy elébe vágjunk a félreértésnek. A következő pontban ugyanis, amelyben röviden áttekintjük a fizika XX. századi forradalmának utolsó, negyedik fázisát is, egy pillanatra újra szóba kerül majd az ún. elemi részecskék belső szerkezetének a problémája.

A negyedik fázis áttekintése nélkül nem lenne teljes a végső lényeg kék madarának a története. De azok a távlatok, amelyek a forradalom utolsó korszakában nyíltak, már kívül esnek könyvünk keretein, s éppen azt a kérdést szeretnénk már előre felvetni, hogy hogyan beszélhetünk átfogó megértésről az atomok világában, milyen joggal állíthatjuk, hogy a modern fizika befejezte a két és fél ezer éve elkezdett mondatot, ha az elektronok, protonok „végső mibenléte” továbbra is homályban marad.

Nos, a kvantummechanika pontosan annak köszönheti óriási teljesítőképességét, hogy meg tudja ragadni a megnyilvánuló és a Csipkerózsika-álmot alvó mozgásformák közötti különbséget, más szóval az anyag legkisebb építőköveinek leírásában helyet tud hagyni azoknak a titkoknak a számára, amelyeket a természet egyelőre megtart magának.

4. Sohasem egy és sohase más

A neutron felfedezésével (1932) bizonyossá vált, hogy normális körülmények között elektronok nincsenek az atommagban. De akkor a radioaktív β -bomlásnál a magból kilépő elektron a bomlás aktusában keletkezik!

A neutronnal csaknem egy időben fedezték fel a kozmikus sugárzásban a pozitront, az elektron pozitív töltésű ikertestvérét, ún. antirészecskéjét. Nem sokkal később a Wilson-féle ködkamrában sikerült láthatóvá tenni az olyan csodálatos folyamatokat, mint egy nagyenergiájú foton átalakulása elektron-pozitron párrá, vagy megfordítva, egy elektron-pozitron pár szétsugárzása fotonokká.

Nehéz lenne hasonlatot találni arra, hogy mindez milyen szenzációt jelentett.

Pedig Dalton óta, aki először mondta ki határozottan, hogy az egyes kémiai elemek atomjai egymás között szigorúan egy-

formák, az atomizmus gondolata mögött ott bujkál egy kínzó kérdés: ha a végső építőkövek örök életűek, azaz létük egyszer s mindenkorra adott, akkor milyen titokzatos hatalom parancsára egyformák?

Ha viszont a részecskék átalakulhatnak egymásba, akkor rögtön elképzelhetővé válik, hogy a csillagászati számú elemi részecske az univerzumban összehasonlíthatatlanul kisebb számú átfogó dinamikai törvényszerűség megnyilvánulása. A fotonoknak sem tulajdonítunk önálló egyéniséget, keletkezésükben, terjedésükben és eltűnésükben az egyetlen elektromágneses mező állapotváltozásait látjuk.

S valóban, 1932 után rohamosan kibontakozott az ún. részecskefizika vagy más néven nagyenergiájú fizika (mindjárt megértjük ezt az elnevezést), amely pontosan az „elemi részecskék” tulajdonságainak, átalakulási hajlandóságuknak átfogó törvényszerűségeit kutatja.

Ma egyetlen olyan részecskefajtát sem ismerünk, amely bármilyen körülmények között megőrzi az egyéniségét: alkalmas feltételek között minden részecske átalakul.

Az utolsó fázis tehát mintegy visszakanyarodik az első fázis-hoz, és rávilágít a Michelson-kísérlet igazi jelentőségére.

A klasszikus fizikai világkép összeomlása végső soron a fizikai anyagfogalom elmélyülésére vezetett.

Az anyag „végső részecskéit” nem a klasszikus értelemben vett elpusztíthatatlanság jellemzi, hanem a stabilitásnak és a változékonyságnak ugyanaz a sajátos, dialektikus viszonya, amelyet a kémiai kötéssel vagy a hidrogénatom diszkrét energiaállapotaival kapcsolatban már megismertünk.

De van-e értelme ilyen körülmények között azt mondani, hogy a proton, elektron stb. *elemi részecske*, a hidrogénatom ellenben összetett rendszer? Vagy általánosabban megfogalmazva: *mit jelent az oszthatatlanság a modern fizikában?*

A választ egy hasonlattal közelítjük meg.

Hogyan győződünk meg arról, hogy a műanyag szervizkészletünk valóban törhetetlen darabokból áll-e, amint rá van írva? Mondjuk úgy, hogy fogunk két tányért, és teljes erővel egymáshoz csapjuk őket. A klasszikus fizika fogalmai szerint két eset lehetséges.

a) Mindkét tányér sértetlen marad, bárhogy erőlködünk is. Ha így van, akkor a tányér „oszthatatlan”.

b) A tányér darabokra törik. A cserepeket egymás mellé

illeszthetjük: azok kiadják a tányér eredeti alakját. Súlyuk együtt a tányér eredeti súlyával egyenlő. A tányér „osztható”.

Ha a készlet darabjai elemi részek módján viselkednének, valami egészen mást tapasztalnánk. Képzeliük el, hogy össze-
ütünk két tányért. Semmi sem történik. Még nagyobb erővel
ütjük őket össze, s íme: kezünkben két tányér *meg egy csésze*
hullik ki!

Mérlegre helyezve, nyugvó állapotban a két tányér *meg egy*
csésze együtt nehezebb, mint két tányér. Az is előfordulhatna,
hogy a két tányér helyett egyszerűen három csésze repül ki a
kezünkben, és lehet, hogy a mérlegen három nyugvó csésze
könnyebb, mint két tányér.

A hasonlatot a valóság nyelvére lefordítva: az elemi részek
olyan többé-kevésbé stabil megnyilvánulási formái, egyensúlyi
állapotai az anyagnak, amelyek átalakíthatók ugyan, de nem
törnek cserepekre. Ezekben az állapotokban az anyag magára
hagyva viszonylag tartósan megtűri önmagát. Ha két részecske
nagy energiával összeütközik, új egyensúly kialakulása válik
szükségessé. Az ütközés után kirepülő részek azonban a stabil
formáknak pontosan ugyanabból az összességéből verbuvá-
lódnak, amiből az ütköző részek, és nem foghatók fel tör-
meléknek. Ezt bizony nem álmodhatta meg *Démokritosz*!

Az anyag megmaradását nem a részecskék számának állan-
dósága, hanem az összenergia és impulzus (továbbá az elekt-
romos töltés és néhány hasonló mennyiség) megmaradása
tükrözi. Pl. hasonlatunk nyelvén két, egymáshoz képest moz-
gó tányér *több anyagot* jelent, mint két nyugvó; ha a több-
let elég nagy, fedezheti az újonnan keletkező csésze tömegét
(miközben természetesen a két tányér lelassul).

Ha úgy tetszik, az oszthatatlanságnak ez a dialektikus fo-
galma vonja meg a határt „elemi” és „összetett” között a
mai fizikában. Amikor a hidrogénatomot összetett rendszer-
nek nevezzük, arra gondolunk, hogy az elektron és a proton
a hidrogénatom cserepeinek tekinthető, minthogy mérlegre
helyezve az elektron és a proton tömege együtt közelítőleg
megegyezik a hidrogénatom tömegével.

Világos azonban, hogy az ilyen oszthatatlanság nem jelent
végállomást a mikroszkopikus anyag megismerésében.

A tapasztalat azt mutatja, hogy ha egyre több energia kon-
centrálódik a kölcsönható (összeütköző) részecskékre, akkor
a stabilis végtermékek választéka nem bővül ugyan, de az

átalakulási folyamatok egyre sokrétűbbek és egyre újabb vonásokkal gazdagodnak. Az anyag kimeríthetetlen, vagy – ha így vigasztalóbb – a növekvő energiakonzentráció irányában haladva a végső lényeg délibábja együtt távolodik tudásunk látóhatárával.

Földi világunkban az anyag alapvető változékonysága elsősorban azért marad rejtve, mert az „összekoccanó” részecskékre nem koncentrálódik annyi energia, amennyi új részecskének nyugalmi tömegét fedezné (fotonok kivételével). Természetesen nem véletlen, hogy a tudatra ébredő ember „földi körülmények” között találta magát. Az élet kialakulásának éppen egy olyan finom energiaközlekedés a feltétele, amely *már* megtűr stabil építőelemeket, de *még* képes őket kombinálni.

Nagyon valószínű, hogy az elemi részek játékos kedve, egymásba alakulási hajlandósága legalább valamilyen elvont értelemben „belső szerkezetnek” fogható fel, amely csak rendkívül nagy energiakonzentráció esetén kel életre.

De míg a hidrogénatom belső szerkezetét a kvantummechanika, mint látni fogjuk, az anyag és tér viszonyára vezeti vissza, addig az elemi részek esetleges belső szabadsági fokainak (a kvarkoknak?) térbeli viselkedése, ha egyáltalán lehet ilyenről beszélni, úgy látszik, túllép a mai kvantummechanikán.

II. rész

Az elmosódott pont

„.....

Elhagyod arcodat, bár kulcsra zártad,
akár egy szobát,
s nem marad itt belőled más, csak
fürtös koponyád.

Megcsókollak, átölelem a térded,
de te lebegőn
kiszöksz magadból, ahogy egy kísértet
száll ki a tetőn.”

*Cocteau: Hűtlen barátnőm
(Rónay György fordítása)*

4. fejezet:

Gyermeki szemlélet

1. Célkitűzés

A kvantummechanika alapjaival kapcsolatban a nehézség lényege nem a dolgok bonyolultsága, hanem az, hogy valami egyszerűről valami képtelent hallunk.

A kentaur lónak ember, embernek ló. Csak a kentaurhoz hasonlít igazán. De végül is meg tudjuk mondani, hogy milyen.

Az elektron golyónak hullám, hullámnak golyó. Csak az elektronhoz hasonlít igazán. De az elektronról, úgy tűnik, lehetetlen megmondani, hogy milyen.

Nem az a baj, hogy az elektron nem hasonlít semmilyen korábban megismert dologhoz, hanem az, hogy a létezése logikai képtelenségnek tűnik.

Ez a körülmény illuzórikussá teszi azt az igyekezetet, hogy a kvantummechanikát egyszerű ráépítéssel, mintegy a figyelmet a nehézségekről elvonva értsük meg.

A mi taktikánk alapja, éppen ellenkezőleg, a nehézség ilyen jellegének *kihangsúlyozása*. A továbbiakat ez a kiindulás szinte egyértelműen megszabja.

A legelőször felmerülő kérdés éppen az, hogy hogyan tűnhetnek tapasztalati tények nem csupán furcsának, hanem logikai képtelenségnek. A válasz így hangzik. Valamikor régen, talán még csecsemőkorunkban, valami olyan alapvető tapasztalatról alkottunk hamis képet, amely tapasztalat megszerzésére már egyáltalán nem emlékszünk, s a hamis képet annyira természetesnek érezzük, hogy akaratlanul is becsempésszük a gondolatmenetünkbe. Így keletkezik az ellentmondás látszata.

Ezek után a tennivaló két következő lépése is világos.

a) Élménnyé kell tennünk, hogy *minden* fogalmunkhoz ta-

nulással jutottunk, még a legegyszerűbbekhez is, mert akkor világossá válik, hogy ezekbe is hiba csúszhatott.

b) Át kell látnunk, hogy valóban, még a legegyszerűbb fogalmakat is rosszul tanultuk meg.

A feladat első része a kisgyerekkori megismerés elemzését kívánja, ez élvezetes és könnyű. A második kérdés fogasabb. Alapfogalmaink tökéletlenségét legradikálisabban maguk a modern fizikai tények mutatják. Ezen az úton haladt a tudomány. A századforduló táján új tényekhez csakhamar kialakult az új, eredményes formalizmus, ez volt a bizonyítéka annak, hogy nem a természet megismerhetetlen, hanem az elfelejtett eredetű képek rosszak. Ez az út a furcsa tények és a furcsa formalizmus kettős terhét jelenti. Közben az, hogy tehetetlenül kell túrnunk a térre és anyagra vonatkozó legintimebb érzéseink ledorongolását, ellenállást vált ki, kudarcélményt okoz.

Mi más utat követünk. Miután a csecsemőkorra való „visszaemlékezés” alapján gyanút fogtunk alapfogalmaink megbízhatóságát illetően, *Sherlock Holmes* módjára kiokoskodjuk, *a makroszkopikus mechanika körén belül maradvá*, hogy hétköznapi szemléletünk kialakítása közben hol követünk el a hibát. Ha erre „magunktól jövünk rá”, a mikrofizika tényeinek útmutatásáról látszólag elfeledkezve, az nem megy az önérzetünkre, és áthidalja a makrovilág és a mikrovilág közötti szakadékot.

A további munkánk éppen abból áll, hogy a klasszikus szemlélet kritikájából fakadó felismeréseket következetesen továbbgondolva mintegy előre kitaláljuk, „megjósoljuk” az elektron viselkedését.

2. A tárgyak önállósága

Szemléletünknek az a primitivitásában felülmúlhatatlan, látszólag magától értetődő eleme, amelynek megtanulására nem emlékszünk, s amely majd a valóság leegyszerűsítésének bizonyul, a következő: az anyag tartósan azonosítható, nyomon követhető részekből áll. A nyomon követhetőség más szóval azt jelenti, hogy az anyag részei meghatározott pályán, műszóval trajektórián mozognak.

Ennek a szemléletnek a háttérében az „anyagmegmaradás tételének” csecsemő-, illetve kisgyerekkori felismerése, öntudatlan megfogalmazása áll. Az anyagmegmaradás az 1–2 éves kisgyermek számára a tárgyak maradandóságát, egymástól való elkülönülését, azaz a tárgyak önállóságát jelenti.

Ezt a tételt a csecsemő *tanulja*. Fokozatosan jut el az egyes tárgyak által létrehozott ingercsoportok elkülönítéséhez, ismétlődésük megjegyzéséhez, végül a tárgyak önállóságának fogalmához.

Négyhónapos csecsemő érdeklődve figyel a csörgőjét. Ha a csörgőt a szeme előtt letakarjuk egy zsebkendővel, érdeklődése megszűnik.

Nyolchónapos gyerek előtt, miközben odafigyel, feltűnő módon előveszünk a zsebünkből egy tárgyat, amely a gyerek érdeklődését már korábban felkeltette. Lassan átvezetjük a látómezején, s párnája alá dugjuk. A gyerek tekintetével követi a tárgyat, s mikor eltűnt, keresni kezdi. De ott keresi, ahol előbukkant, nem pedig ott, ahol eltűnt. Mintegy *a jelen-ség megismétlődését várja*.

Másfél éves gyerek pityeregve elbúcsúzik apjától a vasútállomáson, majd anyjával hazatér, és megdöbben azon, hogy apját nem találja otthon.

Körülbelül két éves a gyerek, mire eljut odáig, hogy a tárgyakat saját cselekvéseitől függetlenül is, folyamatosan („mindig valahol”) létező dolgoknak érezze.*

A *nyomon követhetőség* azután innen kezdve a történések általános rendező elvévé válik. Ezen a következőt értjük. A kisgyerekeknek természetesen kezdettől fogva kialakulnak a tárgyak helyváltoztatásánál mélyrehatóbb változásokról is bizonyos érzékletes benyomásai. De a későbbiekben csak akkor érzi, hogy érti őket, ha sikerült őket alárendelnie a nyomon követhetőség már elfogadott követelményének, ha a megérteni kívánt folyamat *átalakulás*. A kiscsibe a tojásból lesz, a királyfi a békából. „Az a megmaradó valami, ami béka volt, most királyfi” stb. Ennek a tudatosan ki sem mondott megállapításnak a nyugalma a változatlan tárgyak életményéből meríti a gyerek.

* Közelebbi részleteket az ún. konstanciáknak a kialakulásáról Mérei Ferenc–V. Binét Ágnes: *Gyermeklélektan* (Gondolat, Budapest, 3. kiadás, 1975) című könyvében talál az olvasó.

Természetesen a változatlan tárgyak elkülönülése, önállósága is igényel változást. Noha szinte már bosszantóan szép példája a dialektikának, mégis igaz: változás és megmaradás csupán egymás mellett, egyszerre létezhetnek. Hogy a cuclisüveg és a szoba mennyezete két különböző dolog, az csak azon keresztül derül ki, hogy relatív helyzetük sokat és bonyolultan változik, eközben nyílik alkalom a valóban összetartozó érzéki benyomások megragadására.

A tárgyak kölcsönös elrendeződésében rejlő lehetőségek halmaza nem más, mint a tér szerkezete. *Amikor a gyerek eljut a tárgyak önállóságához, valójában térszemléletének alapjait is lerakja.* A térbeliségről tudatosan és megbízhatóan, a konkrét tárgytól elvonatkoztatva gondolkozni azonban csupán tízéves kora körül képes.

A folyamatok alárendelése a nyomon követésnek természetesen csak azért lehetséges, mert a trajektória a kisgyermek számára nem szigorú vonal (amelyet egy mozgó pont rajzol), hanem alkalmazkodóképes, gyermeteg valami. A királyfi „ott” jelenik meg, ahol a béka volt stb. (Ennek örökségeképpen fogadjuk el az iskolában olyan természetességgel, hogy „a magára hagyott test egyenesvonalú, egyenletes mozgást végez”, akkor is, ha pl. a test forog és a súlypontról még semmit sem tanultunk, vagy a súlypont kívül van a testen.)

A nyomon követhetőség gyermeki élménye nem durva tévedés, hanem jó közelítés, amely valóban nélkülözhetetlen a tapasztalatok összefogásában. Ha azonban egy átalakulás részletei iránt érdeklődünk, pl. azt kérdezzük, hogy hogyan kezd a kiscsirke kirajzolódni az eredetileg egyöntetű tojássárgában, a jelenség egyszeriben rejtélyessé válik. Amikorra viszont a gyerek – vagy felnőtt – értelmé eljut odáig, hogy az ilyen kérdések izgalmas voltát felfogja, addigra a csecsemőkori élmények már rég feledésbe merültek. Ezért ahelyett, hogy a nyomon követhetőség korlátlan érvényességében kételkednék, igyekszik annak élményét újra felidézni, azaz a tojássárgáját oly módon kisebb egységekre bontani, hogy az embrió fejlődésének megindulása azok átrendeződéseként vagy átalakulásaként legyen leírható.

Egy kicsit tovább okoskodva végre megérthetjük, hogyan jutott el már a görög gondolkodás az atom fogalmához. Ha a kisebb egységek is átalakulnak mozgásuk közben, akkor az előbbi lépés megismétlődik, hiszen akkor most ennek az át-

alakulásnak a részletei után érdeklődhetünk. Ebben a megismerési folyamatban csak akkor van megállás, ha olyan végső építőkövekig jutunk el, amelyek már csupán átrendeződnek, de át nem alakulnak.

A tudománytörténetnek sokáig egyik nagy talánya volt, hogyan hozhatta létre a görög géniusz az oszthatatlan atom eszméjét a kémiai reakciók stöchiometriai szabályainak, a mikroszkópnak stb. ismerete nélkül. Most megértjük: a végső építőkö fogalmát a tárgyak állandóságáról szerzett élményünk kisgyerekkori, azóta tudat alá süllyedt *egyeduralma* sugallja.

3. Állapot és mozgás

Környezetének variálásában, s ezen keresztül az összefüggések megismerésében, a helyzetek megértésében a kisgyermek tevékenyen részt vesz. 4–6 hónapos korában jól észre lehet venni, hogy vizuális és mozgásos (motoros) élményeit koordinálja, egyezteti. Az új tapasztalatoknak a különböző mozgássémák begyakorlásán (belsővé tételén) és felidézésén keresztül történő rendezése, hozzáillesztése a már meglevő élményanyaghoz 1–2 éves korban egyenjogú, sőt részben elsődleges a vizuális tapasztalatszerzéshez képest. (A kisgyerek szeme nem ér messzebb, mint a karja: a távoli jelenségek látványa még nem mond neki semmit.) Feltehetjük, hogy ebben az életkorban *ugyanolyan konkrét érzés a gyerek számára, ha egy kezében levő test mozog, mint ha meleg.*

De csakhamar a látás lesz az uralkodó információforrás a környezet állapotának felmérésében. A lassan mozgó tárgyakat a szemünk könnyedén megtanulja nyomon követni. *A szem számára ezért a lassan mozgó test látványa olyan pillanatképek egymásutánja, amelyek külön-külön ugyanolyanok, mintha a test az éppen elfoglalt helyen állna.* (A lecsapott pingponglabdát esetleg fehér csíknak látjuk, ennek azonban már nincs számottevő hatása a szemléletünkre: egyszerűen megállapítjuk, hogy a túlságosan gyors tárgyat szemünk nem képes követni.)

A pillanatnyi állapot bennünk élő, vizuálisan vezérelt fogalmából hiányzik a mozgás. Nem véletlen, hogy az „állapot” vagy „tényállás” szó az áll igéhez kapcsolódik, mint ahogy

az sem véletlen, hogy egy pillanatképre valami igazában oda nem illőt rajzolunk, ha érzékeltetni akarjuk, hogy a képen valami mozog (12. ábra).

A tárgyak létezéséhez képest azok mozgása alárendelt, másodlagos valaminek tűnik. Ez a benyomás megfelel a hétköznapi tapasztalatnak, nincs mit szégyellni rajta. Az elgurult labda mozgása csakhamar „nyomtalanul” megszűnik, a mozgás csak kivételesen jár olyan drasztikus következményekkel, mint pl. egy váza eltörése. A helyzet általában fontosabb, mint az, hogy hogyan érjük el; a „hol van?” kérdés sokkal gyakoribb, mint az, hogy „hogyan mozog?”.

Az általános iskolai oktatás, annak ellenére, hogy manapság minden diák betéve tudja: „anyag és mozgás elválaszthatatlan”, a mozgás alárendeltségét csak megerősíti, amikor a sebességet *leszármaztatott* mennyiségként, a megtett út és a hozzá szükséges idő hányadosaként értelmezi. Ez ellen még csak nem is tiltakozhatunk. Az iskola csak azt teszi szabattossá, ami hallgatólagosan már úgyis él bennünk. A sebesség fogalmát lényegében *két helyzet* összehasonlításából származtatjuk le. A szánkózó vagy motoron száguldó kamasz ugyan látszólag közvetlenül érzékeli és élvezi a sebességet, benyomásairól (zúgás, ellenszél stb.) azonban ő maga is tudja, hogy nem eléggé „szakszerűek”. A zárt, egyenletesen és zajtalanul közlekedő járműről a bent ülő utas nem tudja eldönteni, hogy áll-e vagy mozog.

4. Anyag és impulzus

Valójában a mozgás az anyag létének olyan megnyilvánulása, amely teljesen egyenrangú azzal, hogy az anyag *mindig valahol* van, hogy helye van. Ez azonban csak azután vált világossá, hogy kiderült: egy test mozgásának nem annyira a sebessége, mint inkább az *impulzusa* (lendülete, lököképessége) az igazán fontos jellemzője. Az impulzus ugyanis ugyanúgy megmarad, mint az anyag.

A guruló labda csupán látszólag veszti el mozgását nyomtalanul. A valóság az, hogy átadja impulzusát a földgolyónak. Az impulzus semmivel sem kevésbé elpusztíthatatlan, mint az anyag.

Mihelyt az impulzus fontosságát átérezzük, nagyon megerősödik a gyanúnk, hogy a pillanatnyi állapot bennünk élő képe alapvetően csonka.

Ha egyszer az impulzus éppúgy *van*, mint az anyag, akkor valószínű, hogy az impulzus a *pillanatnyi tényállás része*, nem lehet csupán két tényállás viszonya, két tényállás összehasonlításának az eredménye. *A pillanatnyi állapot helyes képe valami olyasmi kell legyen, amiből nemcsak a szorosan vett helyzet, hanem az impulzus is kiolvasható.*

A szigorúan trajektórián mozgó anyag elképzelésének a kegyelemdőfést azzal adhatjuk meg, hogy megkérdezzük: hogyan mozog az impulzus?

Impulzusa a mozgó anyagnak van. Egy szabadon mozgó test, pl. a biliárdgolyó nyilvánvalóan „magával viszi” az impulzusát. Ha tehát a golyó trajektórián mozog, akkor ezt teszi az impulzusa is.

De mi történik az impulzussal, ha ez a golyó centrálisan

nekiütközik egy ugyanakkora, nyugvó biliárdgolyónak? Tudjuk jól: az első golyó megáll, a második megindul.

De vajon azt gondoljuk-e, hogy az impulzus egy rövid időre önállósul, elszakad az anyagtól, s mint holmi gonosz lélek egy primitív törzs varázslójának a parancsára, kivonul az egyik testből és átköltözik a másikba?

Helyesebbnek látszik azt mondani, hogy a két test kölcsönhatása során az első test impulzusa *elhal*, miközben a második testben impulzus *keletkezik*. Az impulzus mintegy *újjászüli önmagát*, nem pedig úgy marad meg, hogy egyes adagjait az ujjunkkal nyomon követhetjük. Ha mégis megpróbáljuk fenntartani azt az elképzelést, hogy az ütközésnél az impulzus „darabkái” meghatározott útvonalon, trajektórián *mennek át* egyik testből a másikba, csakhamar ellentmondásra jutunk (lásd a 13. és 14. ábrát és a kísérő szöveget). Röviden úgy fejezhetjük ki ezt, hogy azt mondjuk: *az ütközésnél az impulzus nem halad (trajektórián), hanem terjed (újjászületéssel)*.

Ha tehát az anyag trajektórián mozog, akkor az impulzus hol halad (mikor egy test szabadon mozog), hol terjed (ütközésénél), a viselkedését egységesen leírni nem lehet.

Az anyag nyomon követhetőségére alapuló szemléletünknek tehát két alapvető gyengesége van. Az elsőt közvetlenül érezzük, a másodikat a tapasztalat felhasználásával kiokoskodtuk.

A) A pillanatképből hiányzik a mozgás.

B) Az impulzus ugyanúgy megmarad, mint az anyag, de míg az anyag mindig (trajektórián) halad, addig az impulzus hol halad, hol terjed.

13. ábra. Egyenlő tömegű a és b test rugalmas ütközése síkban. A két test pályáját tüntettük fel, valamint az impulzus komponenseit ütközés előtt és után. A b test már az ütközés előtt is mozog, és pedig úgy, hogy az (x, y) koordináta-rendszerben sebességének y -komponense végig állandó, és megegyezik az a test sebességének y -komponensével. Ha csak az a. ábrát nézzük, azt gondolhatjuk, hogy a két test impulzusának y -komponense külön-külön együtt mozog a két testtel, az a test impulzusának x -komponense azonban átköltözött a b testbe. Ha viszont ugyanezt az ütközést az (x', y') koordináta-rendszerben vizsgáljuk (b. ábra), akkor azt kellene mondanunk, hogy a b test impulzusának y' -komponense költözött át az a testbe.

5. fejezet:

Helyzet és mozgás egysége

1. A fotoriporter trükkje

Csupán a biliárdasztalt figyelve aligha lehetett volna a kvantummechanika alapfogalmait kitalálni. Mi azonban most mégis ezt fogjuk csinálni. Úgy teszünk, mintha a modern atomfizikáról nem is hallottunk volna, ezzel szemben a *klasszikus szemlélet két gyengeségét alapvető hiányosságnak fogjuk fel, ami a valóságban „nem lehet úgy”,* s mintegy látnoki szemmel felismerjük a biliárdgolyók viselkedése mögötti teljes igazságot.

Az anekdotabeli detektívet betöréshez hívják ki egy magányos villába. A színhelyről hatalmas lábnyomok vezetnek egy kavicsos térségig, onnan apró lábnyomok indulnak tovább. A mesterdetektívnek rövid töprengés után felcsillan a szeme: „A ravasz gazember! Mind a két nyomot ő hagyta! Kis cipőt húzott a nagy bakancsára!”

Több éleslátásra nekünk sincs szükségünk. Az ütközésnél az impulzus *biztosan* nem trajektórián mozog. Ha az impulzus és az anyag viselkedése nem széteső részletekből áll, akkor *sem az impulzus, sem az anyag nem mozog soha szigorúan trajektórián.* Ha mégis úgy tűnik, az csak megtévesztő látszat.

Mi van a látszat mögött? Gondoljunk az *A*) hiányosságra! A *pillanatnyi helyzet* (állapot) korrekt fogalma a hely mellett az impulzust is kell hogy tartalmazza.

A fotoriporter egyszerű trükk segítségével éri el, hogy a szálguló versenyautóról készült „pillanatfelvétele” érzékeltesse az autó mozgását. Hamis pillanatfelvételt készít, szándékosan viszonylag hosszú expozíciós időt választ, ezért a képen az autó elmosódottan jelenik meg.

Az elmosódottság azt jelenti, hogy *aminek a képen egyetlen pontnak kellene lennie, az nem egy pont*, hanem szétkenődik, kiterjed. Ennek a kiterjedésnek nyilvánvalóan semmi köze sincs ahhoz, hogy az autó nem pontszerű, hanem kiterjedt test, éppen úgy, mint ahogy az általa létrehozott elmosódottságnak semmi köze sincs az olyan elmosódottsághoz, ami nem a test mozgásával, hanem bizonytalan körvonalaival függ össze, ha pl. nem autót, hanem az égen száguldó felhőt fényképezünk. Hogy az ilyenfajta félreértést elkerüljük, mindjárt állapotodjunk meg abban, hogy amikor a továbbiakban egy test *klasszikus fizikai értelemben vett* helyéről beszélünk, akkor mindig a tömegközéppontra gondolunk, tehát egy olyan valamire, ami a klasszikus fogalmak szerint matematikai szigorúsággal *egyetlen pont*, akármilyen a test. „Ott van a test” – ezen azt fogjuk érteni, hogy a tömegközéppontja ott van.

Amit a fotós hamisítással állít elő, azt a természet csalás nélkül valósítja meg.

A pillanatnyi állapot szemléletünkben élő képe és a mögötte megbújó valóság között a különbség pontosan az, hogy ami a klasszikus fogalmak szerint *egyetlen pont*, az a valóságban valami egyéb (azonnal megmondjuk, hogy micsoda), olyasvalami, amit – hihetetlenül parányi mértékben – *elmosódott pontnak* nevezhetünk, de amit a hétköznapi gyakorlatban a geometriai ponttól, a fényképész trükkfelvételével ellentétben, megkülönböztetni nem tudunk.

A klasszikus fizikában a pillanatnyi helyzet éppen azért nem tartalmazhatja a mozgásállapotra vonatkozó teljes információt, mert egy geometriai pontnak a helyzetén kívül egyéb adata, jellemzője nincs. De ha az a matematikai valami, ami a test pillanatnyi helyzetét igazán jellemzi, csupán „gyakorlatilag” geometriai pont, szigorúan véve vannak részletei, akkor az *A)* nehézség esik, az impulzusra vonatkozó információt ezek a részletek fogják hordozni, *az impulzus a helyzet részévé válik*.

2. A természet bűvészmutatványa

Hogyan állít elő elmosódott pontot a természet?

A kérdés varázsa a pont végletes egyszerűségében rejlik. A pont olyan egyszerű, hogy ami egy kicsit más, az okvetlenül nagyon más is, mint ahogy egy kicsiny pozitív szám is végtelenszer nagyobb a nullánál. Fogalmilag valami merőben új dologról kell hogy szó legyen, és várható, hogy alkalmas körülmények között a különbség kidomborodik. *Azt, hogy a kvantummechanikai viselkedés olyan nagyon más is tud lenni, mint a klasszikus, csírájában már ebben a pillanatban megértettük.*

Induljunk ki abból, hogy hogyan adhatjuk meg a test helyzetét a klasszikus mechanikában. Egyszerűség kedvéért egydimenziós (x -tengely menti) mozgásra szorítkozunk. A szokás az, hogy megadjuk a test (a súlypont) x_T koordinátáját valamilyen origóra vonatkoztatva. Ehelyett azonban úgy is eljárhatunk, hogy az x -tengely mentén egy alkalmas $f(x)$ függvényt definiálunk. Egy függvényt megadni, jól tudjuk, annyit tesz, mint az x -tengely minden pontjához (minden x értékhez) egy számértéket rendelni. Esetünkben alkalmas függvény a következő. Az x -tengely minden pontjához, kivéve az x_T pontot, a zérus értéket rendeljük, az x_T ponthoz pedig az 1 értéket (15. ábra). Kétségtelen, hogy ez a – kissé mesterkélt, nem folytonos – függvény ugyanolyan jól jellemzi a test helyzetét a klasszikus mechanikában, mint az x_T koordináta. (Ahol az $f(x)$ nem zérus, ott a súlypont.)

Ezután szinte „muszáj” kitalálni: az az elmosódott pont, amely a test pillanatnyi helyzetét igazán jellemzi, egy olyan – immár folytonos, mesterkéletlen – $f(x)$ függvény, amely nem csupán egyetlen pontban, hanem egy pont kis környezetében különbözik zérustól (16. ábra).

A test „ott van, ahol az $f(x)$ van” [= ahol $f(x)$ nem zérus]. Az impulzust, mint nyomban meglátjuk, $f(x)$ alakja kódolja. (Éppen ezért szorítkozunk a háromdimenziós tér helyett az egydimenziós x -tengelyre, hogy a papír síkjának másik dimenzióját $f(x)$ szokásos grafikus ábrázolására használhassuk fel. A háromdimenziós térben $f(x)$ helyére egy olyan $f(x, y, z)$ függvény kerül, amely ugyancsak egy pont kis környezetében különbözik zérustól.)

Az, hogy a „hol van”? kérdésre nem egyetlen határozott

számadat, hanem egy függvény a válasz, fogalmilag valóban teljesen új. Ezért először is nem árt hangsúlyozni, hogy egy ilyen függvény csak *mint pont* „elmosódott”, *önmagában véve* éppen olyan határozott matematikai valami, mint a pont. Másodszor rögtön felvetődik, hogy mit jelent ez közelebbről. De semmi értelme nincs annak, hogy most a szemünket kíváncsian meresztgessük a környező tárgyakra. A retinánkon (vagy akár a legfinomabb fényképlemezen) keletkező kép életlensége ugyanis – mint a részletes elemzés mutatja – mindenképpen igen nagy (körülbelül billiószoros) az $f(x)$ által képviselt elmosódottsághoz képest.* Más szóval a biliárdgolyó esetében minden szokásos megfigyelés szempontjából $f(x)$ ugyanazt a szerepet játssza, mint a pont. Ezért egyelőre félretesszük azt a kérdést, hogy hogyan lehet $f(x)$ fizikai valóságát kísérletileg demonstrálni, s ehelyett $f(x)$ tulajdonságainak és viselkedésének kitalálásával foglalkozunk.

3. Az impulzus kódolása

Vajon mi képviseli $f(x)$ alakjában az impulzust?

Első gondolatunk valószínűleg az, hogy a görbe magassága vagy szélessége.

Az első lehetőség azonnal elesik, mihelyt eszünkbe jut, hogy a háromdimenziós térben az impulzusnak végtelen sok iránya lehet. A kódolásnak olyannak kell lennie, hogy háromdimenziós térre általánosítható legyen.

A második lehetőség sem jön komolyan szóba. Az $f(x)$ görbének, mint nemsokára megmutatjuk, az idő múlásával szélesednie kell. Márpedig egy magára hagyott test impulzusa nem növekszik. Az impulzusnak tehát valamiképpen $f(x)$ részleteiben, *mintázatában* kell rejlenie.

Ennél többet a mi egyszerű eszközeinkkel nemigen tudunk

* Hacsak a szemünk erőltetését nem tudatosítjuk magunkban, a testek helyét általában határozottnak érezzük. Ez bonyolult idegrendszeri folyamat eredménye, egyfajta optikai csalódás, amely mintegy megszabadítja a felső központokat attól a felesleges teher-től, amit a retinán keletkező kép bizonytalanságának folyamatos tudomásulvétele jelentene.

kitalálni, hiszen sokféle mintázat képzelhető el, s köztük csak a matematika eszközeivel lehet válogatni. Abban azonban egyetérthetünk, hogy a *természet választása*, amit most ismertetni fogunk, *radikálisan egyszerű*.

„Közelebbről megnézve” $f(x)$ fésűfogszerű mintázattal rendelkezik (17. ábra), tehát általában nem olyan tagolatlan, mint amilyennek a 16. ábrán feltüntettük. (Speciális esetekben, mint majd meglátjuk, olyan is lehet.) A mintázat sűrűsége adja meg az impulzust. Minél sűrűbb a mintázat, annál „nyugtalanabb” a görbe alakja, annál hevesebb $f(x)$ pontról pontra való változása. Azt is mondhatjuk tehát, hogy az impulzust $f(x)$ térbeli változásának hevesége kódolja.

Kvantitatíven a mintázat sűrűségét az ismétlődő minta szélességének reciprokával, megszokottabb kifejezéssel, az $f(x)$ által képviselt hullámalak λ hullámhosszának reciprokával jellemezhetjük. A p impulzus és $1/\lambda$ között a legegyszerűbb kapcsolat az arányosság. Ez valósul meg a természetben. Az arányossági tényezőt, amely minden testre vonatkozóan egyenlő, univerzális állandónak bizonyul, h -val jelölve

$$p = \frac{h}{\lambda}.$$

Látnivaló, hogy h impulzus \times hosszúság dimenziójú. A makroszkopikus testek mozgásából h számértékét természetesen nem olvashatjuk ki, mivel λ túl kicsi ahhoz, hogy közvetlenül észlelhessük. Atomfizikai mérésekből azonban tudjuk, hogy h éppen a Planck-állandó.

Hogyan változik $f(x)$ az idővel?

Ha egyszer $f(x)$ tartalmazza az impulzust, akkor várható, hogy $f(x)$ térbeli alakja akármelyik pillanatban számot ad $f(x)$ további időbeli viselkedéséről is. Ez így is van.

Annyi rögtön világos, hogy az idő múlásával $f(x)$ mintegy elmozdul, halad az x -tengely mentén – az x -tengelynek az a kicsiny szakasza, amelyen $f(x)$ zérustól különbözik, arrébb kerül –, hiszen $f(x)$ nemcsak az impulzust, hanem a helyet is jellemzi, márpedig tudjuk jól, hogy ha egy m tömegű testnek p impulzusa van, akkor a helyét $v = p/m$ sebességgel változtatja (17. ábra). Egyelőre erőmentes mozgásokra szorítkozunk.

A *grafikusan ábrázolt* $f(x)$ időbeli alakulása tehát a sima víztükrön tovahaladó hullámvonulatra emlékeztet. Ezért most

„leleplezzük” $f(x)$ -et. Szokásosan hullámfüggvénynek vagy állapotfüggvénynek nevezik és $\psi(x)$ -szel jelölik. Tisztán matematikai szempontból a vízhullám és $\psi(x)$ viselkedése valóban mutat rokonságot. Egyebekben azonban a különbséget kell hangsúlyozni. A vízhullám azért kiterjedt, mert *sok* vízrészecske szerepel benne egyszerre; a *pillanatnyi* hullámalak *csak helyeket* tartalmaz, mozgást nem. A $\psi(x)$ klasszikus őse egyetlen pont, ezt sose feledjük. A szokásos elnevezést éppen azért „titkoltuk” eddig, hogy a félrevezető gondolat-társításokat elkerüljük.

Az elmosódott pont időbeli viselkedése azonban sokkal izgalmasabb annál, amit az egyszerű $v = p/m$ összefüggés kifejez. Hogy ezt átláthassuk, előbb egy kicsit részletesebben kell foglalkoznunk az impulzussal.

4. Ideális házasság

Az ránézésre látszott, hogy a $\psi(x)$ által megadott *hely* nem felel meg egyetlen határozott számértéknek. Nos, majdnem ugyanennyire világos, hogy a $\psi(x)$ által kódolt *impulzus* sem egyetlen határozott számértéket jelent. Egyértelmű hullámhossza ugyanis csak a teljesen szabályos, azaz egyforma szakaszok végnélküli ismétlődéséből álló hullámvonalnak van. A 18a. ábrán található olyan λ , hogy $g(x) = g(x + \lambda)$ minden x -re, a 18b. ábrán viszont ez szigorúan véve nem igaz. (Ha pl. λ -t akkorának választjuk, hogy $\psi(x_1) = \psi(x_1 + \lambda)$ legyen, akkor $\psi(x_2) = \psi(x_2 + \lambda)$ általában nem teljesül.) Akárhogy próbálkoznánk is, $\psi(x)$ mintázata nem lehet tökéletesen szabályos, ez szükségszerű velejárója annak, hogy $\psi(x)$ -nek fokozatosan bele kell simulnia az x -tengelybe.*

Természetesen megtehetjük, hogy a $\psi(x)$ által „kínált” különböző, de egymáshoz közel eső λ -k közül önkényesen kiválasztunk egyet, s a megfelelő értéket *körülbelüli impulzusnak* nevezzük, ugyanúgy, ahogy *körülbelüli helyről* is beszélhetünk, kiválasztva egy x értéket abból az intervallumból, amelyben $\psi(x)$ nem zérus. Ezekhez a számokhoz azonban bizonyos mértékű önkény, *határozatlanság* tapad.

Intuitíve érezzük: minél több foga van a fésűnek, annál kisebb a szélek relatív szerepe. Ha tehát a körülbelüli impulzus bizonytalanságát csökkenteni akarjuk, egyre szélesebb hullámvonulatot kell rajzolniunk, a hely számszerű határozatlansága tehát egyre nő. Ez nem más, mint a *Heisenberg-féle határozatlansági reláció* kvalitatív megfogalmazása. $\psi(x)$ fogalma, annak ellenére, helyesebben éppen azért, mert x és p *szétválaszthatatlanságának*, egyszerre való tükrözésének jegyében születik, x és p bizonyos *szembenállását* is kifejezi. A ψ olyan, mint a jó házasság. Ahogy az igazi összetartozáshoz a felek egyénisége bizonyos fokig feloldódik egymás-

* Felmerülhet a gondolat, hogy a $\psi(x)$ egy élesen elhatárolt intervallumban teljesen szabályos, azon kívül zérus. Ilyesfajta törés vagy szakadás azonban, mint a részletes elemzés mutatja, nem egyeztethető össze a görbe időbeli viselkedésére vonatkozó ésszerű feltevésekkel, s ennek megfelelően a tapasztalattal sem.

ban és az egyéni igények egy bizonyos mértéken túl csak a másik igényeinek rovására érvényesíthetők, azonképpen azok a számértékek, amelyekkel a helyet és impulzust külön-külön, *egyéni*leg kívánjuk jellemezni, némileg önkényesek, és határozatlanságuk egy bizonyos mértéken túl csak egymás rovására csökkenthető.

Megint csak hangsúlyoznunk kell azonban: a „struktúrával rendelkező pont”, azaz a $\psi(x)$ állapotfüggvény csupán mint (x, p) számpár elmosódott, *önmagában véve* teljesen határozott matematikai valami, aminek a mozgásállapotra, azaz a helyre és impulzusra vonatkozóan egyértelmű, noha egyetlen számpárral pontosan ki nem fejezhető tartalma van. (Az iskolai szóhasználatban a mozgásállapot az impulzust jelenti, hely nélkül. Rövidség okából mi mindazt együtt nevezzük mozgásállapotnak, amit a $\psi(x)$ állapotfüggvény kifejez.)

A „Mekkora az impulzus?” kérdésre tehát éppen úgy *az egész* $\psi(x)$ felel, mint a „Hol van?” kérdésre, és megint „előnt” bennünket a kíváncsiság: mit jelent ez közelebbről? Nos, a makroszkopikus mozgásokra nézve semmi megfigyelhető újat nem jelent.

Képzeljünk el egy biliárdgolyót, amelyre $m = 100$ g, $v = 1$ cm/s, azaz $p = 100$ g cm/s. Akkor körülbelül $\lambda = \frac{h}{p} =$

10^{-29} cm. Ha tehát a súlypont egy adott pillanatban pl. $\Delta x \approx 10^{-15}$ cm szélességben van elmosódva (elméleti megfontolások alapján ez reális érték), akkor a 18b. ábra mintájára elképzelt vonulatra körülbelül százbillió fésűfog fér rá zavartalanul, azaz az impulzust is bátran egyértelműnek tekinthetjük. Az, hogy parányi Δx -re is ilyen sok λ fér, a

$\lambda = \frac{h}{p}$ -ben szereplő p viszonylag nagy értékével, az utóbbi

viszont elsősorban a biliárdgolyó viszonylag (= az egyes atomokhoz viszonyítva) nagy tömegével függ össze. (Másképp kifejezve: cgs egységben a h Planck-állandó azért olyan rendkívül kicsiny, mert az 1 g tömeg egység nem tükrözi vissza a biliárdgolyó atomjainak irdatlan nagy számát.)

Az elektron tömege azonban huszonkilenc nagyságrenddel (!) kisebb a biliárdgolyóénál, míg az előforduló sebességek eltérése csak néhány nagyságrend. Ezért az elektron esetében az elmosódott pont mintázatának λ szélessége, s ezzel együtt

az egész állapotfüggvény szélessége* annyira megnő, hogy biztosra vehetjük: léteznek olyan megfigyelések, amelyek szempontjából ψ már nem téveszthető össze a trajektórián mozgó geometriai ponttal. Az atomfizikában tehát már semmiképpen nem térhetünk ki az elől a kérdés elől, hogy mi a ψ közelebbi fizikai jelentése.

Az atomfizikában azonban erre nincs is semmi szükség. *A választ pontosan azok a kísérletek, illetve tapasztalatok adják meg, amelyek elég érzékenyek ahhoz, hogy ψ -t a ponttól megkülönböztessék.*

Annak birtokában, amit ennek a fejezetnek a hátralevő részében kisütünk a $\psi(x)$ időbeli viselkedéséről, előre meghatározhatjuk (l. a 6. FEJEZET-ben) az atombeli elektron hullámfüggvényének matematikai sajátságait. Ha ezután emlékezetünkbe idézzük az atomfizika tapasztalati tényeit (az atom mérete, ionizációs energia, vonalas színek stb.), amelyekről eddig szándékosan elfeledkeztünk, akkor azonnal láthatóvá válik majd, hogy valamennyi egészen egyszerű és közvetlen kapcsolatban áll $\psi(x)$ -szel. Pl. az atom megtapasztalt mérete az atombeli elektron hullámfüggvényének térbeli kiterjedésével egyenlő stb. stb. Más szóval, azonnal ráismerünk majd a ψ -re azokból a kísérletekből, amelyekből annak idején a tudomány sokkal fáradságosabb úton a ψ létezését felismerte.

Az efféle biztatás azonban valószínűleg inkább csüggedést, mint reményt kelt az olvasóban: ha a szerző nem mondja meg *most*, hogy mit kell a $\psi(x)$ mögé képzelni, akkor később sem fogja megmondani.

Ebben a válságos helyzetben talán segít az alábbi kis példázat.

Szálljunk vissza gondolatban századunk húszas éveibe, a a rádiózás hőskorába. Expedíció, dzsungel, modern civilizációtól érintetlen bennszülöttek. A törzsfőnök hitetlenkedve bámul a különös dobozra, amelyből olyan hangok törnek elő, amilyeneket náluk a varázsló hallat, miután bódító füvek füstjét szívta. Hogyan bújhat el egy varázsló a dobozban?

* A „legcikornyátlanabb” állapotfüggvény (16. ábra) körülbelül egy félhullámot jelent. Adott körülbelüli λ mellett a hullámfüggvény ennél csak szélesebb lehet.

Az expedíció vezetője türelmesen magyaráz levegőrezgésről, hangszóróról, vasmagról, tekercsről. „Ez mind nagyon világos – mondja a törzsfőnök –, a vasmag ki-be jár a tekercsben, a hangszóró rezgésbe jön és rezgésbe hozza a levegőt. Ezt értem. De hol bújlik el a varázsló?”

Jogos-e a törzsfőnök kérdése? Okvetlenül. Nem hiheti el, hogy a doboz és a varázsló ennyire *közös megnyilvánulásra* képes, ha egyébként semmi közük egymáshoz.

Az igazán megnyugtató magyarázatnak rá kellene mutatnia, hogy a varázsló torkában a hangképző szervek felépítése és működése sokban hasonlít ahhoz, ami a dobozban van. De ha az expedíció vezetőjének már elfogyott a türelme, olcsóbb megoldást választ. Elég ha ezt mondja: „A vasmag azért vonzza a tekercset, mert a tekercs dróthuzalában párányi, szabad szemmel nem látható *varázslók futnak körbe.*” Ez azonban csalás (ami ki is derül, ha pl. olyan kérdések merülnek fel, hogy ki eteti a kis varázslókat). *A varázslóban kell felfedezni a dobozt, nem a dobozban a varázslót.*

A köznapi életben ahhoz a gondolathoz szoktunk hozzá, hogy a biliárdgolyó mozgását a trajektórián mozgó pont írja le. Ezért a kis tömegű elektron esetében már viszonylag nagyméretű állapotfüggvény mögött is a pontot keressük. S mikor nem találjuk, készek vagyunk besétálni az „apró varázslók” zsákutcájába: megállapítjuk, hogy a kvantummechanika *nem tudja* az elektronok pontos helyét és impulzusát megadni, „csak” az egyes helyek valószínűségét. A „csak”-ot azonban rossz helyre tesszük, s ezzel tragikomikusan félrevezetjük magunkat. *A $\psi(x)$ állapotfüggvény nem kevesebb, hanem több, mint a pont, nem szegényebb, hanem gazdagabb a mozgásállapotra vonatkozó fizikai tartalomban.* A mozgásállapotot a biliárdgolyó esetében is a $\psi(x)$ állapotfüggvény hordozza, de tartalmából kis kiterjedése miatt *csak* annyit veszünk észre, amennyi egy mozgó pontnak megfelel. Nem a ψ mögött kell tehát keresnünk a pontot, hanem a pont mögött kell felfedeznünk a ψ -t.

A kvantummechanika megszületésének korszakában mindez nem volt kezdettől fogva világos. Heisenberg annak idején rafinált gondolat kísérletek elemzésével bizonyította be, hogy „még ha lenne is számszerűen egyértelmű (azaz »pontos«) helye és impulzusa az elektronnak, akkor sem lehetne pontosan megmérni”. De a fizikus „tehetetlenségéről” elmélked-

ni napjainkban éppen olyan túlhaladott dolog, mint *Kolumbusz* „Santa Mariá”-ja és a modern óceánjárók aprólékos összehasonlításából levonni azt a következtetést, hogy a Földön ma már nem lehet földrajzi értelemben új világrészeket felfedezni. Elég egy pillantás a földgömbre, hogy lássuk: nem fér rá több kontinens, és elég egy pillantás az állapotfüggvényre, hogy lássuk: több, mint egyetlen (x, p) pontpár.

A ψ fogalma mai atomfizikai tudásunk alapja. Amikor kínzó hiányérzettel kérdezzük, hogy mi van a ψ mögött, akkor valójában nem előre, hanem hátra szeretnénk lépni, s azt szeretnénk tudni: „mit csinál *igazán* az az apró, fénylő golyócska, ami az elektron?” A klasszikus kép elleni intés tehát nem tiltás, hanem biztatás: arra legyünk kíváncsiak, hogy mit tud még a ψ , azonkívül, hogy a makroszkopikus mechanikában a pontot utánozza.

5. A Heisenberg-féle határozatlansági reláció

A „helykoordináta Δx határozatlansága” tehát nem ismereteink hiánya, hanem a mozgásállapotra vonatkozó pozitív információ: az állapotfüggvény térbeli kiterjedése.

Az impulzus számszerű határozatlanságáról sem kell azt gondolnunk, hogy az csupán kvalitatív, matematikai szempontból zavaros valami. Amikor a 18b. ábrán levő hullámjellegű görbének a hullámhossza iránt érdeklődünk, körülbelül olyan helyzetben vagyunk, mintha egy némileg krumpli formájú síkgörbére mutatva azt kérdeznénk: „Ha ez kör, mekkora a sugara?” Ilyenkor azt akarjuk tudni, hogy körülbelül melyik intervallumba esik azoknak a köröknek a sugara, amelyekhez a krumpli nagyjából egyforma joggal hasonlítható. Az ilyen kérdés egyáltalán nem értelmetlen, sőt megfelelő matematikai eszközökkel szabatosan vizsgálható.

A 18b. ábra esetében is úgy fogalmazható meg a probléma, hogy körülbelül milyen intervallumba eső λ értékhez tartozó szabályos (tiszta sinuszos) hullámokhoz hasonlít nagyjából egyformán a tényleges görbe. Nem túl nehéz átlátni: ha lehetőleg szabályosra rajzoljuk is, amiatt, hogy az elején és végén a $\psi(x)$ mintegy abbahagyja a hullámozást és belesimul az

x -tengelybe, a hozzá körülbelül egyformán jól illeszkedő szabályos hullámalakok közül a legkisebb, illetve legnagyobb hullámhosszú annyira tér el egymástól, hogy az előbbiből körülbelül eggyel több λ -nyi fér rá a $\psi(x)$ -re, mint az utóbbiból (a 19. ábra jól illusztrálja ezt). Ha λ_2 a legkisebb még illeszkedő hullámhossz, λ_1 pedig a legnagyobb, akkor eszerint

$$\frac{\Delta x}{\lambda_2} - \frac{\Delta x}{\lambda_1} \approx 1, \quad (1)$$

ahol Δx annak a szakasznak a szélessége, amelyen belül $\psi \neq 0$, röviden: a hely határozatlansága.

Jelölje p_1 , illetve p_2 a λ_1 , illetve λ_2 hullámhosszú szabályos hullámalakhoz tartozó impulzust, azaz legyen $p_1 = \frac{h}{\lambda_1}$, $p_2 = \frac{h}{\lambda_2}$. Akkor (1) a

$$\frac{\Delta x \cdot (p_2 - p_1)}{h} \approx 1 \quad (2)$$

alakba írható. $p_2 - p_1$ a tényleges görbe által képviselt impul-

zusérték (röviden: „az impulzus”) határozatlansága. Ezt Δp -vel jelölve és (2)-ben h -val átszorozva a nevezetes

$$\Delta x \cdot \Delta p \approx h \quad (3)$$

relációra, a Heisenberg-féle határozatlansági relációra jutunk. Pontosabban ez még nem egészen az, a helyes alak a következő:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h.$$

A hely és impulzus határozatlanságának szorzata tetszőleges mértékben nagyobb lehet, mint a Planck-állandó. A fenti gondolatmenetben eleve olyan hullámvonulatra gondoltunk, amelyiknél λ lehetőleg egyértelmű, ezért az alsó határt kaptuk meg. Könnyű olyan $\psi(x)$ -et rajzolni, amelyen λ – és így p – kevésbé egyértelmű, mint amilyen a $\psi(x)$ szélessége alapján lehetne. Ilyen a 20. ábrán látható görbe, amelynek első fele egy λ_1 , második fele egy λ_2 hullámhosszú szabályos hullámhoz hasonlít. Ilyenkor $\Delta x \cdot \Delta p > h$. Nyomban meglátjuk, hogy ilyenfajta $\psi(x)$ meg is valósul a természetben.

A 19. ábráról leolvasható λ_1 és λ_2 (és így p_1 és p_2) magam sem teljesen egyértelmű, ezért $\Delta p = p_2 - p_1$ is körülbelüli ér-

ték. Mindenesetre mind p_2 , mind p_1 határozatlansága kisebb, mint Δp . Egyébként ugyanilyen értelemben a görbe Δx szélessége is bizonytalan, ha a görbe balra és jobbra aszimptotikusan simul az x -tengelyhez. A gyakorlatban mégis kielégítő biztonsággal lehet Δx -et $x_2 - x_1$ alakba írni és azt mondani, hogy az x -tengelyből kiemelkedő görbeszakasz nagyjából az x_1 pontban kezdődik és az x_2 pontban végződik.

6. A terjedési törvény

Ha $\psi(x)$ tulajdonságait egyszerűség és összhang jellemzi, akkor az impulzus határozatlanságának jelentkeznie kell $\psi(x)$ időbeli viselkedésében. Ha az impulzus a p_1 -től p_2 -ig terjedő értékek bármelyikével körülbelül egyforma joggal jellemezhető, akkor nyilván az elmosódott pont sebessége is egyforma joggal jellemezhető a $v_1 = \frac{p_1}{m}$ -től $v_2 = \frac{p_2}{m}$ -ig terjedő értékek bármelyikével. Ennek ismét csak akkor van értelme, ha eldönthetetlen, hogy valamely T időtartam alatt a $\psi(x)$ által megtett út $s_1 = v_1 T$ vagy $s_2 = v_2 T$, vagy valamilyen közbülső érték (21. ábra). Márpedig T növelésével $s_2 - s_1 = (v_2 - v_1) \cdot T$ egyre nő, s előbb-utóbb biztosan sokkal nagyobbá válik, mint $\psi(x)$ szélessége volt induláskor. Ebből pedig következik, hogy Δx -nek $\psi(x)$ mozgása közben növekedni kell, éppen annyira, hogy a T időpillanatban az egész (s_1, s_2) intervallumot lefedje, ellenkező esetben értelmetlenség volna azt állítani, hogy a megtett út egyforma joggal mondható s_1 -től s_2 -ig akármekkora.

Mozgás közben tehát $\psi(x)$ nemcsak az I. Newton-axiómájának engedelmeskedik, hanem azonkívül *szélesedik* is. Makroszkopikus testeknél Δx még így is kicsi marad, maga a tény azonban arra utal, hogy $\psi(x)$ *önálló*, a Newton-axiómáknál

21. ábra. A $\psi(x)$ terjedése közben Δx megnő. Szabad mozgásnál $\psi(x)$ -nek az impulzusra vonatkozó tartalma feltehetően nem változik, így $\Delta p = p_2 - p_1$ is változatlan marad. Eszerint az idők folyamán $\Delta x \cdot \Delta p > h$ lesz. Az, hogy Δx növekedésével Δp nem csökken, a görbén úgy jelentkezik, hogy a görbe „előresiető” fele leginkább a $\lambda_2 = \frac{h}{p_2}$, a „leamaradó” fele pedig $\lambda_1 = \frac{h}{p_1}$ hullámhosszú szabályos hullámhoz hasonlít

mélyebb törvényt követ. $\psi(x)$ nem úgy mozog, mint egy elhajított dugóhúzó. (A 17. ábra tehát nem pontos.) A körülbelüli hullámhossz szabad mozgásnál az idő múlása közben szükségképpen ugyanakkora marad, viszont $\psi(x)$ kiszélesedik: ez csak úgy lehetséges, hogy a görbén új csúcsok és völgyek születnek (21. ábra). *Várakozásunkkal összhangban az elmosódott pont nem annyira halad, mint inkább terjed.*

Newton első axiómája egyszerű. A $\psi(x)$ viselkedése mögött keresett általános törvényszerűség, úgy tűnik, ijesztően bonyolult. Hiszen, ha különböző Δx szélességű, de egyébként lehetőleg szabályos $\psi(x)$ -ekből indulunk ki, a $\Delta p \approx \frac{h}{\Delta x}$ impulzusbizonytalanság, s így a szétfolyás $\Delta v = \frac{\Delta p}{m}$ sebessége valamennyinél más lesz, és a görbe alakja is más-más módon bonyolódik az idő múlásával. Úgy látszik, hogy annyiféle viselkedést kell számon tartani, ahány görbealakot elképzelhetünk. Különösen nyugtalanító, hogy ha a kiinduló görbét egyre kes-

22a ábra. A túszerűen keskeny $\psi_0(x)$ utóda τ idő múlva. Csak annyit tudunk róla biztosan, hogy széles, pontos alakjára nem lesz szükségünk

kenyebbnek, túszerűnek választjuk, a bekövetkező szétszóródás egyre gyorsabbá, robbanásszerűvé válik. De éppen a lassú és gyors szétfolyásnak ez a különös ellentéte vezet rá bennünket arra a körülbelül egyetlen „megoldásra”, amely mellett a terjedési törvény ugyanolyan egyszerűvé válik, mint a Newton-axiómák.

A természet a $\psi(x)$ matematikai viselkedésében a klasszikus hullámtanban már korábban felismert, *Huygensről* elnevezett elvet érvényesíti.

Ahhoz, hogy bármilyen $\psi(x)$ viselkedését teljes egészében leírhassuk, elegendő *egyetlen* túszerűen keskeny (hogypontosan mekkora szélességű, az lényegtelen) $\psi_0(x)$ -ről tudni, hogy hogyan fog kinézni *egyetlen* későbbi, mégpedig egy tetszőleges kis τ -val későbbi időpontban (22a ábra).

Valamely kiszemelt pillanatban ugyanis bármilyen $\psi(x)$

úgy fogható fel, mint szorosan egymás mellé sorakozó tüszzerű függvények együttese, összege (22b. ábra). A parányi τ -val későbbi ψ -t úgy kapjuk meg, hogy először felrajzoljuk minden egyes tüszzerű függvény utódját, majd az így adódó járulékokat minden pontban összeadjuk.

Minthogy külön-külön nézve az egyes tők robbanásszerűen szétterjednek, azt mondhatjuk, hogy egyrészt bármelyik x pontbeli eredeti $\psi(x)$ értéknek (amplitúdónak) minden x pontban van járuléka az új hullámfüggvényhez, másrészt megfordítva, a tetszőleges x' ponthoz tartozó új függvényérték kialakításában az egész eredeti függvény részt vesz. A következő időszakasz számára azután az új ψ válik kezdőfüggvénnyé, és így tovább.

A kezdetben keskeny, gyorsan szétfolyó, és a már kezdetben is széles, lassan tovább szélesedő hullámfüggvények viselkedésében tehát nincs alapvető elvi különbség. Az utóbbi azért szélesedik lassabban, mert az egyes pontokbeli amplitúdók szétterjedő járulékai nagyobb mértékben kompenzálják egymást $\psi(x)$ szélein túl, mint a keskeny $\psi(x)$ esetében.

Az eddigiekben szabad mozgásról volt szó. Vajon hogyan módosítja a terjedési törvényt erőter jelenléte?

A makroszkopikus megfigyelés azt mutatja, hogy a kondenzátorlemezek közé vitt, elektromosan töltött bodzabél golyócska a hatóerő irányában gyorsulni kezd. *Az erőter tehát a hullámfüggvényt saját irányában tereli.* A hullámfüggvény „gyorsulása” azonban éppoly kevésbé hasonlít egy elejtett dugóhúzó gyorsulásához, mint ahogy szabad mozgás esetében sem állt fenn hasonlóság. Így pl. tudjuk, hogy a hullámhossz nem marad állandó, hiszen az impulzus is változik. Emellett, minthogy a pillanatnyi impulzus nem teljesen határozott, *szétfolyás most is bekövetkezik*, bár bodzabél golyó esetében ezúttal is, akárcsak szabad mozgásnál, számottevő következmény nélkül.

6. fejezet:

Atomi állapotok

1. Mozdulatlan mozgás

Makroszkopikus testek esetében az elmondottaknak nincs több kísérletileg hozzáférhető jelentése, mint a súlypont klasszikus fogalmának plusz a Newton-axiómáknak.

Az atomfizikai jelenségekben viszont az elektron-hullámfüggvény alakulásának a kulcsa elsősorban a terjedési törvénynek éppen az az oldala, amely a makroszkopikus mechanikában háttérben marad: a szétterülés.

Ez teszi lehetővé, hogy a katódból kilépő elektron állapotfüggvénye az interferométer vákuumterében makroszkopikus méretűvé táguljon.

A szétterülési tendencia azonban döntő szerepet játszik az atombeli elektronállapotok kialakulásában is, amelyekben az elektronnak nincs elég energiája ahhoz, hogy a mag környezetét elhagyhassa.

Valószínű, hogy az olvasó a makroszkopikus méretűvé nőtt hullámfüggvény megnyilvánulásai elé tekint nagyobb várakozással. Az ilyen állapotok megfigyelése azonban, mint a következő fejezetben látni fogjuk, az állapot szempontjából durva beavatkozással jár, és a viszonyok áttekintése bonyolultabb, mint az atomi állapotok esetében. Ezért először az atombeli állapotokról alkotunk képet, annál is inkább, mert ezek még érdekesebbek.

Egyelőre csak a hidrogénatommal foglalkozunk. A protont most még a makroszkopikus testek mintájára *klasszikus tömegpontként* kezeljük, amelynek az elektronnhoz képest pontos helye és klasszikus elektromos erőtere van. Ez kissé megdöbbentő, de nem abszurdum, minthogy a proton tömege kétezerszer nagyobb az elektron tömegénél.

Az elektron állapotát ilyenkor az jellemzi, hogy a mag erőterének a hullámfüggvényt a *mag felé terelő, összehúzó* hatása és a hullámfüggvény *szétterülése* egyensúlyt tart, azaz *egyszerre* lép fel, és egyik a másikat folyamatosan kompenzálja.

Az atomról tehát nem a pontot utánzó hullámfüggvény körpályán való keringése kell hogy eszünkbe jusson, hanem a magot minden oldalról körülvevő mozdulatlan (de nem „élettelen”), a terülés és terelés dinamikai egyensúlyából létrejött struktúra.

Az egyensúlyi állapot gondolatára a következőképp juthatunk. Képzeljünk el először egy túszerű $\psi(x)$ -et valahol az atommag közvetlen közelében (23a. ábra). Általában egy túszerű függvény utódja a következő időpillanatban nagy területen jelentkezik, annál nagyobb területen, minél keskenyebb volt a tű. Bármilyen legyen is az erőter terelő hatása, biztosra vehetjük, hogy ha a tű kezdetben elegendő keskeny, akkor a következő pillanatban nem maradhat ugyanolyan, hanem szétterjed. Megfordítva, ha egy nagyon „lapos” $\psi(x)$ -ből indulunk ki (23b. ábra), amelyre nézve Δp és így a szétfolyási tendencia elég kicsi, akkor biztosra vehetjük, hogy az *erőter hatása* fog dominálni, s az ilyen $\psi(x)$ a következőkben befelé kezd húzódní. Ezek után már kézenfekvő lehetőség, hogy ha $\psi(x)$ se nem túl keskeny, se nem túl széles, akkor a következő pillanatban – és így valamennyi további pillanatban is – éppen változatlan alakban születik újjá.

Sőt, egy kis fejtöréssel a még hiányzó követelményt is megsejthetjük. Függetlenül attól, hogy mekkora tartományra terjed ki, a 23c. ábrán látható $\psi(x)$ -ről biztosra vehetjük, hogy nem marad változatlan. Az újjászületés, tudjuk, úgy fogható fel, hogy minden egyes pontból az ottani amplitúdó szétfolyik nagy területre, s az így keletkező járulékok összege adja az eredő utódgörbét. A csúcs tehát egyrészt egy pillanat alatt széteszlik, másrészt valószínűtlen, hogy a környező, a helytől egyenletesen függő amplitúdók utódaiból éppen ezen a helyen egy új csúcs épüljön fel. Általánosan megfogalmazva: a változatlan alakban újjászülető atomi állapotfüggvény nem tartalmazhat váratlan kiszögelléseket vagy dudorokat, hanem *egyenletesen bonyolult* – ne restelljük kimondani – *szép* görbének kell lennie.

Az egyenletes bonyolultság követelménye annyira szuggesztív, hogy azonnal rájövünk: *ilyen görbe nem csak egyféle van.* Az atomi állapotok szépségversenyén különböző kategóriák-

ban lehet indulni. A 24. ábra a legegyszerűbb kategóriákat mutatja a növekvő bonyolultság sorrendjében, egy dimenzióra szorítkozva.

Látnivaló, hogy az egyes kategóriák összetéveszthetetlenül elkülönülnek egymástól. Egy-egy kategórián belül viszont, mint arról az előbbi gondolatmenetet ismételve meggyőzhetjük magunkat, csak *egyetlen*, meghatározott szélességű görbe lesz csakugyan egyensúlyi állapot. (A nagyon szűkre választott függvény nyilván szétfolyik, a nagyon széthúzott zsugorodni kezd.) *És íme, szinte egy csapásra kibontakozik előttünk a diszkrét, egymástól élesen elkülönülő, egyenként jól meghatározott atomi elektronállapotok világa.*

Bár térbeli kiterjedésük viszonylag kicsi, ezek az állapotok éppen annyira eltérnek attól, amit a klasszikus mechanikában megszoktunk, mint az interferométerben makroszkopikus méretűvé duzzadt állapotok.

Röviden szólva ezekre az állapotokra az jellemző, hogy lényegesebb szerepet játszik bennük a hely és impulzus határozatlansága, mint a körülbelüli értéke.

A helyre vonatkozólag ez eléggé közvetlenül látszik. Ha egyetlen számadattal kellene az atomi állapotfüggvény térbeli elhelyezkedését jellemezni, azt valószínűleg a proton helykoordinátájával azonosítanánk. Ezzel azonban még korántsem adtuk vissza az állapot tartalmát. A hely *határozatlansága*, vagyis az állapotfüggvény *szélessége* az, ami igazán fontos, mert ez a kísérletekben az atom kiterjedéseként jelentkezik.

Mit mondhatunk az impulzusról?

Foglalkozzunk először a legegyszerűbb alakzattal, amely a 24a. ábrán látható. Jelölje a görbe egyelőre még ismeretlen szélességét Δx .

Ha az impulzust kellene egyetlen számértékkel jellemeznünk, először talán a zérus jutna eszünkbe, hiszen az állapotfüggvény nem mozdul el az idő múlásával sem jobbra, sem balra.

Másrészt a görbe ránézésre egy nagyjából Δx szélességű félhullámhoz hasonlít, a $\lambda \approx 2\Delta x$ hullámhosszhoz viszont a

$$p = \frac{h}{\lambda} \approx \frac{h}{2\Delta x}$$

impulzusérték tartozik.

Az ellentmondás csak látszólagos. A görbe alakjának rész-

letes elemzéséből* pontosabban az tűnik ki, hogy az állapot impulzustartalma egyforma joggal jellemezhető a $p = \frac{h}{2\Delta x}$ -től az ugyanekkora negatív (balra irányuló) impulzusértékig terjedő (tehát $\Delta p \approx \frac{h}{\Delta x}$ szélességű) intervallumból választott bármelyik értékkel. A zérus impulzusérték a szóba jövő értékeknek mintegy átlaga.

Szabad mozgás esetében az impulzus számszerű határozatlansága elsősorban a hullámfüggvény időbeli szélesedésében nyilvánult meg. Esetünkben az, hogy az impulzushoz rendelhető számértéknek még az előjele is határozatlan, a görbe egy helyen maradásában, a szétfolyás és összehúzódás egyensúlyában jut kifejezésre. (Szabad mozgásnál ilyenfajta egyensúlyról nem lehet szó, az az ún. kötött állapotok sajátja.)

Azt, hogy az impulzus nem egyértelműen zérus, az atomi állapotok esetében drámai módon így fogalmazhatjuk meg:

Noha a $\psi(x)$ állapotfüggvény időben állandó, mégis tartalmaz mozgást. (Összhangban azzal, hogy a térben változik, ha időben nem is.)

Mint az eddigiek is érzékeltetik, az ilyen „ködös” tételek megnyilvánulásaikon keresztül nyernek értelmet.

A mozdulatlan ψ -be zárt mozgás legfontosabb életjele a *mozgási energia*.

A tetszőleges, de határozott p impulzusértékhez tartozó mozgási energia $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m}$ lenne, ez sohasem negatív.

* Sajnos, ehhez a közvetlen intuíció *nem elég*, a matematika eszközeire van szükség. A nehézség lényege azzal a kérdéssel kapcsolatos, hogy hogyan lehet egy λ hullámhosszú, teljesen szabályos, végtelen hullámból az impulzusnak nemcsak a $\frac{h}{\lambda}$ nagyságát, hanem az előjelét is kiolvasni, tehát azt, hogy az impulzus balra vagy jobbra irányul-e. (Az eddigiekben általában hallgatólágosan feltettük, hogy az impulzus pozitív.) Bármilyen frappáns is a természet válasza erre az egyszerű kérdésre, nem mondhatjuk el, mivel közben a gyökvonásra (a mínusz egyből vont négyzetgyökre) kellene támaszkodnunk, s a BEVEZETÉS-ben megígértük, hogy az osztás lesz a könyvben a legbonyolultabb művelet. Szerencsére következtetéseink lényegét ez a tisztázatlan pont egyáltalán nem érinti.

Nyilvánvaló, hogy a most vizsgált atomi állapotban a mozgási energia a 0 és $\frac{1}{2m} \left(\frac{h}{2\Delta x} \right)^2$ értékek között határozatlan, az átlagos körülbelüli érték tehát $\frac{1}{4m} \left(\frac{h}{2\Delta x} \right)^2$. Minél kisebb helyre szorul össze az állapot, annál „meredekebb” a ψ (annál hevesebb ψ pontról pontra való változása), tehát annál nagyobb az állapot mozgási energia tartalma.

Ez az eredmény azért izgalmas, mert a segítségével konkrétan kiszámíthatjuk Δx nagyságát.

2. Diszkrét energiaszintek

Ehhez azonban a helyzeti energia átlagos körülbelüli értékét is ismernünk kell.

Mekkora a helyzeti energia? A 25. ábrán látható túszerű függvény esetében $-\frac{e^2}{x_0}$ lenne. Az atomi hullámfüggvény

nagyjából egyenletesen oszlik el a mag körül, viszont a mag

közvetlen közelében $\frac{1}{|x|}$ igen nagygyá válik. Ez a gondolat-

menetünknek az egyetlen fázisa, ahol nem feledkezhetünk meg arról, hogy a valóságos tér háromdimenziós. Átlagosan

milyen messze vannak a $\frac{\Delta x}{2}$ sugarú gömb belsejének pontjai

a középponttól? A sugár felén belül a gömb térfogatának nyolcada, a sugár tizedén belül ezredrésze esik stb. A csökkenő x -ek tehát rohamosan csökkenő súllyal esnek latba, a potenciális energia átlagos körülbelüli értékét egyszerűen

$-\frac{2e^2}{\Delta x}$ -nek vehetjük.

Az *összenergia* átlagos körülbelüli értéke tehát a mozgási energiára vonatkozó előbbi becslés felhasználásával a 24a. ábrán látható legegyszerűbb alakzat esetében

$$E \approx \frac{1}{4m} \left(\frac{h}{2\Delta x} \right)^2 - \frac{2e^2}{\Delta x}. \quad (4)$$

A *tényleges egyensúlyi* Δx mármost egészen biztosan annak az értéknek a közelébe esik, amelyik (4)-et minimalizálja. Ekkora Δx mellett ugyanis a görbe sem szétfolyásnak, sem összehúzódásnak nem indulhat, hiszen mindkét eset azt jelentené, hogy az állapot energiatartalma magától növekedni kezd. (4) alapján E egyszerű átalakítással az

$$E = \frac{16m}{h^2} \left(\frac{h^2}{16m\Delta x} - e^2 \right)^2 \frac{16me^4}{h^2}$$

alakba írható. A zárójelben levő mennyiség négyzete akkor minimális, ha zérus. A minimumot tehát

$$\Delta x = \frac{h^2}{16me^2} \quad (5)$$

adja, az ehhez tartozó energia

$$E = -\frac{16me^4}{h^2}. \quad (6)$$

(Abban semmi izgalmas nincs, hogy az összenergia negatív, ez azzal függ össze, hogy a helyzeti energiát a magtól végtelen távol zérusnak választottuk.)

Hasonlóan járhatunk el a 24. ábrán felvázolt többi alakzat esetében is. Az impulzus nagyságát megszabó λ feléből a 24b. görbén kettő, a 24c. görbén három fér el a teljes szélesség mentén, és így tovább. Ezért az n -ik kategóriában

$$E_n = \frac{1}{4m} \left(\frac{nh}{2\Delta x} \right)^2 - \frac{2e^2}{\Delta x},$$

ami a minimumot a $\Delta x_n = \frac{n^2 h^2}{16me^2}$ -nél veszi fel, a minimum

értéke

$$E_n = -\frac{16me^4}{h^2 n^2}. \quad (7)$$

Ha ebben a pillanatban egy kis megilletődöttséget érzünk, az teljesen helyénvaló.

Az elől álló numerikus szorzó csekély pontatlanságától eltekintve előttünk állnak azok az elkülönülő energiák, amelyek a Franck–Hertz-kísérletben vagy a vonalas színekben olyan kimagasló történeti szerepet játszottak.

Növekvő n -nel E_n nő, a hidrogénatom alapállapotának tehát a legegyszerűbb hullámfüggvény felel meg. Ennek átmérőjét megkapjuk, ha az elektron töltésének, tömegének és a Planck-állandónak a nagyságát (5)-be helyettesítjük. Az eredmény körülbelül 10^{-8} cm. *Ekkora az atom.* (Ha a Planck-állandó értékét egyéb atomfizikai mérésekből még nem ismernénk, akkor éppen a kísérletileg meghatározott E_n értékekből olvashatnánk ki.)

Az E_n értékeket eddig úgy kezeltük, mint az egyes állapotokhoz tartozó összenergia átlagos *körülbelüli* értékeit. Hallgatólagosan természetesnek vettük, hogy az összenergia határozatlan, hiszen a mozgási és a helyzeti energia is az. A tapasztalat (elsősorban éppen a vonalas színek) szerint az egyes atomi állapotok összenergiája rendre egy-egy *határozott érték*, annak ellenére, hogy a kinetikus és a potenciális energia külön-külön valóban határozatlan.

Bár első pillanatra ez meglepő, mégsem abszurdum: az ál-

lapotfüggvény úgy kódolja az összenergiát, hogy annak értéke egyértelmű, de *megoszlása* helyzeti és mozgási energiára határozatlan.

Ez az egyértelmű összenergia az atomok esetében távolról sem „klasszikus” fogalom. A klasszikus mechanikában az energia értéke *tetszőleges* lehet.

Ha nem is találhattuk volna ki előre, jobban utána gondolva az *összenergia számszerű határozottsága nem idegen az eddigiek szellemétől*.

Mint az impulzussal kapcsolatban már említettük, egy mozgásállapot tartalmának részletes elemzéséhez matematikai eszközök, pl. a terjedési törvény pontos alakja (a Schrödinger-egyenlet) szükségesek. Emlékezzünk azonban vissza: az impulzus akkor teljesen határozott, ha a hullámfüggvény *térben egymás melletti szakaszai* egyformák, szabályosan ismétlődnek. Az összenergia számszerű határozottsága hasonlóképpen az állapotfüggvény mozdulatlanságában, *időbeli egyformaságában* tükröződik. A csodálatos az, hogy az energiaértékek *megbecslésére* már a mi szerény eszközeink is elégségesek.

Amikor az elektron szabadon vagy kondenzátorlemezek között repül, állapotfüggvénye időben változik, az összenergia tehát nem lehet teljesen határozott. Ez közvetlenül világos

a szabad mozgásnál, ott az összenergia $\frac{p^2}{2m}$ -mel egyenlő,

az impulzusnak viszont – tudjuk – véges szélességű hullámvonulatnál nincs éles értéke.

A hidrogénatom a legeslegegyszerűbb atom, az atomfizika Benjáminja. De amire megtanít, az mindenfajta anyag szerkezetének egyetemes érvényű vonása.

Határozott energiájú, egymástól elkülönülő egyensúlyi állapotok jellemzik az összetett mikroszkopikus struktúrákat is, ezek jelentik az anyag visszatérő formáit, a rendet és ismétlődést, ami nélkül nem lenne miről fogalmat alkotni, és nem lenne ki fogalmat alkotson.

A stabilitásban nem az inaktív nyugalom, hanem az anyag és mozgás szétválaszthatatlansága tükröződik: a klasszikus mechanikában akármilyen kis helyen el tudunk képzelni egy nyugvó tömegpontot, a mikrovilágban a növekvő *helyhez kötöttség* (ellentétes töltések közel kerülése) nemcsak csökkenő

helyzeti energiát, hanem növekvő, *elvehetetlen* mozgási energiát is jelent, ezért jön létre egyensúly.

Amikor színes anyagokban gyönyörködünk, rendszerint közvetlenül érzékeljük a molekulák vagy atomok diszkrét energianívóit. A növények zöld színe onnan ered, hogy a levelekben levő klorofillmolekuláknak van két olyan energiaszintje, amelyek között a távolság a vörös fénykvantumok energiájával egyenlő. A napfényből a vörös elnyelődik (ez az energia biztosítja a növény életműködését), s az ún. kiegészítő színt látjuk. De akár a legszürkébb salakdombra sem nézhetünk úgy, hogy közben ne „látnánk” a diszkrét energiaszinteket: a levegő, amelyen keresztül nézünk, azért átlátszó, mert molekuláiban az energiaszintek távolsága nem felel meg a látható fényben előforduló frekvenciáknak.

7. fejezet:

Tér és kiterjedés

1. Didergés és vacogás

Mi tehát az elektron- ψ ? A terjedési törvénnyel együtt az elektron viselkedésének matematikai hordozója, ahogy a súlypont is az volt – a Newton-axiómákkal együtt – a makroszkopikus testek klasszikus mechanikájában. Az elektron ugyanolyan „kunsztokat tud” a klasszikus mechanikához viszonyítva, amilyeneket egy függvény tud a ponthoz viszonyítva. Noha ezek a kunsztok eleinte meglepőek, megfigyelésük gyakran *nem közvetettebb*, mint pl. *egy karika súlypontjának* a megfigyelése, úgyhogy ugyanilyen értelemben nyugodtan beszélhetünk ψ megfigyelhetőségéről is.

A kvantummechanika elfogadása általában azért nem válik élménnyé, mert nem látjuk, hogy ha egyszer a makroszkopikus testek atomi részecskékből épülnek fel, akkor hogyan lehet az utóbbiak viszonya a térhez mégis annyira más. Ámde abból, hogy a ψ és a terjedési törvény koncepciójához a hely és impulzus makroszkopikus fogalmából kiindulva jutottunk el, világos, hogy az elektron és a biliárdgolyó viselkedése között legalább annyira van összhang, mint amennyire ellentmondás.

Ez azonban mindaddig rejtve marad, amíg nem tudatosítjuk magunkban, hogy a biliárdgolyó *kétféle értelemben is kiterjed a térben*. Egyrészt átmérője van, másrészt a „súlypontjának” is van, megfigyelhetetlenül kicsiny kiterjedése.

Alkalmas körülmények között az elektron ψ -jéből is csak annyit használunk ki, hogy az egy „mozgó pont”, pl. amikor az elektromos tér eltérítő hatását katódcsőben mérve meghatározzuk az elektron tömegét. Sőt, elvileg még az atomban is előfordulhatna ez. A Rutherford-féle atommodell (a Bohr-

modellel ellentétben) egészen jó abban a szélsőséges esetben, amikor az elektron hullámfüggvénye a *keringő pontot imitálva* egy körülbelül századmilliméter sugarú pályán körbe jár a proton körül úgy, hogy közben a hullámfüggvény kiterjedése (legalábbis néhány körülfordulás idejére) kisebb, mint a látható fény hullámhossza. Gyakorlatilag természetesen az ilyen atom már régen ionizáltnak számít.

Az „igazi” atomi állapotok azonban éppen azok, amelyeknél a hullámfüggvény nem jár be a saját kiterjedésénél nagyobb tartományokat, hanem ráhúzódik a magra, és a nem-pont mivolta válik fontossá, „domborodik ki” – szó szerinti értelemben is. *Bármilyen izgalmas legyen is ez a kidomborodás a kísérletek fényében, nincs minek ellentmondjon a makroszkopikus mechanikában: ez utóbbiban még sohasem sikerült az elmosódott súlypont struktúrájához közvetlenül hozzáférni.*

Ami tehát a biliárdgolyónál nem különböztethető meg a ponttól, az az elektronnál érzékelhetően kiszélesedik. Megfordítva, ami a biliárdgolyónál könnyen megkülönböztethető a ponttól, tehát az átmérője, a teste, egyszóval a mozgásállapotától független térbeli szerkezete, arról az atomi elektronnál egyáltalán nem esik szó. A nagyenergiájú fizika eredményei alapján valószínű, hogy létezik valamilyen formában, de a bennünket érdeklő atomi jelenségekben nem jut közvetlen szerephez. Ezt úgy fejezzük ki, hogy az atomi elektron a mozgásállapottól független szerkezet szempontjából pontszerűnek tekinthető.

A kvantummechanika végeredményben azt tárta fel, hogy *a mozgásállapotnak éppen úgy térbeli struktúrája (kiterjedése) van, mint „magának a testnek”.*

A biliárdgolyó és az elektron viszonyát ezek után így szemléltethetjük.

Egy derékszögű koordinátarendszer tengelyeire mérjük fel egyrészt a mozgásállapot, másrészt a mozgásállapottól független szerkezet kiterjedését. Akkor a biliárdgolyó, illetve az elektron alábbi szimbolikus ábrázolását kapjuk (26. ábra).

A hétköznapi szemlélet, képletesen szólva, a biliárdgolyó fenti ábrázolatát függőleges vonalnak látja. Az atomfizikai mérések, ugyancsak képletesen szólva, az elektron fenti ábrázolatát vízszintes vonalnak tüntetik fel.

Nem csoda, ha a makroszkopikus és mikroszkopikus viselkedés látszólag teljesen „keresztben áll”, más dimenzióba esik!

A közvetlen megfigyelhetőség elől megbújó csonkítatlan ábrázolás azonban a két, látszólag teljesen elütő dolgot magasabb rendű egységbe foglalja.

Természetes, hogy a köznapi nyelv szavai ezt az *alapvetően új* tényállást csak bukdácsolva tudják visszatükrözni.

Használjuk egy pillanatra a test helyett a tárgy szót a vizsgált „dologra”. Ha ezek után azt mondjuk, hogy a tárgyak térbeli kiterjedésének megfigyelhető megnyilvánulása a test, akkor azt is mondhatjuk, hogy a biliárdgolyó esetében az összetett szerkezetnek, elektron esetében a mozgásállapotnak van teste.* *Nem javasoljuk* ezt a szóhasználatot, mert félreérthető, de a lehetőségre érdemes rámutatni, mert az összefüggéseket világosabbá teszi.

Az ilyen szóhasználat azért ellenszenves, mert a biliárdgolyó testét *önálló* (a környezettől nagymértékben független), lezárt valaminek és ráadásul ilyen minőségében *kényelmesen szemlélhetőnek* érezzük, az elektron mozgásállapotának kiterjedéséről viszont az a benyomásunk, hogy az csupán matematikai foglalatok mindazoknak a kalandoknak, amelyekbe az elektron bocsátkozhat. A benyomásoknak ez a különbsége indokolt, de alapja nem annyira a biliárdgolyó és az elektron közötti elvi különbség, mint inkább idegrendszerünk fokozatosan kialakult, a makroszkopikus környezethez alkalmazkodott működési módszerének, szelektív tevékenységének az eredménye.

Mindenekelőtt arról van szó, hogy az *átmérővel* sokkal de sokkal korábban találkozunk, mint a *súlyponttal*.

A biliárdgolyó vagy labda átmérője *önmagában véve*, tehát a megfigyelésének érzéketlen élményeitől elvonatkoztatva, semmivel sem kevésbé száraz matematikai fogalom, mint a súlypontja. De az utóbbiról csak akkor hallunk, amikor az előbbinek a „közvetlen” (valójában nagyon is áttételes) érzékelését már megszoktuk. Ezért a súlypontot mint valami „csupán matematikai” dolgot könyveljük el.

Az elektronnál a mozgásállapot struktúrája az, ami megfigyelhető. De egyrészt azért, mert a laboratóriumi észleléseket soha nem érezzük olyan közvetlennek, mint pl. a labda gyerek-

* A mozgásállapottól független szerkezetet belső szerkezetnek is szokás nevezni. Biliárdgolyó esetében ez a jelző eszményien zavaros, hiszen a súlypont (illetőleg annak elmosódott utóda) van belül.

kori intimitású látványát, másrészt azért, mert a ψ a súlypontnak, a „csupán matematikai valaminek” az örököse, azt gondoljuk, hogy az atomfizikai kísérletekben „még nem az elektront” látjuk. A 26. ábra alapján ugyanilyen joggal mondhatnánk azt is, hogy az elektront igazán látjuk, a biliárdgolyót azonban nem, hiszen mozgásállapotának struktúrája rejtve marad. Helyesebb tehát azt mondani, hogy a biliárdgolyót és az elektront egyaránt látjuk, habár létüknek két különböző oldaláról.

Vajon hogyan kell a 26. ábrán szimbolikusan ábrázolt teljes valóságot a valódi térben magunk elé képzelni?

Mit látnánk, ha olyan éles lenne a szemünk, hogy akár a biliárdgolyó, akár az elektron kétfajta struktúráját egyidejűleg szemlélhetnénk?

A kérdés azért olyan izgalmas, mert a kétfajta térbeli kiterjedés *ugyanabban* a háromdimenziós térben létezik.

Engedjük egy röpke pillanatra szabadjárá sok kudarcot megért képzeletünket. Az elektront talán parányi golyócskának látnánk, de sok halvány, áttetsző példányban *egyszerre*. Az egyes példányok akkora térfogatban oszlanának el, amekkorára a súlypont elmosódik. Esetleg csak egyetlen golyócskát látnánk, de az ide-oda vacogna ebben a térfogatban. Ugyanígy, a biliárdgolyó talán dideregne – bizonyos csak annyi, hogy mindkét látvány kísérteties lenne.

És ez több, mint hasonlat. Egy kísértet látványa azért kísérteties, mert nem létezik.

2. Állapot és megfigyelés

Ha egy baktérium részleteit akarjuk látni, olyan fénnel világítjuk meg, amelynek hullámhossza a baktérium térbeli kiterjedésénél kisebb.

Ha egy elektront világítunk meg olyan – egyszerűség kedvéért csak egy pillanatra felvillantott – fénynyalábbal, amelynek hullámhossza az elektron- ψ kiterjedésénél kisebb, akkor az elektron állapotfüggvénye pillanatszerű átalakuláson megy át: mintegy összeugrik az eredetileg elfoglalt térfogat valamelyik pontjának a megvilágító fény hullámhosszával körülbelül egyező méretű környezetére.

Hogy esetenként hova, az *elvileg megjósolhatatlan*: valószínűségi törvényt követ. Annak valószínűsége, hogy az összeugrás egy kiszemelt pont környezetére fog történni, az eredeti – megvilágítás előtti – ψ négyzetével arányos az illető pontban. (Hogy az összeugrás egy-egy konkrét esetben hova történt, azt az elektronon szóródott fény árulja el, amely ebből a pontból látszik kiindulni. Hogy csakugyan ide koncentrálódott az elektron, azt további sorsa igazolja.)

Akármilyen érdekes is ez, most már nem tűnik képtelenségnek. Hiszen a ψ kiterjedése a *mozgásállapot* kiterjedése! A rövid hullámhosszú fény nagy impulzusú kvantumokból épül fel: amikor az ilyen fény az elektronnal kölcsönhat, *számottevő impulzust cserélnek, s egymás állapotát kölcsönösen drasztikusan megváltoztatják*.*

A kölcsönösségen óriási hangsúly van.

Ezen keresztül válik elfogadhatóvá a ψ kétféle viselkedése.

Az eddigiek során azt a benyomást keltettük, hogy az elmosódott pont *mindig* terjedési törvényt követ. Az igazság azonban az, hogy a lehetőségek *két általános fajtáját* kell megkülönböztetnünk. Sietünk leszögezni, hogy a másodikat végképp nem lehetett volna pusztán a makroszkopikus mechanika következetes kritikájából kisütni; *önálló, semmi másra vissza nem vezethető tapasztalati tényről* van szó. Megnyugtató viszont, hogy ez a tapasztalat nem áll ellentétben a teljes mozgásállapotot hordozó elmosódott pont fogalmával.

Amikor egy elektron, mondjuk egy feltöltött kondenzátor lemezei között repül át, semmilyen nyomot nem hagy, noha az ő mozgásállapota folyamatosan megváltozik. Ilyenkor mozgásállapota a már jól ismert terjedési törvényt követi.

A megvilágításnál viszont a fénynyaláb állapotában is változás következik be. Ha nem így lenne, az azt jelentené, hogy az elektron észrevétlen maradt.

Hasonló a helyzet akkor, amikor az elektron felvillanó ernyővel vagy egyéb *érzékeny* reagenssel találkozik.

Az ilyen esetekre éppen a környezet „túlérzékenysége” jellemző. Ha az elektron és a környezet között a kölcsönhatási

* Ugyanígy megváltoznék a biliárdgolyó mozgásállapota is abban a több okból is irreális esetben, ha olyan rendkívül kemény γ -sugarakkal világítanánk meg, amelyeknek hullámhossza kisebb a súlypont elmosódottságánál.

folyamat megindul, akkor igen nagyszámú szabadsági fok vesz benne részt *cselekvőleg és szenvedőleg* egyaránt, úgyhogy végül *egyetlen elektron esetleg szabad szemmel is észrevehető, makroszkopikus hatást vált ki!*

A környezetben létrejövő makroszkopikus változással függ össze, hogy ilyenkor az elektron *kezdeti*, illetve a *kölcsönhatás lezajlása utáni* állapotfüggvénye között a kapcsolat véletlenszerű, valószínűségi törvényt követ. (Sőt, mint a részletes elemzés mutatja, *átmenetileg* – a rövid ideig tartó kölcsönhatási folyamat közben – az elektron önálló, a többi szabadsági foktól független mozgásállapotának a fogalma is értelmét veszti. „A pillanatszerű összeugrás” tehát csak a folyamat végeredményéről tudomást vevő pongyola kifejezés.)

A „hisztérikus” környezettel való találkozásnál vagy röviden a *helymérésnél* mutatott viselkedés az alapja a ψ *valószínűségi értelmezésének*.

Az ilyen mérési folyamatok történeti és technikai szempontból egyaránt fontosak. Lehetővé teszik a mikroszkopikus részecskék *egyedi* megfigyelését, és rávilágítanak az összetett szerkezet és a mozgásállapot szerkezete közötti különbségre.

A valószínűségi értelmezés azonban, pontosabban a mögötte rejlő jelenség, egyáltalán nem *az* értelmezése a ψ -nek, csupán *egyik* megnyilvánulása.

Látszólagos előnye, hogy ti. kézzelfogható és „közvetlenül az elektron helyére” vonatkozik, csalóka: a „közvetlen” eredmény végett az elektront egy igen bonyolult kölcsönhatási folyamat részesévé kell tenni, ennek során az az állapot, amit jellemzünk, általában teljesen meg is változik. Olyan ez, mint ha egy izzó gyufavéget úgy akarnánk megkeresni, hogy egy nyitott benzineshordót hurcolunk körbe.

Valójában pl. egy atomi elektronállapot megfigyelésének *nem az a legközvetlenebb módja*, hogy az atomon egy igen kemény (az atom átmérőjénél sokkal kisebb hullámhosszú) röntgensugarat bocsátunk keresztül.

Amikor a könnyen összenyomható gázok tanulmányozása után megtapasztaljuk a folyadékok összenyomhatatlanságát, tulajdonképpen az atomi elektronok 10^{-8} cm átmérőjű mozgásállapotát tapogatjuk.

Az ilyen kíméletes letapogatás végeredményben a kért állapot „tartós” tartalmáról többet mond, noha ilyenkor nem *egyetlen* kiszemelt elektront vizsgálunk.

Korábbi definíciókat (l. 90. lapon) mindenesetre ki kell egészítenünk.

A ψ – az időbeli viselkedésének *környezettől függő, két-fajta* törvényszerűségével együtt – az elektron fizikai megnyilvánulásainak matematikai hordozója.

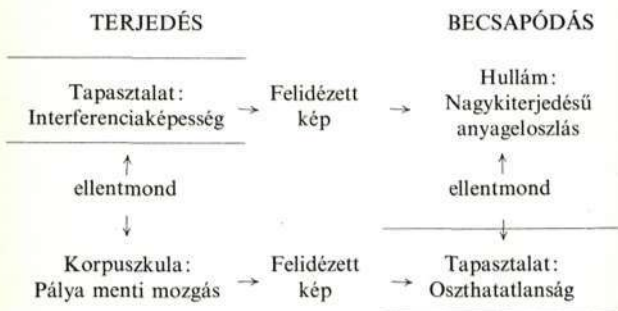
Az ún. *hullám-részecske dualizmus* nem egyéb, mint a mikrorészecskék mozgásállapotának nyugodt, illetve túlérzékeny környezetben való kétféle viselkedése.

A makroszkopikus anyag látható kiterjedése mindig az összetett szerkezet kiterjedése. Ez a kiterjedés lehet nagy vagy kicsi, ha pl. egy tó hullámozó vizét egy biliárdgolyóval hasonlítjuk össze, de hétköznapi körülmények között sohasem változik ugrásszerűen. A tárgyak nem zsugorodnak össze, ha látható fénnel megvilágítjuk őket. [Ez nem magától értetődő, ha meggondoljuk, hogy az összetett szerkezet kiterjedése végső soron az atomi részecskék mozgásállapotának kiterjedésére vezethető vissza. A magyarázat az, hogy a látható fény hullámhossza ($\sim 10^{-5}$ – 10^{-4} cm) nem kisebb, hanem *sokkal nagyobb*, mint az atomi elektronállapotok mérete: a látható fotonok impulzusa az atomi elektronállapotok impulzustartalmánál *sokkal kisebb*.]

Az elektron-interferométer vákuumterében ezzel szemben olyan körülményeket teremtünk, hogy az elektron mozgásállapotának *alkalma legyen először makroszkopikus méretűvé szétfolyni*, azután „hisztérikus” környezettel (ernyővel, fényképlemezzel) találkozni, tehát újra összezsugorodni. Ebből a szempontból tulajdonképpen mellékes, hogy mi van még a katód és az ernyő között; a tükrök vagy rések a *nyugodt* környezethez tartoznak, és szerepük abban áll, hogy a *terjedési törvény érvényességének időszakában* a térben váltakozó „ ψ^2 -ben gazdag” és „ ψ^2 -ben szegény” tartományokat hoznak létre. Ezek azután az ernyőt elérve az összeugrások statisztikáján keresztül „láthatóvá” válnak, s igazolják a nagyméretű ψ fizikai realitását. (Az ún. Wilson-féle ködkamrában az áthaladó részecske folyamatosan kölcsönhat a túlhűtött gőzzel, ezért az állapotfüggvénynek nincs módja jelentősen szétfolyni. Másrészt, ezt csak a teljesség kedvéért jegyezzük meg, a környezetben létrehozott makroszkopikus változás nem változtatja meg *szükségképpen* az elektron állapotát. Ha az interferométert rádióhullámokkal „világítjuk át”, elvben meggyőződhetünk róla, hogy az elektron „csakugyan bent van”,

anélkül, hogy kiterjedt mozgásállapotát megváltoztatnánk. A „képernyőn keletkező folt” – a vevőantennában kiváltott hatás – azonban ilyenkor „nem felbontható”, nem ad felvilágosítást az elektronállapot szerkezetéről.)

Amikor az elektron *oszthatatlanságának* (pontoszerű becsapódásának) és *interferenciaképességének* tapasztalati tényét *makroszkopikus szemlélettel* közelítjük meg, akkor – képletesen szólva – összecseréljük a 26. ábra két tengelyét, más szóval a mozgásállapot kiterjedését a belső szerkezet kiterjedésének mintájára igyekszünk elképzelni, amely utóbbi nem változik ugrásszerűen. Az eredmény a „terjedés” és „becsapódás” megoldhatatlan dilemmája, amit *Marx György* nyomán az alábbi skémával ábrázolhatunk.



3. Térben vagy tér mögött?

Az összetettség azt jelenti, hogy külön-külön beszélhetünk a részletekről.

Alkalmas vákuumcsőben az elektron mozgásállapotának a kiterjedése elérheti akár a 0,2 cm-t is. És mégsem beszélhetünk önállóan a részleteiről!

Tudjuk már, hogy miért nem lenne érdemes az ilyen elektront látható fénnel megvilágítani. De mégis úgy érezzük, bele kell bolondulni abba, hogy nincs jogunk elképzelni, „mi van ott”, mi van ennek a *makroszkopikus méretű* tartománynak az egyes pontjaiban. Egyáltalán, benne van az

elektron a térben? Vagy talán nem is létezik, csupán különböző makroszkopikus tapasztalatokat összekapcsoló matematikai absztrakció?

A gyötrődés indokolt, de alapja nem az elektron megismerhetetlensége, hanem az, hogy *a háromdimenziós tér bennünk élő fogalma a makroszkopikus tárgyak egymáshoz való viszonyából szűrődött le*, mint azt a csecsemőkori tanulással kapcsolatban már említettük.

Szemléletünk számára a tér nem egyéb, mint a makroszkopikus testek összes elképzelhető helyeinek halmaza.

A pont makroszkopikus fogalom! A makroszkopikus testeket akadálytalanul felelhetjük, negyedelhetjük stb. Öntudatlan extrapolációval jutunk a pont fogalmára.

Minden test a térben van: szemléletünk számára ez annyit jelent, hogy minden test súlypontja (vagy külön-külön minden egyes pontja) elfoglal egyet és csakis egyet a lehetséges helyek közül.

Ebben a térben az elektron benne is van, meg nincs is. Ha az egész teret kitöltjük fotoemulzióval, az *mindig* megfeketedik valahol: nem mondhatjuk, hogy az elektron a *téren kívül* bujkál. De ha nem indítunk ellene hajtóvadászatot, akkor *nincs* határozott helye.

Végeredményben arról van szó, hogy az elektronnak más a viszonya a makroszkopikus testekhez, mint egy makroszkopikus testnek a többihez. (Joga van hozzá: köznapi értelemben az elektron nem összetett, és nagyon kicsi a tömege.)

Két kifejezésmód között választhatunk.

a) A makroszkopikus testek által sugallt térbe az elektron csak nyakatekert módon fér bele.

b) Az elektron megismerése a térfogalmat az anyagfogalommal párhuzamosan előre nem sejtett irányban gazdagítja.

4. A megszokás a boldogság?

Érezhetjük-e valaha is az elektron viselkedését megnyugtatónak?

Igen, annak ellenére, hogy a lelki szemeink előtt megjelenő képek kizárólag olyan elemekből tevődhetnek össze, amilyeneket – esetleg más kombinációban – ténylegesen láttunk már,

s elrendeződésük a kiskorunkban kiépült korlátokat nem lépheti át.

Számos olyan dologról sincs tényleges képünk, ami megszokott világunkhoz tartozik. Nem tudjuk valódi méretében elképzelni a földgolyót, amikor rajta állunk, sem az elektromos teret egy kondenzátor lemezei között. Ismereteinket mégis *szemléletesnek* érezzük ilyenkor is.

Ha szóba kerülnek, velük párhuzamosan bizonyos modell-szerű képeket (asztali földgömböt, űrhajófelvételeket) idézünk fel magunkban, vagy pedig *szimbolikus ábrázolások képét* villantjuk fel. A térerősségről pl. az iskolai tankönyv rajzán látható nyíl (vektor) jut eszünkbe, amely a tér *egyik pontját a másikkal* köti össze, minthogy *valódi képe az egyetlen pontban* uralkodó térerősségnek egyáltalán nincs.

Ismereteinket nem az élethű képek, hanem állandósult észme-társítások révén érezzük szemléletesnek.

A ψ -t tehát megszokhatjuk. De ennél még több is igaz. Ha egy pl. alapállapotban levő atomot (független atomokból álló kisméretű mintát) olyan röntgenfénnyel világítunk meg, amelynek hullámhossza az atomi elektronállapot kiterjedésének felel meg, az esetek nagy részében a kölcsönhatás lezajlása után az elektron alapállapotban marad vissza, de a röntgenkvantumok eltérülésének gyakorisága a különböző irányokban függ az állapotfüggvény részleteitől: az ernyőn felfogott, ún elhajlási képből ψ alakja rekonstruálható.

Nyugodtan mondhatjuk, hogy az elhajlási kép az elektron képe.

Ezt a képet, igaz, mindig áttételesnek fogjuk érezni, nem olyan közvetlennek, élethűnek, mint pl. a biliárdgolyó kézzel fogható látványát. Pedig a különbség csupán idegrendszerünk kisgyerekkori fogékonyságának a következménye.

A biliárdgolyót egyáltalán nem az *egyszeri* megfigyelésének közvetlen volta teszi kézzelfoghatóvá, hanem a *ráismerés* élménye. A biliárdgolyót nézve *nem azt látjuk* (az agyunkkal), *amit látunk* (a szemünkkel), hanem mindazt, amit a múltban láttunk és amire a jövőben számítunk, egyszerre. Más szóval az érzékszervek információit nem az agy felsőbb központjai használják közvetlen fogyasztásra, hanem alsóbbrendű központok használják arra, hogy az agyban korábbi tapasztalatok légiója alapján kialakított és elraktározott *tárgyhipotézisekkel* azonosítás céljából összehasonlítsák őket. Hétköznapi

biztonságérzetünket nem a bennünket körülvevő kép önmagában, hanem a sikeres azonosítás adja. (Az agyműködésnek ez a mechanizmusa látványosan demonstrálható, ha az érzékszervekkel szemben alkalmazott gonosz trükkök segítségével az alsóbbrendű központokat megoldhatatlan feladat elé állítjuk.)*

A köznapi tárgyak szemlélése mögött tehát a) *pompás absztrakció*, b) *kegyes csalás* rejlik.

a) Megtanuljuk felismerni, megragadni a *különböző megjelenési formák* (megvilágítástól függő szín, nézőponttól függő látszólagos alak stb.) mögötti *közös*et.

b) Ezt a *közös*et – tehát „a tárgyat önmagában, a környezet-hez való viszony esetlegességeitől megtisztítva” – szemléletesnek, *láthatónak* érezzük.

Az utóbbi annyiban csalás, hogy ami a *különböző* megjelenési formákban valóban *közös*, az valami színtelen, szagtalan matematikum, pl. egy kocka esetében az élhosszúság. Amikor azonban „a kockára” gondolunk, nem egyetlen számadat jár az eszünkben, hanem a kockát valamilyen *tipikus módon* (nappali fényben, egy testátló irányából nézve) vagy *tipikus nézetek között* ugrálva meg is jelenítjük magunk előtt.

Ha azonban nem siklunk el afölött, hogy egy pirosposzsgás arc zöld fényben zöld, mégkevésbé afölött, hogy egy biliárdgolyó röntgendiffrakciós képe milyen egzotikus, más szóval ha egy pillanatra elutasítjuk idegrendszerünk jóindulatát, akkor kitűnik, hogy az összetett szerkezet érzékelése semmivel sem közvetlenebb, önállóbb és lezártabb, mint az egyes elektronok mozgásállapotáé.

A biliárdgolyóról látható fényben készült kép lehet *életnagyságú*, ellentétben az elektronról készült röntgendiffrakciós képpel. Mégsem *élethűbb*, mint az utóbbi, hiszen éppen az atomi részletekből semmit nem mutat.

Mivel az elektron elhajlási képét nem tudjuk közvetlennek érezni, egyszerűbb helyette a hullámfüggvényt grafikusán ábrázoló görbét magunk elé képzelni, mint az elektron szimbolikus képét.

A megszokás még nem megértés. Nem csodálatos, hogy az

* Lásd pl. R. L. Gregory: Az értelmes szem (Gondolat, Budapest, 1973.).

ablaküveg akkor sem engedi át akadálytalanul a futball-labdát, amikor tisztára van mosva?

Köznapi világunk sok meg nem értett (= egymással kapcsolatba nem hozott) ténye nyugszik az atomfizikán. Talán jó is, hogy az elektront nem olyan könnyű elképzelni. Ez élménnyé teszi a megértést. És – ki tudja? – talán nem is a megszokás a boldogság.

III. rész

Mikroszkopikus
struktúrák

„Hogy átszõ mindent az Egész!
Egyik a másban hat s tenyész!”

Goethe : Faust
(Jékely Zoltán fordítása)

8. fejezet:

Stabilitás

és változékonyság

1. Rugalmas polarizáció

Arról fájó szívvel le kell mondanunk, hogy a kvantummechanika teljesítőképességét az alkalmazások *gazdagságán* keresztül érzékeltessük. A könyv terjedelme ezt semmiképpen nem engedi meg. De „szerencsére” az eddig elmondottak még nem alkotnak logikailag zárt egészet. A hiányzó összefüggések felderítése egyúttal a legfontosabb alkalmazások megismerését is jelenti, és fogalmat ad azok változatosságáról, átfogó jellegéről. Utunk végén látni fogjuk, hogy menet köz-

ben némileg meghamisítottuk a valóságot, de kiderül majd az is, hogy nem tehattünk mást, és az is, hogy a tárgyalás során egymástól elszakított részletek hogyan illeszkednek magasabb rendű egységbe.

Az atomfizikai stabilitás és változékonyság sajátos viszonyának áttekintését a legegyszerűbb kérdéssel, *az atomok rugalmasságával* kezdjük.

Mi történik, ha egy hidrogénatom feltöltött kondenzátor lemezei közé kerül?

A 27. ábra azt mutatja, hogy hogyan változik egy magányos, határozott helyű („tűszerű” állapotban elképzelt) elektron helyzeti energiája egy a kondenzátorlemezeket összekötő egyenes mentén. (Annál nagyobb, minél közelebb van az elektron a vele egyező töltésű lemezhez.)

A lemezek között középen elhelyezkedő proton körül (egy dimenzióra szorítkozva) az elektron teljes helyzeti energiája a 28. ábráról olvasható le. A proton körüli eredeti „potenciálgödör” egy kissé deformálódik, mintegy jobbra húzódik.

Minden további nélkül kitaláljuk: a terülés és terelés egyensúlyaként felfogott, önmagát változatlan alakban újjászülő

hullámfüggvény követi a $V(x)$ kis deformációját: az elektron „töltésfelhője” is jobbra húzódik egy kissé. Az atom polarizálódik, a kifelé mutatott hatás szempontjából úgy viselkedik, mint a klasszikus elektromosságtanban egy *parányi dipólus* (= két, egymástól parányi távolságban nyugvó, ellentétes előjelű, pontszerű töltés).

Ha a kondenzátort kisütjük, a deformáció eltűnik. (Az alkalmazkodás ebben az esetben is *folyamatos*: azoknak a tűszerű függvényeknek a pillanatról pillanatra ismétlődő szétfolyása, amelyekből az atomi állapotokat gondolatban összerakhatjuk, gyorsabb, mint a makroszkopikus eredetű elektromos tér változása.)

Az alapállapot stabilitása tehát a gerjesztéshez elégtelen ráhatásokkal szemben sem abszolút merevséget jelent, hanem rugalmasságot.

Nappal nem látjuk a csillagokat. A Nap látható fotonjai nem nyelődnek el ugyan a levegő molekuláiban, de azért „észreveszik” azok rugalmas elektronfelhőjét, és irányt változtatnak, szóródnak rajtuk, elsősorban a viszonylag nagyfrek-

venciájú kék fotonok. Ilyen szórt fény jut a szemünkbe olyankor is, mikor nem a Nap irányába nézünk.

A távoli hegyek azért kékek, mert vörösek. (A róluk félnék visszaverődő napfényből kiszóródik a kék, de a közbenső levegőréteg a közvetlen napsugárból még többet pótol.) A lemenő nap csakugyan vörös.

2. Alagútjelenség

Térjünk vissza az elektromos térbe helyezett hidrogénatomhoz.

A protontól távolodva a ψ rohamosan csökken, de csak fokozatosan simul bele az x -tengelybe. Ha a külső elektromos teret kellőképpen megnöveljük, a $V(x)$ potenciálgörbe jobb oldali *külső*, balról jobbra süllyedő, tehát a hullámfüggvényt *balról jobbra* terelő szárnya a proton olyan közelségébe húzódik, ahol ψ még nem teljesen elhanyagolható (29. ábra).

Az állapot egyensúlya ekkor *meghomlik*. A hullámfüggvény jobb oldali nyúlványát az erőter folyamatosan elszívja, a proton körüli „gödör” kiürül: az állapotfüggvény áthúzódik a „külső” elektromos térbe, s megindul a jobb oldali kondenzátorlemez felé. *Az atom ionizálódik*.

A jelenség érdekessége akkor tűnik ki, ha a $V(x)$ görbe mellett az elektron összenergiáját is feltüntetjük.* Az elektron az ábra tanúsága szerint átjut egy olyan tartományon, amelyben, ha klasszikus tömegpontként akarnánk elképzelni, a kinetikus energiájának *negatívnak* kellene lennie. (Az összenergiát jelző vonal mintegy alagútként fúrja át a föléje emelkedő potenciálhegyet, innen a jelenség elnevezése.) Ez újabb bizonyítéka annak, hogy az állapotfüggvény egészének oszthatatlan, önálló tartalma van, amely nem kevesebb, hanem több, mint a mögötte esetleg keresett klasszikus képek.

A 29. ábra segítségével az olvasó maga is megbecsülheti, hogy az elektronok ún. „hidegemissziója” mekkora térerősség-

* Ez az energia körülbelül a 6. FEJEZET-ben kiszámított $-\frac{16me^4}{h^2}$ -tel egyezik meg, de az egyensúlyi állapot energiájával elmentésben most nem teljesen határozott érték, hiszen az állapotfüggvény időben változik.

nél válik észlelhetővé.* Alagútjelenséget molekuláris eredetű elektromos tér is létrehozhat. Így válik érthetővé sok fontos kémiai reakció, amelyekben bizonyos átmeneti képződmények (l. az 5. pontban) létrejöttéhez még a reagáló molekulák külső mozgásával (ütközési energiájával) együtt sincs elegendő energia. Alagútjelenség révén szabadulnak ki a magerők vonzó-köréből az α -részek a radioaktív α -bomlásnál, s találkoznak, megfordítva, az elektromos taszítást „kijátszva” a protonok a Nap energiát felszabadító folyamataiban.

3. A hidrogénmolekula-ion

Tegyük fel, hogy egy hidrogénatom közelébe sikerült észrevétlenül odacsempészni egy másik protont (30. ábra). (A gyakorlatban az új proton elektromos tere már az odavitel

* A $V_K(x) = -eEx$ „külső” és a $-\frac{e^2}{x}$ „belső” potenciális energiának $x = \text{néhányszor } 10^{-8} \text{ cm-nél}$ kell egyenlővé válnia.

közben polarizálná az atomot, de ettől most tekintsünk el.) Az elektron eddigi állapota az új környezetben biztosan *nem* határozott energiájú egyensúlyi állapot: a hullámfüggvény elkezd átszivárogni a jobb oldali „potenciálgödör” fölé. Az átszivárgott rész a második proton körül halmozódik fel.

Az egyensúlyi állapot nyilván az, amelyben az oda- és visszairányuló szivárgás egymást kompenzálja, azaz a hullámfüggvény szimmetrikus (31. ábra).

Hasonlítsuk össze a 30. és 31. ábrán látható elektronállapot energiáját!

A kinetikus energia körülbelüli értéke az állapotfüggvény által képviselt „hullámhosszal” függ össze. Érezni lehet, s a számítás igazolja: amiatt, hogy a 31. ábrán a két kúp között a görbe kissé „kiegyenesedik”, a hullámhossz mintegy *megnő* (a szaggatott vonal eltűlözve mutatja, hogy mire gondolunk), tehát a mozgási energia *lecsökken*. De a helyzeti energia is negatívabb lesz, mint volt, hiszen a hullámfüggvény nagyrészt

a két proton közötti térségben terül el, ahol mindkét proton hatása érvényesül.

A második állapotban tehát az energia határozottan kisebb. (Éppen ezért az elsőből a második *nem is jön létre automatikusan*, hanem csak akkor, ha a rendszer a felesleges energiától sugárzással vagy a szomszéd atomokkal való ütközés közben megszabadul.) Hogy mennyivel, az a két proton távolságától függ.

Ha túl messze vannak (lényegesen messzebbre, mint az atom sugarának kétszerese), akkor sem a két púp közötti kiegyensúlyozás, sem az együttes potenciális energia nem érvényesül.

Ha viszont a második protont eredetileg egészen közel hoztuk volna, pl. annyira, hogy jelentősen belemerüljön az első proton körüli „elektronfelhőbe”, akkor az elektron töltése nem kompenzálta volna az első proton taszító hatását, s az utóbbi ellen – a csökkenő távolsággal rohamosan növekvő – munkát kellett volna végeznünk. Az egész rendszer energiája nagy lenne.

A minimális energiájú állapot tehát olyan protontávolságnál áll elő, amely nem lehet messze a kétszeres atomsugártól.

És ezzel megértettük a fizikai szempontból legegyszerűbb, de a klasszikus szemlélet keretében talán legérthetlenebb kémiai vegyület, a hidrogénmolekula-ion létrejöttét.

Bármilyen egyszerű ez a példa, átfogó érvénnyel érzékelteti a legizgalmasabb típusú, az ún. *kovalens kémiai kötés* lényegét. Az ilyen kötésnél a vegyületek atomokból vagy ionokból jönnek létre, de nem azokból állnak: *a vegyülés titka a delokalizált, határozatlan hovatartozású, lecsökkent mozgási energiájú elektronállapotok kialakulása.*

Az ún. ionos kötésnél egy atom egészen átad egy elektront egy másik atomnak, az így előálló ellentétes töltések vonzzák egymást. A két ion között az anyagi híd elektromágneses mezőből áll, amely deformációra általában kevésbé érzékeny, mint a kovalens kötésben az elektronhid. A gyémánt atomjait kovalens kötés tartja össze.

4. A Pauli-elv

Amikor a gázok és folyadékok összenyomhatóságának nagy eltérésére utaltunk, bár nem mondtuk ki, hallgatólagosan kihasználtuk egy olyanféle önálló elv érvényesülését, hogy két elektron hullámfüggvénye (a zérustól különböző ψ -értékek tartománya) nem fedheti át egymást.

Így csakugyan érthető lenne, hogy az összenyomással szemben mutatott ellenállás felszökik, amikor az atomok „összeérnek”. Hiszen a további összenyomásnál már az elektronok állapotfüggvénye keskenyedik, energiatartalmuk tehát, mint a 6. FEJEZETben láttuk, rohamosan nő (32. ábra), az összenyomás közben végzett munkának ezt kell fedeznie.

Ebben az egyszerű formában azonban az „áthatolhatatlanság elve” nem lehet érvényes. Hiszen a hidrogén kivételével az összes többi atomban egynél több elektron veszi körül a magot, s a tapasztalat elemzése azt mutatja, hogy hullámfüggvényeik kölcsönösen áthatják egymást.

A helytálló megfogalmazás *Paulitól* származik (1925).

Két elektron hullámfüggvénye átfedheti ugyan egymást, de csak akkor, ha a két állapot az átfedés ellenére lényegesen különböző. Matematikai szempontból a lényeges eltérés olyasmint jelent, hogy az átfedési tartomány különböző részeiben a két hullámfüggvény előjele felváltva egyező és ellenkező tartozik lenni. Ilyen viszonyban van pl. a 24. ábrán felrajzolt, ugyanazon atommag körül elképzelt állapotok közül bármelyik kettő.

A Pauli-elv alapján vált érthetővé mindenekelőtt a kémiai elemek ún. periódusos rendszere. A 24. ábrán látható atomi elektronállapotok eddig a protont körülvevő egyetlen elektron különböző lehetséges állapotait jelentették. A nagyobb rendszámú atomokban is hasonló jellegű elektronállapotok képzelhetők el a központi pozitív töltés körül, ezek közül azonban ilyenkor egyszerre több is „betöltődik” elektronokkal, éspedig elsősorban a legegyszerűbbek, tehát a legmélyebb energiájúak.

A háromdimenziós térben a növekvő energiaértékekhez tartozó egyensúlyi elektronállapotok rendszere valamivel bonyolultabb, mint az egydimenziós térben, egy-egy energiaértékhez több különböző egyenletesen bonyolult (változatlan alakban újjászülető) hullámfüggvény tartozik. Ezek együtt egy-egy „energiahéjat” alkotnak. Amikor a növekvő rendszámhoz tar-

tozó kémiai elemek atomjait gondolatban egymás után felépítjük, egy-egy energiahéj fokozatosan megtelik elektronokkal, azután a következő energiaszinthez tartozó héj kezd betöltődni. Ez a tény nyilvánul meg abban, hogy növekvő rendszámmal az elemek bizonyos tulajdonságai periodikusan ismétlődnek.

A Pauli-elv valóban önálló, másra vissza nem vezethető természettörvény.

Az egydimenziós atomi állapotok egyszerű esetében (24. ábra) az egymást átfedő, de mégis egyszerre betölthető állapotok fizikai szempontból elsősorban mozgási energia tartalmukban különböznek. Ilyenkor az áthatolhatatlanság klasszikus és kvantummechanikai fogalmának viszonyát a következő hasonlattal szemléltethetjük.

Képzeljünk el egy tömött autóbust, amelyben már egy tüt sem lehetne elejteni. Hogyan férne fel még egy utas? Sehogy sem, hacsak nem hajlandó elektron módjára viselkedni. Az utóbbi esetben viszont könnyű dolga van: mindössze fel alá kell szaladgálnia a kocsi belsejében.

Az elv megfogalmazása azonban még egy kis helyesbítésre szorul.

A tapasztalat szerint az elektronnak nemcsak helye és impulzusa van, mint a makroszkopikus mechanikában egy biliárdgolyónak, hanem egy további mechanikai jellemzővel is rendelkezik, az ún. spinnel, magyarul perdülettel, mint a makroszkopikus mechanikában egy pörgő biliárdgolyó.

Erről a tulajdonságról nem szóltunk eddig, és attól eltekintve, hogy a Pauli-elvvel kapcsolatban most meg kell említenünk, ezután sem lesz rá szükségünk. Sajnáljuk, hogy látszólag a semmiből bukkan elő: a valóságban a létezését ki lehet következtetni a terjedési törvény pontos matematikai alakjából.

Az elektronspin létezése világítja meg a következő tényt. Egy meghatározott $\psi(x)$ mozgásállapotot nem csupán egyetlen, hanem két elektron is elfoglalhat. (*Több már nem.*) Ilyenkor a két elektron perdülete ellentétes irányú. Egy kétszeresen betöltött hullámfüggvényt egy további elektron vagy elektronpár hullámfüggvénye csak akkor fedhet át, ha az átfedés ellenére a már említett értelemben különbözik tőle.

Most már tisztázhatjuk az atomátmérő kérdését. A 32. ábra lényegében a valóságot tükrözi, ha nem hidrogénatomokra, ha-

nem héliumatomokra gondolunk. Ekkor ugyanis minden felrajzolt elektronállapotban eleve két elektron tartózkodik, a szomszédos magokhoz tartozó elektronállapotok nem csúszhatnak egymásra.*

5. Kémiai reakciók

Ha két hidrogénatom találkozik, a két „elektronfelhő” egymásba csúszásának nincs akadálya.

Két hidrogénatom tehát nem úgy viselkedik egymással szemben, mint egy-egy parányi biliárdgolyó. (Egy héliumgázba tévedt hidrogénatom a szomszéd héliumatommal szemben már igen!)

A hidrogéngázban az atomok páronként *molekulákká* egyesülnek.

Az előző pontban láttuk, hogyan jön létre a hidrogénmolekula-ion egy hidrogénatomból és egy protonból. Két hidrogénatom találkozása esetén csupán annyi a különbség, hogy az alacsony energiájú, delokalizált elektronállapotot nem egy, hanem két elektron fogja elfoglalni (ellentétes spinnel).

Egy harmadik hidrogénatom már elpattan a molekuláról, ha nekiütözik: a harmadik elektron egyszerű (= nem váltakozó előjelű) állapotfüggvénye nem merülhet bele a kétszeresen betöltött állapot hullámfüggvényébe. Hasonlóképpen világítható meg a „vegyérték” eredete a bonyolultabb esetekben is.

Íme az 1. FEJEZET 1. pontjában emlegetett „példás élet” magyarázata!

Mindenesetre, ha az „odatolakodó harmadik” lehetőségeit közelebbről meg akarjuk vizsgálni, akkor tanácsos lesz ezt a hasonlatot elfelejtetni.

Amikor a H-atom nem túl nagy sebességgel ütközik a H_2 molekulába, a folyamat két gumilabda ütközésére emlékeztet. Az atom egy pillanatra lefékeződik – haladó mozgásának energiáját az egymás elől kitérő, tehát *összenyomódó* elektron-

* A hélium a kettes rendszámú elem. A legalacsonyabb energiaértékhez a háromdimenziós térben is csak egyetlen $\psi(x)$ állapot tartozik. A héliumban tehát megtelik a legelső energiahéj. A hélium nemesgáz.

állapotok veszik át –, majd visszapattan. Eközben a tolakodó proton a molekula egyik protonját sem közelíti meg annyira, amennyire azok vannak egymástól. (33. ábra. A háromdimenziós térben az atom akármelyik irányból „próbálkozhat”. A piskóta alakú delokalizált elektronállapot a 31. ábra kétpúpú görbéjének felel meg.)

Ha azonban az ütközés kellőképpen heves, és az érkező proton elég közel kerül a molekula egyik protonjához, akkor előfordulhat, hogy az elektronrendszer átszerveződik, az eredeti molekula felbomlik, egy atom távozik belőle, s az érkező atom válik a molekula részévé.

A figyelemre méltó mindenestre az, hogy a folyamat létrejöttéhez (ellentétben pl. a $H + H \rightarrow H_2$ reakcióval) megfelelő ütközési energia szükséges, annak ellenére, hogy a kezdő- és végállapot egyaránt egy H-atomból és egy H_2 -molekulából áll.

Ugyanilyen, ún. *aktivációs energia* szükséges sok olyan kémiai reakció megindításához is, amelyek végül energiafelszabadulással járnak.

A növények szén-dioxidot lélegeznek be, s a napfény felhasználásával oxigént termelnek. Anyaguk tehát nagyrészt szén. Az erdő mégsem gyullad meg magától.

Miközben a növény felszínébe beépült C-atom és a kívülről odatolakodott O_2 -molekula CO_2 -vé rendeződik át, lesz egy olyan átmeneti állapot, amely az energia szempontjából sem az eredeti, sem a végső kombináció előnyeivel nem rendelkezik, amelyben tehát az energia nagy. Az elektronelrendeződés energiájának kezdeti megnövekedését csak a *külső mozgási energia* fedezheti. Cigaretta végével már meggyújthatjuk az erdőt. (A CO_2 -molekula létrejötte során természetesen a befektetett aktivációs energiát visszkapjuk.)

9. fejezet:

Kollektív mozgásállapotok

1. Egyszer kettő több, mint kétszer egy

Nyilvánvaló, hogy az elektronnál 2000-szer nagyobb tömege ellenére a proton sem klasszikus tömegpont. Kézenfekvő a gondolat, hogy a proton mozgásállapotát egy $\psi_p(x)$ állapotfüggvény fejezi ki, amelynek Δx_p szélessége a H-atomban jóval kisebb, mint a $\psi_e(x)$ elektronszálló-függvény $\Delta x_e \approx 10^{-8}$ cm kiterjedése.

Említettük azonban, hogy interferenciajelenséget nemcsak elektronokkal, hanem egész atomokkal is létre lehet hozni. Az interferométer vákuumterében ilyenkor a felfogó ernyővel való találkozás előtt valamiképpen az *egész atom* mozgásállapota terjed ki makroszkopikus méretűvé.

De hogyan??

Ha – hidrogénatomra gondolva – az elektronhoz és a protonhoz egy-egy önálló $\psi_e(x)$, illetve $\psi_p(x)$ mozgásállapot tartozik, akkor nincs több lehetőség, bármennyit törjük is a fejünket, mint az alábbiak:

a) $\psi_e(x)$ és $\psi_p(x)$ közül egyik vagy másik, vagy mind a kettő makroszkopikus méretűvé válik,

b) $\psi_e(x)$ és $\psi_p(x)$ egyaránt kis kiterjedésű marad, de makroszkopikus messzeségre távolodik egymástól.

Mindegyik eset azt jelentené, hogy $\psi_e(x)$ különböző tartományainak a $\psi_p(x)$ különböző tartományaitól való átlagos távolsága makroszkopikus nagyságúra nő, a rendszer helyzeti energiája a kötést kifejező mélyen negatív ($V \approx -\frac{e^2}{\Delta x}$, ahol

$\Delta x \approx 10^{-8}$ cm) körülbelüli értékről a zérus közelébe emelkedik. Más szóval, a felsorolt állapotok *legfeljebb egy ionizált H-atomot* írhatnának le. De ha erről lenne szó, akkor az

ernyőn az elektron és a proton egymástól függetlenül csapódna be.

Nincs más hátra, mint elismerni: azzal az elvben egyszerűnek látszó kérdéssel szemben, hogy mi a proton, ha nem klaszikus tömegpont, *egész eddigi erőfeszítésünk* csődöt mond. Abba már belenyugodtunk, hogy az elektron viszonylag *hirtelen* képes mozgásállapotának kiterjedését *megváltoztatni*. De a hidrogénatom az interferométerben valamilyen módon a szó szoros értelmében *egyszerre* kicsi és nagy.

A továbbjutáshoz *hátrafelé kell elindulnunk*. A mottónk akár ez is lehetne: „Szél híján köpönyeg / Hazudtam, mert volt kinek.”

A hidrogénatomban a proton és az elektron állandóan vonzzák egymást, de határozatlan irányból, hiszen *határozatlan*, hogy az elektron a proton „melyik oldalán van”. Ezért folyamatosan *impulzust* cserélnek, de határozatlan mértékben. Következmény: a hidrogénatomban *egyáltalán nem létezik a $\psi_e(x)$ elektronállapot [és a $\psi_p(x)$ protonállapot sem]*.

Mégsem ijedünk meg most már, mert gyanítjuk: *ha a természetben valami nincs, amiről úgy tűnt, hogy van, akkor van helyette valami más, ami nem kevesebb, hanem több*.

Ez a több esetünkben az elektron–proton rendszer *kollektív mozgásállapota*.

A klasszikus mechanikában *egyetlen* részecske pillanatnyi helyzetét *egyetlen* pont, *több* részecskéét *több* pont adja meg a térben. Amikor a kvantummechanikára úgy akarunk áttérni, hogy külön-külön minden részecskének *önálló* állapotfüggvényt tulajdonítunk, akkor *ezeket a pontokat egyenként akarjuk elmosódottá tenni*. Kölcsönható részecskék esetében azonban ez a gondolat zsákutca.

Az igazsághoz a klasszikus mechanika olyan ábrázolásából kiindulva jutunk, amelyben az egész (több részecskéből álló) rendszer pillanatnyi helyzetét egyetlen pont jellemzi.

Két részecskére – elektronra és protonra – szorítkozva és a teret egydimenziósnek tekintve a 34a. ábra mutatja, hogy mire gondolunk.

A „valóságos” (egydimenziós) teret *kétszer* rajzoljuk fel, egymásra merőleges koordinátatengelyek formájában, az egyik, illetve másik részecske számára. Nevezzük az így kapott síkot (x_e, x_p) síknak, más szóval jelöljük a sík pontjainak koordinátáit x_e -vel és x_p -vel. Minden $P(x_e, x_p)$ pont az együttes

rendszer egy lehetséges klasszikus helyzetének felel meg, amelyet a valóságos térben a 34b. ábra mutat.

Most már áttérhetünk a kvantummechanikára.

A rendszer egységes, elektron és proton között szétoszthatatlan, *együttes mozgásállapotát egy ilyen P pont* elmosódott utóda hordozza – tehát egy olyan $\Psi(x_e, x_p)$ függvény, amely az (x_e, x_p) sík minden pontjához egy számértéket rendel, és – pedig úgy, hogy ez a számérték nem csupán egyetlen pontban, hanem egy egész tartományban különbözik zérustól.

Mivel a papír síkján nincs több dimenzió, a $\Psi(x_e, x_p)$ állapotfüggvényt legegyszerűbben úgy érzékeltethetjük, hogy beárnyékoljuk azt a tartományt, amelyben Ψ jelentékenyen különbözik zérustól.

A magányos hidrogénatom egy lehetséges teljes állapotát mutatja ezek után, mint nyomban közelebbről megvizsgáljuk, a 35. ábra.*

* Mivel a valóságos tér igazában nem egy-, hanem háromdimenziós, a hidrogénatom valóban teljes ábrázolásához hatdimenziós térre lenne szükség.

Ha a $\Psi(x_e, x_p)$ hullámfüggvény „domborzatát” is látni akarjuk, akkor az (x_e, x_p) síkot ki kell egészítenünk egy harmadik, a síkra merőleges tengellyel, s ezzel párhuzamosan kell felmérnünk a sík minden pontjában Ψ értékét (36. ábra).

Talán már nem is kell mondanunk, hogy ez a kétdimenziós (hatdimenziós!) szörnyeteg a megnyilvánulásain keresztül nyer értelmet.

A legizgalmasabb kérdés természetesen az, hogy mi köze van a kétszeres dimenziószámú térnek a valóságos térhez.

Nos, az (x_e, x_p) síkról akár el is feledkezhetünk, s a kollektív mozgásállapot fogalmát úgy is meghatározhatjuk, hogy közben csak a valóságos térre hivatkozunk. Amit megtanultunk, így foglalható össze: a *valóságos* térben két, kölcsönható részecskét *nem két egyváltozós*, hanem *egy kétváltozós* állapotfüggvény jellemez. Nem a tér minden egyes pontjához tartozik *két* függvényérték – az x koordinátájú ponthoz $\psi_e(x)$ és $\psi_p(x)$ –, hanem a tér minden x_e, x_p koordinátájú, ebben a sor-

rendben vett *pontpárjához* tartozik egy függvényérték, $\Psi(x_e, x_p)$.

A $\Psi(x_e, x_p)$ kollektív mozgásállapot viselkedése, mint látni fogjuk, minden vonatkozásban a korábban tárgyalt „egyszerű” elmosódott pont viselkedésének értelemszerű általánosítása.

Gyors tájékozódás céljára legalkalmasabb a most is használható „valószínűségi értelmezés”. Eszerint $[\Psi(x_e, x_p)]^2$ annak a valószínűségével arányos, hogy egy, pl. igen rövid hullámhosszú röntgenfénynyalábbal való megvilágítás útján végzett helymérés (technikai nehézségek miatt ez csupán elvben vihető keresztül) az elektront az x_e és a protont *ugyanakkor* az x_p koordinátájú pont környezetében találja meg.

Az ilyen drasztikus, *makroszkopikus visszahatást* kiváltó beavatkozás ezúttal is megváltoztatja az eredeti $\Psi(x_e, x_p)$ állapotot, ez a változás, mint ahogy egyáltalán a $\Psi(x_e, x_p)$ függvény, az (x_e, x_p) síkon ábrázolható egyszerűen: ezen a síkon Ψ mintegy összeugrik a kezdetben elfoglalt tartomány valamelyik $P(x_e, x_p)$ pontjának a megvilágító hullámhossznak megfelelő átmérőjű környezetére (37. ábra). Ez a *kis helyre*

összeszorított állapot értelemszerűen mind a proton, mind az elektron szempontjából igen nagy impulzust és energiát jelent, s ezért ugyanúgy, mint korábban az egyváltozós „tűszerű” függvények, igen gyorsan minden irányban szétterjed az (x_e, x_p) síkon. Azzal tehát, hogy a helyméréssel a proton és az elektron helyét *egy pillanatra* a 10^{-8} cm-es atomsugárhoz képest határozottá tettük, végeredményben *szétromboltuk* az atomot.

Hogy a 35. ábrán valóban kötött (s nem ionizált) állapotról van szó, az mindenekelőtt abban tükröződik, hogy $\Psi(x_e, x_p)$ csak akkor különbözik zérustól, ha x_e és x_p kevéssé ($\sim 10^{-8}$ cm-nél kisebb értékkel) tér el egymástól. Ebben a jellemző példaként választott állapotban mind a proton, mind az elektron helye nagyon határozatlan [a Ψ az (x_e, x_p) síkon mindkét koordinátatengely irányában jelentősen kiterjed], annak azonban mégis valószerűsége, hogy egy, a rendszeren (= a két részecskén egyszerre) végzett mérés az elektront és a protont egymástól távol találja meg. *Határozatlan, hogy hol az atom, de az biztos, hogy atom.* Íme, a kollektív mozgásállapot felsőbbrendűsége!

A következő pontban kiderítjük, hogyan bújnak meg a 24. ábrán felrajzolt „atomi elektronállapotok” már meghitt görbéi a 36. ábrán látható magasabb rendű képben.

Most azonban tűnődjünk el egy percre.

Tulajdonképpen csak ebben a pillanatban értettük meg igazán, hogy az anyag viszonyát a térhez *nem lehet* a megszokott szemlélet keretei közé szorítani. Eddig, ha valaki nagyon akarta, a mikrorészekre úgy gondolhatott, mint különleges „puhatestű lényekre”, amelyek a kiterjedésüket villámgyorsan képesek változtatni. Most azonban látjuk: a mikroszkopikus anyag állapotát *egyáltalán nem lehet úgy jellemezni, hogy gondolatban sorra vesszük a tér egyes pontjait, s mindegyikben megadjuk a különböző részecskékhez tartozó hullámfüggvények értékét. A fizikai realitás nem a tér egyes pontjaiban uralkodó állapotokból felépülő mozaik.*

Éppen ezért segítség az áttekinthető ábrázoláshoz az (x_e, x_p) sík. Egyetlen koordinátatengely mentén ugyanis egy *kétváltozós* függvényt nehéz „érezni”, grafikusán ábrázolni pedig egyáltalán nem lehet. Ennek ellenére a $\Psi(x_e, x_p)$ kollektív mozgásállapotot bizonyos mértékig a valódi térben is megjeleníthetjük magunk előtt.

Ehhez az alábbi fogás segít hozzá: gondoljuk nyugodtan az elektront és a protont parányi (az atomi méretekhez képest is kicsi) fénylő golyócskának, és képzeljük magunk elé az elektron–proton *pár* összes lehetséges elhelyezkedését. Minden elhelyezkedéshez tartozik egy szám, ezek halmaza a $\Psi(x_e, x_p)$ hullámfüggvény.

Minél nagyobb Ψ érték tartozik az elektron–proton pár egy elrendeződéséhez, *konfigurációjához*, annál „fényesebben” kell magunk előtt látnunk az illető konfigurációt.

Ezt a megjelenítési módot nemcsak az egydimenziósnak tekintett valóságos tér, hanem a tényleges háromdimenziós tér esetében is alkalmazhatjuk, éspedig nemcsak két, hanem akár-hány kölcsönható részecske esetében is, hiszen a valóságos térből most nem lépünk ki. A kollektív mozgásállapotot egy annyiszor háromváltozós függvény írja le, ahány részecskéből áll a rendszer.

Amikor az iskolai kémiakönyvben a hidrogénmolekulát a fenti rajzzal jelenítjük meg (38. ábra), nem is csalunk na-

gyot. A rajzot úgy kell felfogni, mint egy *tipikus olyan konfigurációt* (a változók olyan értékseregét), *amelyhez tartozó Ψ jelentékenyen különbözik nullától.* Az állapotban rejlő mozgást azonban már *hiba úgy elképzelni*, hogy az ábrán látható „részcscék” *kergetőznek* egymással, ahogy az idő telik. A Ψ mozgásállapot inkább aszerint tartalmaz sok vagy kevés mozgást, hogy az *egyszerre odaképzelt* konfigurációk közül azok, amelyek a felrajzolttól egyre inkább eltérnek, rohamosan vagy csak lassan „halványodnak”, más szóval, hogy a koordinátákat változtatva Ψ hevesen vagy lassan változik.

Ilyen vagy olyan módon valószínűleg minden ember átéli azt a szakadékot, ami a „magasabb rendű dolgokban” (egy versben, festményben vagy lelkiállapotban) megnyilvánuló *oszthatatlanság* és a „holt anyag” *széttördelhetősége* között tátong. Senki előtt nem kétséges, hogy egy festmény mondanivalója nem az egyes festékszempontok mondanivalójának az összege. De a kép anyagi realitását mindenki pontonként leltárba vehetőnek érzi. Talán az a felismerés a legszebb az egész kvantummechanikában, hogy ez a szakadék nem olyan mély, mint amilyennek látszik.

2. Külső és belső mozgás

Mikor korábban a protont az origóban nyugvó klasszikus tömegpontként kezeltük, a $V(x) = -\frac{e^2}{|x|}$ „potenciálgödörrel”

úgy beszéltünk, hogy az *elektron* helyzeti energiáját adja meg, ha az elektron a protontól x távolságban van lokalizálva.

Most pontosabban fejezzük ki magunkat. $V(x_e - x_p) = -\frac{e^2}{|x_e - x_p|}$ az *elektron-proton rendszer* helyzeti energiája,

ha a két részecske az x -tengely mentén az x_e , illetve x_p koordinátájú pontok körül, azaz az (x_e, x_p) síkon a $P(x_e, x_p)$ pont körül van lokalizálva. Eszerint ahogy a *leegyszerűsített* képben az x -tengely minden pontjához, ugyanúgy a *magasabb rendű* képben az (x_e, x_p) *sík* minden pontjához tartozik a helyzeti energia egy értéke. Mivel $x_e - x_p$ az (x_e, x_p) síkon az

$x_e = x_p$ átlóval párhuzamos egyenesek mentén konstans, potenciálgödör helyett most potenciálárokról beszélhetünk, amely az átlót követve húzódik az (x_e, x_p) sík alatt.

Amikor az elektron környezetét (a protont is) reakcióképtelennek, „nyugodtnak” tekintettük, akkor az elektronhoz társított $\psi(x)$ viselkedésében két tendencia nyilvánult meg:

a) ψ igyekszik szétfolyni,

b) a potenciálgödör a saját legmélyebb része fölé igyekszik *terelni a ψ -t*.

Ugyanez a két tendencia kormányozza az e, p rendszer igazi, kollektív $\Psi(x_e, x_p)$ mozgásállapotát is az (x_e, x_p) sík fölött, reakcióképtelen környezetben, pl. vákuumcsőben.

A kötött (atomi) állapotokat éppen az jellemzi, hogy a potenciálárok a Ψ -t csak az átló mentén engedi elmozdulni, illetve eközben szétfolyni. (Az egyszer s mindenkorra magára hagyott atom Ψ -je az átló mentén idővel egészen szétfolya. Reális esetekben pl. a környező gáz a fényképlemezhez hasonló szerepet játszik és a túlzott szétfolyást megakadályozza.)

Az olvasó most már valószínűleg gyanítja: az egyenletes bonyolultság szép görbéit, amelyekre a hidrogénatom leegyszerűsített tárgyalása során jutottunk, úgy nyerhetjük vissza a kollektív állapotfüggvényből, hogy az (x_e, x_p) síkon átló irányú $\Psi(x_e, x_p)$ „hegyvonulatot” egy, az (x_e, x_p) síkra állított sikkal alkalmas irányban *keresztben* elmetsszük. A *metszész-vonal* (a 36. ábrán akármelyik zöld vonal) egy pozitív vagy negatív szorzó tényezőtől eltekintve, amely attól függ, hogy az átlót hol metsszük át, a 24. ábra valamelyik görbéjét adja aszerint, hogy az atom ún. *belső* állapota az *alapállapot-e*, vagy valamelyik *gerjesztett* állapot. A $\Psi(x_e, x_p)$ *hosszanti*, átló irányú metszete viszont az *atom egészének* a mozgásállapotáról, más szóval a *külső* mozgásról ad felvilágosítást. (Minél hevesebben változik pontról pontra a hosszanti metszet, annál intenzívebb a külső mozgás).

Magyarázat: Amikor az (x_e, x_p) síkon az $x_e = x_p$ átló irányában mozdulunk el, akkor, *klasszikus nyelven szólva*, a valószínűségi térben az *egész hidrogénatomot* mozditjuk el: elektron és proton között a *távolság* nem változik, csak a *súlypont helyzete*. Ezért tükrözi $\Psi(x_e, x_p)$ hosszanti metszete az atom egészének, röviden az *atom súlypontjának* a mozgásállapotát.

Ha viszont *keresztben* mozdulunk el, alkalmas irányban, akkor, ugyancsak klasszikus nyelven, az *atom súlypontja hely-*

ben marad, de az elektron eltávolodik a protontól. Ezért a $\Psi(x_e, x_p)$ ilyen irányú metszetéről azt mondhatjuk, hogy az az elektron és proton *relatív mozgását*, más szóval az atom *belső mozgásállapotát* hordozza.

A tartósan magára hagyott hidrogénatom tehát egyszerre nagy és kicsi. Ez úgy hangzik, mintha a körről kijelentenénk, hogy négyszög. *És annyira igaz is*: egy májkrémkonzerv egyik metszete kör, másik metszete négyszög. *Az egymásnak ellentmondó vetületek egy magasabb rendű egységben szintetizálódnak.*

Mindez még világosabb lesz, ha az (x_e, x_p) síkról áttérünk egy olyan síkra, amelynek tengelyei mentén az x_e, x_p változók helyett a belőlük kombinált

$$X = \frac{m_e x_e + m_p x_p}{m_e + m_p}$$

súlypontkoordinátát, illetve a

$$\xi = x_e - x_p,$$

ún. különbségi koordinátát mérjük fel, és a kollektív mozgásállapotot ezen az (X, ξ) síkon ábrázoljuk. Világos, hogy az (x_e, x_p) sík minden $P(x_e, x_p)$ pontjának megfelel az (X, ξ) sík egy $P(X, \xi)$ pontja (és viszont), a Ψ állapotfüggvényt tehát pontonként átmásolhatjuk az (x_e, x_p) síkról az (X, ξ) síkra, vagy röviden: a $\Psi(x_e, x_p)$ kétváltozós függvényt kifejezhetjük az X, ξ súlypont-, illetve különbségi koordináta segítségével.

A 36. ábrának ily módon a 39. ábra fog megfelelni, várakozásunkkal összhangban: nagy abszolút értékű ξ -hez (= nagyon eltérő x_e, x_p értékpárhoz) nem tartozik nullától különböző Ψ .

Érdeemes egy pillanatra visszaemlékeznünk a biliárdgolyóra a 26a. ábrán, amelyen a súlypont mozgásállapotának és az összetett szerkezetnek egyidejű térbeli kiterjedését ábrázoltuk. Mostani eredményünk az ottani, csupán szimbolikus ábrázolásnak konkrét változata. A hidrogénatom a „legegyszerűbb biliárdgolyó”.

A 39. ábrán mindenesetre a súlypont kiterjedése nagyobb, mint a belső szerkezeté. A biliárdgolyó esetében fordítva van. A biliárdgolyó nem izolálható a környezetétől olyan sokáig, hogy a súlypontnak alkalma legyen jelentősen szétfolyni.

3. Önálló szabadsági fokok

A hidrogénatomban az elektron és a proton állandóan vonzzák egymást. De a magára hagyott rendszer *súlypontja* a klasszikus mechanikában *szabadon* mozog: a relatív mozgás és a súlypont mozgása egymástól dinamikailag független.

Ez a kvantummechanikában is igaz, és nevezetes következménnyel jár.

Ha a Ψ kollektív mozgásállapotot X és ξ függvényeként fejezzük ki, akkor, mint az a 39. ábrából többé-kevésbé kiolvasható, Ψ szétesik két egyváltozós függvény szorzatára:

$$\Psi(X, \xi) = \psi_{\xi}(\xi) \cdot \psi_X(X).$$

$\psi_{\xi}(\xi)$, illetve $\psi_X(X)$ pontosan a kollektív hullámfüggvény ξ -, illetve X -tengellyel párhuzamos metszetének alakját adja meg.

A kollektív mozgásállapot gondolatára éppen abból a felismerésből jutottunk, hogy a hidrogénatomban nem létezhet a $\psi_e(x_e)$ és $\psi_p(x_p)$ önálló elektron-, illetve protonállapot.

Most azonban látjuk, hogy a Ψ -ben a jelen esetben *mégis benne rejlik két egyváltozós függvény*: a súlypontnak és a különbségi koordinátának *van* önálló mozgásállapota!

A tanulság általános érvényű, és megmagyarázza, hogy mikor tekinthetünk egy szabadsági fokot (vagy még általánosabban a szabadsági fokok valamilyen rendszerét) önállónak is, és egy nagyobb rendszer részének is. Akkor, ha a szabadsági fok (fokok rendszerének) önálló állapotfüggvénye *szorzótényezőként* szerepel a nagyobb rendszer állapotfüggvényében.

Ezek után már nem kell megijednünk a következő cseles problémától sem.

Képzeli el, hogy egy vákuumcsőbe két ellenkező oldalról beengedünk egy elektront és egy protont. Eleinte biztosan nem cserélnek számottevő impulzust: mozgásállapotuk tehát önálló. A két mozgásállapotot egy-egy egyváltozós, $\psi_e(x)$, illetve $\psi_p(x)$ hullámfüggvény képviseli. Mikor közelebb kerülnek egymáshoz, fokozatosan érvényesülni kezd a kölcsönhatás. *Vajon hogyan változik át két egyváltozós függvény egyetlen kétváltozós függvénné?*

A „megoldás” a fentiek szerint Kolumbusz tojása. A $\Psi(x_e, x_p)$ kollektív állapotfüggvény már kezdetben is *megvan*. Az elektron és proton kezdeti önállósága azt jelenti, hogy együttes mozgásállapotukat ekkor a

$$\Psi(x_e, x_p) = \psi_e(x_e) \cdot \psi_p(x_p)$$

szorzatfüggvény hordozza. (Az ilyen kétváltozós függvény tartalma még nem gazdagabb, mint két egyváltozós függvényé együtt.)

A vákuumcsőben tehát a „bemutatkozás előtt” az *elektron* és a *proton* mozgásállapota önálló, a „házasság megkötése után” viszont az atom *belső* és *külső* mozgásállapota, *mintha csak ezeknek felelne meg egy-egy részecske*.*

* Amikor nem különálló atomokkal foglalkozunk, hanem az ún. kondenzált anyag, folyékony vagy szilárd testek fizikai sajátságainak (rugalmasság, elektromos vezetőképesség stb.) mikroszkopikus

4. A hidrogénhíd

„A hidrogénatom kiterjedése”: amikor a kémiában ezt halljuk, szemünk előtt először is egy pont jelenik meg, ez az atommag, majd körülötte az elektron „töltésfelhője” – szóval egy olyan kép, amely egydimenziós térben a 24. ábrának felel meg.

Ha a 36. ábrát összehasonlítjuk a 24. ábrával, akkor szinte „lealázó” tudomásul venni, hogy ilyenkor *ennyivel kevesebbet ragadunk meg a teljes valóságnál*. De egyben megnyugtató is, hogy az egyszerű kép nem „alapvetően hibás”, hanem *valamilyen átfogóbb komplexum metszete*. (Ugyan némileg át-tételelesen: az egyszerű képben összetévesztjük a relatív mozgást az elektron mozgásával s a súlypontot a protonnal.)

Ugyanilyen közelítő értelemben elfogadható mindaz, amit az előző fejezetben a Pauli-elvről vagy a kémiai reakciók lefutásáról mondtunk.

A 36. ábrából kiolvasható teljes valóságot azonban korántsem volt felesleges megismerni.

Ebben a pontban egy olyan „apró”, de mégis szószerint „életbevágó” jelenséget beszélünk meg, amelyet csak a H-atomról szerzett magasabbrendű kép birtokában lehet felfogni.

A $\Psi(X, \xi)$ kollektív állapotfüggvény X -tengely menti kipúposodása annál meredekebb, s így a súlypont impulzus-tartalma annál szélesebb, minél kisebb Ψ kiterjedése az X -tengely mentén, azaz minél kisebb a súlypont és ezzel együtt a proton helybizonytalansága. (Mivel az atomok tömegét túlnyomórészt a mag képviseli, a súlypont helybizonytalansága gyakorlatilag a mag helybizonytalanságával egyezik meg.)

A súlypont mozgási energiája általában sokkal kisebb, mint az elektroné (az impulzus négyzetének körülbelüli értékét az elektronénál ezerszerre nagyobb atomtömeggel kell osztani), de *mérsékelten nagygyá* válhatik, ha ΔX , szóval gyakorlatilag az a térség, amelyikben a proton megtalálható, kellőképpen

magyarázatát keressük, gyakran beszélünk ún. *kvázirészecskékről*: fononokról, rotonokról, excitonokról stb. stb. Ha az olvasó ilyenekről hall, jusson eszébe: nagyszámú mikrorészecske összeolvadó mozgásállapotából önálló életre kelő szabadsági fokokról van szó.

összeszükül. Ez következik be, ha a hidrogénatom beépül egy molekulába. A többi kémiai elemnél nem érvényesül ilyen hatás, minthogy atommagjuk nemcsak az elektronoknál, hanem a protonnál is sokkal nehezebb.

A mérsékelten nagy mozgási energia önmagában nem lenne érdekes, de csodálatos következménnyel járhat, ha a már beépült protonhoz közel kerül egy *idegen molekula* elektronokban gazdag, a protonra vonzást gyakoroló része. A *proton helybizonytalansága ekkor megnő* (mintegy határozatlanná válik, hogy a proton melyik molekulához tartozik), az eredeti elektron-proton rendszer súlypontjának *mozgási energiája lecsökken* – az energiafelesleg valamilyen formában eltávozik –, a két molekula *lazán kötött* rendszerré válik. Ez a hidrogén-híd-kötés.*

A H_2O vízmolekulában, vázlatosan szólva, a két H-atom elektronjai részlegesen áthúzódnak az O-atom magja köré. Továbbá a három atommag nem esik egyvonalba, hanem HOH sorrendben egy félig nyitott bicskát utánoz. Mindez az oxigénatom külső elektronhéjának a szerkezetével függ össze, s a vegyész számára nincs benne semmi rendkívüli. Annál izgalmasabb a következő.

Ha a molekulák hőmozgása nem túl heves (a vizet hűtjük), akkor a vízmolekulák nem „tövel-heggyel” kerülnek egymás mellé, hanem egymással keresztben úgy rendeződnek, hogy mindegyik molekula H-ban végződő két nyúlványa egy-egy további molekula O-atomja felé mutasson, és az O-atomok negatív töltésfeleslegével hidrogénhidat hozzon létre. Ez az állapot nemcsak alacsony energiát, hanem „levegős” szerkezetet is jelent, olyanféleképpen, mint a kártyavár a rendezetlen kártyahalomhoz képest. *Megfagyás közben a víz kiterjed.*

A kisebb sűrűség miatt a jég úszik a vízen, a tavak felülről fagynak be. A halak téli életben maradásukat a 35. ábrán látható kukacnak köszönhetik.

A hidrogénhíd-kötés gyenge, a létrejöttékor felszabaduló energia csupán körülbelül 0,1 eV. (A kovalens kémiai kötésnél mindig az elektron hovatartozása válik bizonytalanná, az ezzel járó energiacsökkenés körülbelül 20-szor nagyobb.) A víz megfagyása „csak” fizikai folyamat.

* Részletesebb elemzésnél az elektronfelhők deformációját is tekintetbe kell venni.

A hidrogénhid-kötésnek éppen gyengesége miatt központi szerepe van az egész biokémiában.

Az élő anyagban folyamatosan végbemenő szervezett építés és lebontás elképzelhetetlen lenne az erős és gyenge, más szóval az ún. elsődleges és másodlagos kötések hierarchiája nélkül.

Sejtjeinkben az örökletes információt, a sejtműködés irányításához szükséges „tudnivalókat” a nevezetes, kettős spirális szerkezetű *DNS-molekulák* hordozzák. A DNS-molekula két egymás melletti hosszú láncból áll. Az egymás körül csavarodó láncok gerincéből oldalirányban ún. *nukleotid bázisok* nyúlnak ki a két láncban egymással szemben, s középen gyenge, másodlagos kötéssel egymáshoz kapcsolódnak. A DNS-molekula így módon egy (csavarodó) kötélletrára emlékeztet. Egy nukleotidbázissal mindig csak az ún. kiegészítő bázis állhat szemben (kölsönös méreteik miatt).

Az örökletes anyag fenntartása, a növekvő szervezettel együtt való szaporítása úgy zajlik le, hogy a kettős lánc a közbülső kötések mentén cipzár módjára felszakad, s a két különálló szál a sejt környező anyagából megint kettős láncká egészül ki.

A sejt bonyolultságának azért van határa, mert a DNS-ben felbontandó közbülső kötések megkülönböztetése az egyes láncok építőelemeit összetartó kötésektől nem igényel a sejtműködésben még magasabb rendű vezérlést: mert a közbülső kötések viszonylag gyengék.

A DNS-molekulában a két lánc bázisait hidrogénhid köti össze.

A *fehérjék* is nagyon hosszú láncmolekulák. (Ezek a láncok azonban nem nukleotidbázisok, hanem ún. *aminosavak* egymásutánjából állanak.) Az egyes aminosavak mint láncszemek a sejt „üllőjén”, az ún. *riboszómán* kovácsolódnak (elsődleges kötéssel) a lánc már elkészült darabjához.

A fehérjék működése azonban a legizgalmasabb esetekben azzal függ össze, hogy ezek a láncok rendbeszedett kötélcsomókhoz hasonlóan összegömbölyödnek oly módon, hogy az így előálló óriásmolekula külső felülete bizonyos meghatározott alakot vegyen fel. Ilyen pontosan előírt felületű óriásmolekulák az *enzimek*, amelyek felületi katalizátorként (l. a következő pontot) a sejtben végbemenő olyan kémiai reakciókat irányítják, amelyekben elsődleges kötések rendeződnek át.

Nyilvánvaló, hogy az enzimmé alakuló fehérjelánc összehömbölyödésének végső fázisait nem irányíthatják (már csak helyhiány miatt sem) további katalizátor óriásmolekulák.

A feltekeredett lánc oldalirányban hidrogénhidakkal kapcsolódik saját magához.

A nyers tojásfehérje folyékony, mert benne a fehérjemolekulák egymáson elgördülhetnek. Főzés közben a megnövekedett termikus energia a gyenge kötések átmenetileg felszakítja, a láncok kinyílnak és összekuszálódnak. A tojás megkeményedik.

Az oszthatatlan mozgásállapot a kvantummechanika leg-sajátabb és egyben legelvontabb fogalma. Van abban valami megkapó, hogy a biokémiára leginkább jellemző folyamatok fizikai hátterének megértésében elindulni sem lehet nélküle.

5. Diszperziós erők

A hidrogénmolekulák példáján láttuk, hogyan vezethet a Pauli-elv a kémiai kötés telítettségéhez. De még adósak vagyunk annak a megmutatásával, hogy „a filmsztár messziről minden bakfist vonz.”

Annyi világos, hogy pl. egy A hidrogénatom és egy távoli, csupasz B proton között vonzás lép fel még akkor is, ha a B proton sokkal messzebb van, semhogy alagútjelenség segítségével a már ismert módon hidrogénmolekula-ion jölessen létre.

A B proton elektromos tere ugyanis *polarizálja* az A atomot, mintegy közelebb húzza annak elektronfelhőjét, a protonját pedig távolabb taszítja, s ebben a helyzetben a vonzás (az elektron és a B proton között) erősebb, mint a taszítás (a két proton között).*

A tapasztalat azonban azt mutatja, hogy *két távoli hidrogénatom* is vonzza egymást, ha gyengén is. (A köztük ható s általában a hasonló erőket nevezik diszperziós vagy általánosabban van der Waals-erőknek.) Hogy lehet ez?

* Ebben és a következő pontban a protonokat újra klasszikus tömegpontként kezeljük, hogy figyelmünket az elektronokra koncentrálhassuk. A vizsgált kérdések lényegét ez nem érinti.

A kollektív mozgásállapot fogalma nélkül ez az egyszerű kis dió is feltörhetetlen. A jelenség lényege ugyanis az, hogy bár mindkét atom ösztöltése zérus, az egyes részecskék mégis vonzzák vagy taszítják egymást, és a kölcsönhatás következtében a két elektron mozgásállapota összeolvad, oszthatatlanná válik.

Hanyagoljunk először el minden kölcsönhatást a két (egyszerűség kedvéért alapállapotú) atom között. Akkor a két önálló elektronállapotot az egydimenziós térben a 40a. ábra mutatja. [A két proton az origótól balra, illetve jobbra helyezkedik el. $\psi_A(x)$ és $\psi_B(x)$ természetesen alakra megegyezik, csak elhelyezkedésre nem.]

Már tudjuk, hogy a két-elektron rendszernek ilyenkor is van kollektív mozgásállapota, ez azonban egyszerűen a két elektron állapot szorzata:

$$\Psi_0(x_A, x_B) = \psi_A(x_A) \cdot \psi_B(x_B).$$

Ψ_0 állapotot az (x_A, x_B) síkon szemléltethetjük (40b. ábra), amelyben a valódi tér kétszer van felrajzolva, egyszer az A atombeli, egyszer pedig a B atombeli elektron számára.

Az elektronok kölcsönhatását azonban az idegen atom részecskéivel nincs jogunk elhanyagolni.

Mint az olvasó egy pillantással ellenőrizheti, az (x_A, x_B) síkon az „a” pont olyan *elektronkonfigurációnak* (klasszikusan *elképzelt* elrendeződésnek) felel meg, amelyben mindkét elektron saját protonjának origó felőli oldalán helyezkedik el. *Egyező töltések* fordulnak egymással szembe: a rendszer helyzeti energiája *nagyobb*, mint lenne az „idegen” kölcsönhatások nélkül.

Ugyancsak viszonylag megnövekedett helyzeti energiának felel meg a „c” pont is: ez olyan konfigurációt jelent, amelyben a két proton áll egymással szemben.

A kölcsönhatásmentes esethez képest *energiacsökkenést* képvisel ezzel szemben a „b” és „d” konfiguráció, mert ezekben a két atom *ellentétes* töltéseket fordít egymás felé.

Az olvasó bizonyára kitalálja: az elektronrendszer legmélyebb energiájú, változatlan alakban újjászülető egyensúlyi állapota (ha a protonokat rögzítve képzeljük) az „a” és „c” pontoktól kissé visszahúzódó, ugyanakkor a b – d irányban kissé jobban kiterjeszkedő, ovális alapra ráboruló Ψ lesz az

(x_A, x_B) síkon (40c. ábra). Minthogy – Ψ_0 -lal ellentétben – a tényleges Ψ előnyben részesíti a csökkent energiájú helyeket a megnövekedett energiájú helyekkel szemben, a tényleges energia kisebb, mint a kölcsönhatás nélkül lenne.

Csökkenő protontávolsággal az atomok közötti kölcsönhatás és így az elektronrendszer energiájának a mélyülése fokozódik, ezért a két proton igyekszik energiadiszperziós közben egymáshoz közelebb kerülni. Ez a diszperziós erő magyarázata.

Lényegében ugyanez a mechanizmus működik molekulák esetében is. A reális esetekben a molekulák közeledésének végül az elektronfelhők érintkezése (a Pauli-elv) szab határt.

Mivel a valódi térben csak egyváltozós függvényeket tudunk grafikusán ábrázolni, s így könnyen elképzelni, szeretnénk a $\Psi(x_A, x_B)$ -ből egyváltozós, $\psi_A(x)$, $\psi_B(x)$ elektronállapotokat kiolvasni. Erre az a lehetőség kínálkozik, hogy a teljes Ψ helyett annak valamelyik tipikus $P(x_A, x_B)$ ponton (amelyben Ψ nagy) áthaladó, az x_A , illetve x_B tengellyel párhuzamos metszeteit vizsgáljuk. Az eredmény azonban most nem egyértelmű, mint a Ψ_0 esetében. A P ponton áthaladó metsze-

tek (40d. ábra), mint a szaggatott vonalak érzékeltetik, az egydimenziós térben mindkét atomban jobbfelé, a Q ponton áthaladó metszetek viszont (ezek a 40d. ábrán nincsenek feltüntetve) mindkét atomban balfelé húzódott elektronállapotoknak felelnek meg (40e. ábra). Hogy „igazságot tegyünk”, hajlamosak vagyunk a dolgot úgy elképzelni, hogy a két egyelektron állapot mintegy ide-oda vibrál. Az igazság az oszthatatlan $\Psi(x_A, x_B)$. [A metszeteknek van valóságtartalma, de nem váltakozva, hanem egyszerre kell őket magunk előtt látnunk. Így jól megjelenítik a teljes $\Psi(x_A, x_B)$ tartalmát.]

A valóságban mindenesetre a kölcsönhatásmentes Ψ_0 és a tényleges Ψ között az eltérés parányi.

Hasonló intenzitású, de sokkal egyszerűbben megmagyarázható vonzóerő lép fel az olyan molekulák között is, amelyeknek már egymástól függetlenül is van egy kis töltésszimmetriájuk (képesek ellentétes töltésekkel fordulni egymás felé).

Az ilyenfajta erők által létrehozott kötéseket gyűjtőnéven *van der Waals*-kötéseknek nevezik. A *van der Waals*-kötés a

hidrogénhid-kötésnél néhányszor gyengébb, az energia, amely felszabadul, miközben két atom a Pauli-elv által megengedett mértékben szomszédossá válik, csupán körülbelül 0,05 eV.

A van der Waals-erők számtalan alkalmazása közül megint csak a biokémiai a legizgalmasabb.

Mint a $\text{H} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}$ reakcióval vagy a szén meggyulladásával kapcsolatban láttuk, ahhoz, hogy egy *erős kovalens kötés* átrendeződjön, a reagáló molekulákra általában *jelentős ütközési energiát* (aktivációs energiát) kell koncentrálni. Az élő szervezet ezt a feladatot *nem oldhatja meg a hőmérséklet növelésével*, mert a rendezetlen hőmozgás *nem válogat*, azt is átalakítaná, amit nem szabad.

A sejtben minden olyan kémiai reakciót, amelyben egy kova-

lens kötés létesül vagy szakad fel, egy-egy specifikus fehérjemolekula (enzim) katalizál.

Ha pl. két molekulát kell egyesíteni, az egyesítést végző enzim alakja olyan, hogy mindkét molekulára nagy felületen ráillik, képes magához tapasztani, és ezen keresztül egymáshoz illeszteni őket (41. ábra).

De milyen erő segíti elő az összetapadást? A van der Waals-erő. Sok kicsi sokra megy: a kiterjedt felület mentén felszabaduló van der Waals-kötési energiák együtt fedezik a kovalens kötés aktivációs energiáját.

Az élő anyag a legmagasabb rendűen szervezett anyag. Van abban valmi megkapó, hogy ami a viselkedésében tisztán fizikai szempontból a legtalányosabb, az már egy olyan egyszerű rendszeren keresztül is megvilágítható, mint egy vagy két hidrogénatom.

6. Kvantumátmenetek

Képzeljük el, hogy valakinek egy fél esztendő alatt átalakul az ízlése. Januárban még az *alma* volt a kedvenc gyümölcse, júniusban már a *körte*. A kezdő- és véghelyzetet a 42a. ábra mutatja. *Mit rajzoljunk a többi hónap fölé?*

Azt mondani, hogy az átalakulás *ugrásszerűen* következett be valamelyik pillanatban, csupán annak beismerését jelenti, hogy a folyamat részleteit nem ismerjük. A naivan értelmezett *folytonosság* ötlete viszont groteszk eredményre vezet (42b. ábra). Eszerint az illetőnek minden hónapban más, az alma és a körte közé eső *átmeneti forma* lenne a kedvenc gyümölcse. *Ilyenek azonban nem léteznek.*

A kielégítő választ a 42c. ábra szolgáltatja. A közbenső hónapokban *mindkét* gyümölcs (változatlan alakban) fel van tüntetve, a folytonos változást az jelenti, hogy az alma egyre *halványabb*, a körte egyre *kirajzoltabb*. Ezek a rajzok *tendenciát*, valószínűséget fejeznek ki. Nem arról van tehát szó, hogy egy alma *és* egy körte *együtt* a kedvenc gyümölcs. Ha az illetőt megkínálják egy tál vegyes gyümölccsel, mindig csak egyet vesz ki egyszerre, nem pedig kettőt (mert jól nevelt). Februárban ez az egy gyümölcs nagy valószínűséggel az alma, bár lehet

körte is, májusban nagy valószínűséggel körte, bár lehet alma is. Januárban biztosan alma, júniusban biztosan körte.

Megszokott környezetünkben csak *az ízlés* képes erre a mutatványra, *maga az alma nem tud ilyen módon körtévé alakulni*. Mi a helyzet a mikrovilágban?

Eddig gondosan elkerültük az olyan kérdéseket, mint pl. hogy hogyan viselkedik az atomi elektronállapot-függvény*,

* A protonokat ismét határozott helyű klasszikus tömegpontként kezeljük.

miközben az atom egy fénykvantumot kibocsátva mondjuk az első gerjesztett állapotból alapállapotba jut. Most már sejtjük ennek az okát: az ilyen folyamat közben az elektronnak csak az érintett szabadsági fokkal (amelyik az energiát kapja) együtt van közös, szétválaszthatatlan állapota.

Könnyen tárgyalható példaként annak a folyamatnak a leegyszerűsített változatát vizsgáljuk, amikor egy gázban két, átmenetileg egymás közelébe kerülő atom közül az egyik, mondjuk az A, kezdetben gerjesztett állapotban van, és a gerjesztési energiáját nem a sugárzási térnek, hanem a másik, alapállapotú B atomnak adja át, úgyhogy a folyamat végére a két atom mintegy szerepet cserél.

A tapasztalat szerint az ilyen folyamat mindennapos, de ha ragaszkodunk ahhoz az elképzeléshez, hogy az egyes elektronoknak önálló hullámfüggvénye van, akkor megoldhatatlan rejtélynek tűnik.

Mert mire gondolhatunk? Vagy egyszerre átugrik az egész gerjesztési energia, vagy részletekben adódik át.

Az *ugrásszerű* változás egy ilyen egyszerű (a tágabb környezettől izoláltnak tekinthető) rendszer esetében nincs összhangban az elmosódott pont eddig megismert viselkedésével.

A második lehetőség viszont azt jelentené, hogy mindkét atom energiája *folytonosan* változhat. De akkor hová lesz az atomok stabilitása?

A folyamatot két, egymástól biztos távolságban nyugvó hidrogénatom esetében követjük végig.

A teret egydimenziósnek tekintjük. Legyen az A proton az origóban, a B proton tőle jobbra néhány atomsugárnyira.

A kezdő-, illetve végállapotot a valódi térben a 43a. ábra mutatja. Ezeket azért rajzolhatjuk fel, mert a folyamat *elején* és *végén* az A elektronnak és a B elektronnak *önálló* állapota van: kezdetben $\psi_{A1}(x)$ és $\psi_{B0}(x)$, végül $\psi_{A0}(x)$ és $\psi_{B1}(x)$. Az indexek jelentése a rajzról leolvasható.

A kétváltozós $\Psi(x_A, x_B)$ *együttes* állapotfüggvény ilyenkor is létezik, kezdetben $\psi_{A1}(x_A) \cdot \psi_{B0}(x_B)$ -vel, végül $\psi_{A0}(x_A) \cdot \psi_{B1}(x_B)$ -vel egyenlő. Az együttes rendszer kezdő-, illetve végállapotát az (x_A, x_B) síkon is ábrázolhatjuk. (43b. ábra. A bejelölt tartományon kívül Ψ elhanyagolható.)

Közbülső időpillanatokban az állapot *csak* az (x_A, x_B) síkon ábrázolható. *Íme a diszkrét és folytonos igazi szintézise, a természet csodálatos válasza arra a kérdésre, hogy hogyan*

tudja az A elektron folytonos módon kicserélni az egyik diszkrét energiaértékét egy másikra: a csere alatt egyáltalán nem létezik önálló dinamikai állapota.

Ha az (x_A, x_B) sík által nyújtott magasabb rendű képet szemléljük, az átalakulásban nincs semmi misztikus. A folyamat (nem pontosan, de jó közelítéssel) abból áll, hogy a kezdeti domborzat *lassan elfordul* az (x_A, x_B) síkon. Az „első félidő” eredményét mutatja a 43c. ábra. Ez a Ψ valóban nem írható semmi módon $\psi_A(x_A) \cdot \psi_B(x_B)$ alakba. A vonalkázott átló pontjaiban Ψ nulla, ha Ψ szorzat lenne, akkor az ilyen pontokon átmenő vízszintes és függőleges vonalak legalább egyikének teljes hosszában eltűnne.

A kezdeti állapot természetesen azért nem marad egyensúlyi állapot, mert amikor a két atom egymás mellé kerül, az idegen protonok erőtere, s ami fontosabb, az egymásra gyakorolt taszítás is hatni kezd a két elektronra.

Az önálló elektronállapotokra bomló (szorzat alakú) és az oszthatatlan együttes mozgásállapot között szemléletünk rangkülönbséget érez (az előbbi viszonylag kézzelfoghatónak tekintjük, az utóbbit nem, lényegében azért, mert két egyváltozós függvényt pontonként képzelhetünk el) és kapcsolatot keres. Esetünkben valóban minden közbenső Ψ állapot érdekes matematikai kapcsolatban van a kezdő- és végállapottal: ő maga *nem szorzat*, de jó közelítéssel minden pillanatban a kezdő Ψ és a végső Ψ különböző súllyal vett összege:

$$\Psi(x_A, x_B) = C_1 \cdot \psi_{A1}(x_A) \cdot \psi_{B0}(x_B) + C_2 \cdot \psi_{A0}(x_A) \cdot \psi_{B1}(x_B).$$

Kezdetben $C_1 = 1$, $C_2 = 0$; végül $C_1 = 0$, $C_2 = 1$; a folyamat abból áll, hogy C_1 fokozatosan elenyézik, C_2 fokozatosan felerősödik.*

Ez bizony pontos mása annak, ahogy bevezető példánkban az ízlés változott. Csakhogy itt maga az anyagi rendszer „nem tudja biztosan”, hogy két külön-külön kézzelfogható, de egymástól távol eső állapot közül melyikben van!**

* Félidőben C_1 és C_2 ugyanakkora, éspedig $\frac{1}{\sqrt{2}}$ -vel egyenlő. Az olvasó ránézéssel ellenőrizheti, hogy a 43b ábra két domborzata *superponálva* a 43c. ábra domborzatát eredményezi. Ha a két atom az energiacsere befejezése után is egymás mellett marad, a folyamat megindul visszafelé.

A közbülső $\Psi(x_A, x_B)$ állapot természetesen csak annyiban „határozatlan”, hogy a szemlélet számára viszonylag kézzelfogható (önálló egy-elektron állapotokra bomló) állapotok egyikével sem azonos, önmagában véve teljesen egyértelmű. Az (x_A, x_B) síkon feltüntetett három alakzat közül egyik sem különb a másiktól. Egyszerűen arról van szó, hogy a valóság gazdagabb, mint gondoltuk. (A győtrődő lelkiállapot is éppen úgy létezik, mint a gondtalan.) Ha ezt szem elől tévesztjük, akkor a rendszer „öntudathasadásos” vándorlása a faktorizálható állapotok között valóban kísértetiesnek tűnik.

Hasonlóan közelíthetjük meg, ezt éppen csak megemlítjük, az olyan folyamatokat, amelyekben *fotonok születnek*. A „kézzelfogható” állapotok ilyenkor azok, amelyekben *határozott számú foton* van. Azt képzelni, hogy egy adott időpillanatban egy bizonyos foton *vagy benne van a térben, vagy nincs*, általában ugyanolyan leszűkítése a valóságnak, mint a két atom ütközéséről azt gondolni, hogy minden pillanatban *vagy A, vagy B* van gerjesztett állapotban. Ezért hiábavaló fáradság azon töprengeni, hogy vajon egy foton úgy bújik-e ki az atomból, mint a kiscsirke a tojásból, vagy pedig egyszerre kinn van. Az átmeneti állapotban (amely éppen olyan reális, mint a „határozatlan” lelkiállapot) *elsősorban a foton-szám határozatlan*, nem pedig mondjuk a foton *helye*. A részletek, sajnos, túl bonyolultak. Mindenesetre, ha egy rádióantenna vagy egy lézer elektromos terét *klasszikusan* képzeljük el, *kisebbit tévedünk*, mintha azt gondoljuk, hogy ilyenkor az

** Ha a fokozatos átalakulás folyamatába kívülről hirtelen, erőszakos módon beavatkozunk és megmérjük valamelyik atom energiáját (a gyakorlatban ez nagyon körülményes lenne), C_1 és C_2 *tendenciaként* nyilvánul meg: C_1^2 , illetve C_2^2 valószínűséggel a gerjesztési energiát az A, illetve a B atomnál találjuk. [Mint az olvasó most már bizonyára magától is kitalálja: a beavatkozás *gyors* folyamata *alatt* nemhogy $\psi_A(x)$ vagy $\psi_B(x)$, hanem még $\Psi(x_A, x_B)$ sem létezik önállóan; a beavatkozás *végeztével* viszont Ψ újra a kezdő- vagy pedig a végállapot. Az alma-körte hasonlatban a kínálásnak nem volt ennyire drasztikus, az „ízleállapotot” megváltoztató hatása. Könnyű lenne azonban olyan hasonlatot találni, amelyben a *döntés hirtelen felmerülő kényszere* a lelkiállapotot „ugrásszerűen” megváltoztatja, ha pl. egy váratlan örökség ahhoz a feltételhez van kötve, hogy az örökös azonnal nősüljön meg, és két kislány között kell választani.]

elektromágneses tér *meghatározott számú* fotonból áll. Egyébként az, hogy több elektron mozgásállapota egyetlen kollektív mozgásállapotba olvad össze, amely nem fejezhető ki egy-elektron állapotfüggvények szorzataként, legfeljebb ilyen szorzatok összegeként, nemcsak olyan „rafinált” jelenségekben fordul elő, mint a diszperziós erők vagy a kvantumátmenetek, hanem olyan „mindennapos” kémiai szerkezetekben is, amilyen egy benzolgyűrű, és az ilyen vegyületek sok izgalmas tulajdonságára ad magyarázatot.

7. Az új ígérete

Megismertük a tér és anyag viszonyának mai tudásunk szerint alapvető sajátságait. Az összetettebb rendszereknek, pl. a nehezebb atomok elektronburkának vagy a bonyolult molekuláknak a tárgyalása újabb elvi nehézséget már nem jelentene, de a matematikai gyorsítás segítsége nélkül túlságosan körülményes lenne.

Így hát mondanivalónknak tulajdonképpen végére érkeztünk. De befejezésül hadd mutassunk rá röviden arra is, hogy *mit nem értünk* a kvantummechanikában.

A katódcsőben izolált elektronnak önálló mozgásállapota van, amely *terjedési törvényt követ: a hullámfüggvény egyik pillanatbeli alakja a másik pillanatbeli alakot egyértelműen megszabja.*

Ha az elektron egy protonnal találkozik, önállóságuk elvesz, mozgásállapotuk összeolvad egy kollektív mozgásállapotba. *De ha az elektron-proton rendszer továbbra is elszigetelődik a környezettől,* akkor ez a kollektív mozgásállapot *szintén* *terjedési törvényt követ,* más szóval *determinisztikusan viselkedik.* Ugyanezt mondhatjuk, ha két hidrogénatom egy izolált hidrogénmolekulává egyesül, és így tovább.

Ha azonban egy mikroszkopikus rendszert olyan tágabb s ugyanakkor energiadús, mozgékony, egyszóval reakcióképes környezetbe helyezünk, amely alkalmas arra, hogy egyetlen atomi kölcsönhatás következményeit továbbgyűrűztesse, makroszkopikus szintig felerősítse, akkor az együttes rendszer (mikrorendszer + környezet) viselkedése *stochasztikussá, indeterminisztikussá* válik.

Sejtelmünk sincs róla, hogy az átmenet a determinisztikus és stochasztikus viselkedés között az összetettségnek milyen fokán, hogyan és milyen egyéb fizikai megnyilvánulásokkal párhuzamosan következik be. Ez a probléma a jövő üzenete.

Annyit magunktól is kisüthetünk, hogy energiadús, *reakcióképes* környezetben egy mikroszkopikus rendszernek nem alakulhatnak ki *a környezettel szemben érzékeny*, kis energia- és impulzustartalmú, s ezért a térben *jelentősen kiterjedt* állapotai. Azt azonban közvetlenül a tapasztalatból kell vennünk, hogy ehelyett mi történik. Nos, a dolgokat jelentősen leegyszerűsítve, az történik, hogy a rendszer állapota, akár csak egy állandóan zaklatott csiga, amely a szarvait behúzva tartja, térbelileg mindaddig koncentrálódik, amíg mozgásállapotának impulzustartalma (a különböző szabadsági fokokhoz tartozó impulzusok határozatlansága) elég szélessé, a további külső hatásokkal szemben érzéketlenné nem válik. Nem csoda, hogy ennek a folyamatnak a részletei még tisztázatlanok, hiszen mindaddig, amíg a rendszer állapotának viszonylagos érzéketlensége ki nem fejlődik, az önálló állapot egyáltalán nem s végül is csak közelítőleg létezik. Világos azonban, hogy a rendszer állapotának térbeli koncentrálódásához s ezen keresztül önállósulásához bizonyos energia szükséges, amelyet a környezetnek kell fedezni.

Ez az észrevétel lehetővé teszi, hogy még a kvantummechanika nyitott problémájára való utalást is egy olyan tünemény megemlékezésével fejezzük be, amelyet értünk, pedig elhinni sem könnyű.

Ha a nem túl sűrű, szobahőmérsékletű héliumgáz pillanatnyi állapotát úgy képzeljük magunk elé, hogy gondolatban minden atom számára felrajzolunk egy-egy önálló, a szomszédos atomok átlagos távolságához képest kis kiterjedésű foltot (mozgásállapotot), akkor a valóságot, legalábbis a valódi állapot energiatartalmát, nem hamisítjuk meg veszedelmes mértékben.*

* Ha pl. az atom súlypontjának helybizonytalansága körülbelül 10^{-8} cm, más szóval a külső mozgás kiterjedése ugyanakkora, mint a belső mozgása, akkor ehhez $\frac{1}{2M} p_{\text{atom}}^2 \approx 10^{-14}$ erg $\approx 0,01$ eV minimális mozgási energia tartozik. Szobahőmérsékleten nagyjából ennyi az egy atomra jutó termikus energia.

De mi történik, ha a hőmérsékletet az abszolút zérusfok közelében hűtjük? Ilyenkor egyrészt nincs elég energia ahhoz, hogy az egyes atomok súlypontjának elmosódottsága kicsi lehessen, másrészt nincs elég hely ahhoz, hogy az egyes atomok mozgásállapota egymást *nem zavarva* szétfolyhasson. Következmény: az egyes atomok súlypontkoordinátái (X_1, X_2, \dots, X_N , ha N atomból áll a gáz) elvesztik önállóságukat, s csupán az *egész gáztömeg* együttes, oszthatatlan mozgásállapotáról lehet beszélni, amelyet egyetlen hatalmas, N -változós

$$\Psi(X_1, X_2, \dots, X_N)$$

függvény fejez ki.* (Makroszkopikus anyagmennyiségről lévén szó, N akár 10^{23} is lehet!)

Az alacsony energiakoncentrációval összefüggésben ez a bonyolult Ψ a makroszkopikus anyagmennyiség ellenére *terjedési törvényt* követ, viselkedése megfelelő matematikai módszerekkel jól követhető, és megmagyarázza az ilyen anyag kísérletileg már korábban felfedezett, különös sajátságait.

Ha teáinkat megkavarjuk, majd a kanalat kivesszük, a folyadék csakhamar megáll, a rendezett mozgás a molekulák ütközése révén fokozatosan rendezetlen mozgássá (hővé) alakul. A belső súrlódás az atomok létének egyik legszebb bizonyítéka.

Az abszolút zérusfok közelébe hűtött hélium (egyéb anyagoknál még nem sikerült ugyanezt megfigyelni) *szuperfolyékonnyá* válik: fékeződés nélkül képes egy zárt csővezetékben áramlani, mintha nem is állna atomokból! (Ne gondoljuk, hogy ilyenkor a héliumtömeg szilárd gyűrűként viselkedik: a csővezeték mentén a keresztmetszet szabálytalanul változhat!) Bár a részleteket áttekinteni körülményes, a lényeg egyszerű, és egy olyan koordinátarendszerben fogalmazható meg legkönnyebben, amely nagyjából együtt forog a héliummal, amelyben tehát a csővezeték látszik (ellenkező irányban) körbe forogni. A kollektív hullámfüggvény ebben a koordinátarendszerben ugyanúgy viselkedik, mint korábban a kondenzátorlemezek közé vitt atom elektronjának a hullámfügg-

* Az atomok belső állapota önálló, éspedig az alapállapot marad, s nem játszik szerepet.

vénye (l. a 8. FEJEZET 1. pontját): pillanatról pillanatra rugalmasan alkalmazkodik a lassan forgó csővezeték alakjához, mélyrehatóbb változás nélkül, más szóval ebben a koordináta-rendszerben a héliumtömeg nem indul forgásnak.

Befejezés

„...az ég a tengert tükrözi,
a tenger az eget.”

Radnóti Miklós: Trisztánnal ültem...

El lehet-e venni négy almából hatot?

Nem. Próbáljuk csak meg.

Igen. Marad mínusz két alma.

A pozitív egész szám fogalmát a környező tárgyak sugallják. A negatív szám absztrakcióját azért vezetjük be, hogy *a műveleti szabályok, az összefüggések, egyszerűek és átfogó érvényűek* maradhassanak. Ezzel már az olyan elemi dolgok körében is elszakadunk a valóságtól, amilyen egy alma.

Csak hogy az alma egyáltalán nem *elemi* dolog, és azon kívül, hogy Évát kísértésbe vitte, semmiféle *átfogó* szerepe nincs a természetben.

Annál inkább van az elektronnak. És ezért nemcsak csodálatos, hanem természetes is, hogy amikor a „két juh meg három juh, az öt juh”-tól a „mínusz egy négyzetgyöke = i ”-n keresztül olyan messzire távolodunk, mint a „négyzetesen integrálható függvények tere”, akkor egyszer csak szemben találjuk magunkat az elektronnal.

A fizika felszín alatti világában a matematika a megbízható vezető. De ez egy kicsit azt is jelenti, hogy az elektronok éteri muzsikájában a juhok bégetését halljuk. *A tér mint pontsokaság*, a makroszkopikus testekből merített idealizáció. $\psi(x)$, bár éppen „nem olyan”-ságot fejez ki, mégis erre az idealizált térre támaszkodik. Szinte azt mondhatjuk: a természetmagyarázat cirkulus, A-t a B-vel, B-t az A-val magyarázza. Ez így is van. A tudomány nem az állapítja meg, hogy mi van a természet *mögött*, hanem, hogy mi van a természetben. Viszonyt tár fel, nem abszolút, nem uralkodik.

Az ősember a mennydörgést vezette vissza magához hasonló lények „idegességére”, *Galvani* az idegműködés mögött kereste a villámot. Szegényebbek lettünk-e?

Könyvünk elején arra vállalkoztunk, hogy megküzdünk a térbeli viselkedés hétfejű sárkányával. Talán nem is tűnik már annyira félelmetesnek. Igaz, hogy minden levágott feje helyett kettő nő (tipikus kvantumjelenség), de ez csak azt jelenti, hogy az anyag megismerésében nincs kietlen végállomás.

