

Környezetfizikai mérések

Tarján Péter, Dr. Nyilas István, Dr. Varga Klára

Második, átdolgozott kiadás
2009.

Tartalomjegyzék

1. Mérések az optikai pirométerrel	1
2. A levegő páratartalmának mérése	5
3. Radioaktív preparátumok aktivitásának meghatározása	9
4. Rövid életű izotóp felezési idejének meghatározása	11
5. Béta-sugárzás abszorpciójának vizsgálata	15
6. Oldat áteresztőképességének vizsgálata UNICAM spektrométerrel	19
7. Koncentráció meghatározása száloptikás spektrofotométerrel	23
8. Mérések körpolariméterrel	27
9. Alfa-sugárzás hatótávolságának és energiájának meghatározása	29
10. Koncentráció meghatározása refraktométer segítségével, szélerősségmérés, zajmérés	33
11. Mérések az emissziós spektroszkóppal, színeképek vizsgálata	35
12. Radioaktív bomlás statisztikus vizsgálata	37
13. Mérések a Leslie-kockával	41
14. Vízierőmű modellezése kis vízikerekkel	45

1. fejezet

Mérések az optikai pirométerrel

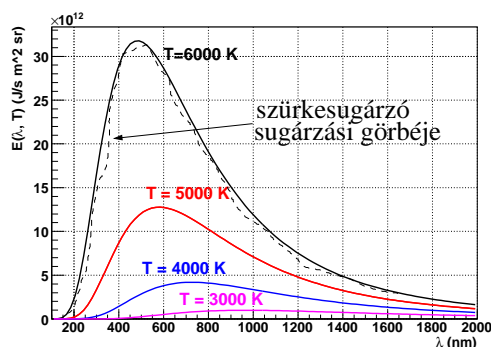
Az abszolút fekete test emisszióképességét az alábbi képlet írja le:

$$E(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (1.1)$$

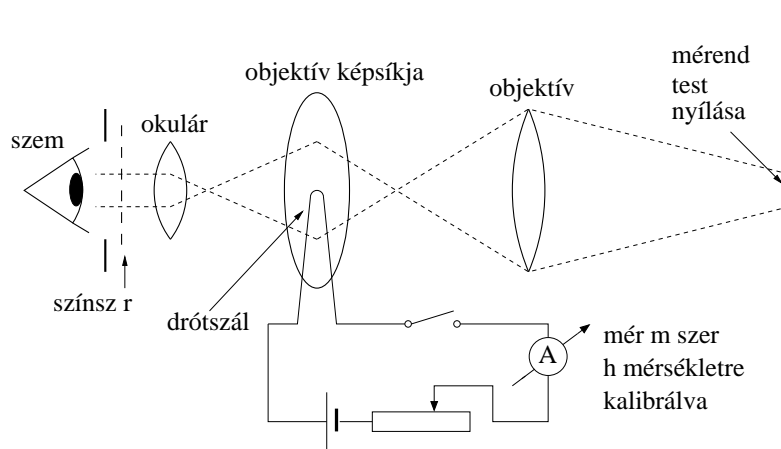
ahol c a fénysebesség, λ a sugárzás hullámhossza, k a Boltzmann-állandó, T a fekete test abszolút hőmérséklete, és $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Js a Planck-állandó. Az 1.1. ábrán a fekete test sugárzási görbéje látható néhány hőmérsékleten.

Az abszolút fekete test sugárzási tulajdonságait megközelítő valódi testek az ún. szürkesugárzók. Ezek emisszióképességének görbéje szabálytalanabb, és mindenhol alatta marad az *azonos hőmérsékletű* abszolút fekete test sugárzási görbéjének. Egy ilyen görbét is berajzoltunk (szagatott vonallal) az 1.1. ábrán.

Ha a referenciaként szolgáló fekete test hőmérsékletét kissé lecsökkentjük, akkor elérhető, hogy *egy kiválasztott hullámhosszon* ugyanolyan mértékben sugározzon, mint a magasabb hőmérsékletű szürkesugárzó. Nemzetközi megegyezés alapján ez a kitüntetett hullámhossz rendszerint a $\lambda = 650$ nm-es vörös. Ezen alapul a testek feketehőmérsékletének meghatározása: egy test feketehőmérséklete megegyezik annak a fekete testnek a hőmérsék-



1.1. ábra.



1.2. ábra.

letével, amely a kiválasztott hullámhosszon ($\lambda = 650 \text{ nm}$) ugyanolyan mértékben sugároz, mint a méréndő test.

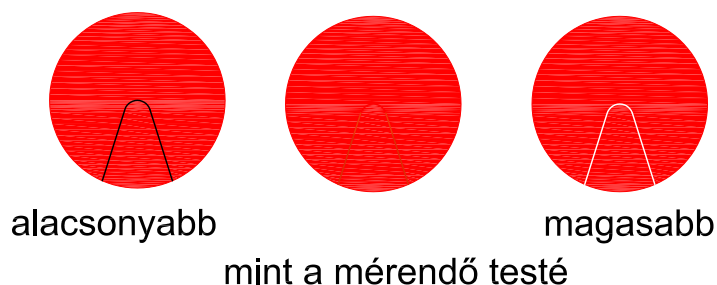
A szürkésugárzók feketehőmérséklete rendszerint nem egyezik meg a valódi hőmérsékletünkkel (kisebb annál), de az eltérés igen kicsi lehet, ha jól megközelítjük az abszolút fekete test sugárzási körülményeit (pl. letakarjuk a testet a külső zavaró sugárzások elkerülése végett, és csak kis nyíláson át vizsgáljuk, amelyen keresztül már alig jut ki visszavert fény). A nagyon forró vagy távoli testek (pl. edzőkemencék, hulladékégetők) érintés nélküli hőmérsékletmérése a fenti elv alapján történik az optikai pirométer segítségével. Az optikai pirométer a fentiek alapján tehát *feketehőmérsékletet* mér.

A készülék működési elvét az 1.2. ábra mutatja. A vizsgálandó tárgy képét egy objektívlencsével leképezzük egy képzeletbeli síkba, amit az okuláron keresztül szemlélünk. Ugyanebbe a síkba elhelyezünk egy wolfram izzószálat is, amit egy potenciométer közbeiktatásával telepről táplálunk. A színszűrő biztosítja, hogy a szemünkbe már csak a 650 nm hullámhosszú fény jusson mind a méréndő tárgyról, mind a hitelesített izzószálról. A potenciométer állításával addig változtatjuk az izzószál hőmérsékletét, amíg az „bele nem olvad” a vizsgált test képébe. Ekkor a két test feketehőmérséklete azonos, mert ugyanolyan mértékben emittálnak. Az ampermérő skálája az izzító áram erőssége helyett közvetlenül hőmérsékletre van hitelesítve, így a vizsgált test feketehőmérsékletét olvashatjuk le róla. A pirométer hitelesítését abszolút fekete test segítségével az Országos Mérésügyi Hivatal végzi.

A mérés gyakorlati kivitelezése

A gyakorlat során a hosszú idő alatt felmelegedő égetőkemence helyett egy izzólámpa hőmérsékletét határozzuk meg. Az izzólámpát a fekete test sugárzási körülményeinek minél jobb megközelítése végett egy fekete dobozban helyeztük el, melyen csak kis nyíláson át láthatjuk az izzólámpa diffúz burkolatát. Az izzólámpát feszültségszabályozóról

Az izzószál hőmérséklete



1.3. ábra.

üzemeltetjük. A szabályzó segítségével változtatjuk az izzólámpa feszültségét, és annak függvényében mérjük az izzó hőmérsékletét.

A pirométerben látott kép a potenciométer állításával a 1.3. ábra szerint változik. A potméter forgatásával állítjuk az eszköz izzószálának áramát, és ezzel a hőmérsékletét; ezt úgy kell beállítanunk, hogy az izzószál hegyét ne tudjuk a háttértől megkülönböztetni, ekkor a mérendő test és a pirométer izzószálának hőmérséklete megegyezik, azt leolvashatjuk az eszköz skálájáról.

A mérés menete

1. Kapcsoljuk rá az izzólámpát a feszültség szabályzón keresztül a hálózatra. Vigyázzunk az áramütés veszélyére! Az izzólámpa feszültségét analóg műszerrel mérjük. (Ellenőrizzük a megfelelő méréshatárt és hogy a műszer váltófeszültség mérésére van-e állítva!)
2. Fogjuk be elmozdulásmentesen az optikai pirométert, távcsövet irányítsuk a mérendő nyílásra.
3. Az okulárt annak mozgatásával állítsuk be a szemünk éleslátási síkjába (a drótszál éles képét kell látnunk).
4. Ha nincs beforgatva, forgassuk be a vörös szűrőt az okulár elé. Állítsuk be az objektív előre-hátra való mozgatásával a mérendő felület éles képét is.
5. Nyomjuk meg a bekapcsoló gombot, és a mérés idejére tartsuk lenyomva. Másik kezünkkel lassú ütemben addig forgassuk el az áramot szabályozó potenciométert, míg az izzószál hegye a fenti ábrának megfelelően bele nem olvad a háttérbe.
6. A telep gombot még mindig lenyomva tartva, a mérőműszer skálájáról olvassuk le a test hőmérsékletét. Mérési adatainkat táblázatban jegyezzük fel!
7. Ismételjük meg a mérést 80 V és 230 V között 10 különböző feszültségnél.
8. Készítsük el az izzólámpa feszültség-hőmérséklet grafikonját.

Figyelem!

A multiméter banándugóinak a konnektorba dugásánál csak a műanyag szigetelést érintsük!
Vigyázzunk az áramütés veszélyére!

Az izzólámpa feszültségét ne vigyük 230 V fölé!

A mérőműszer méréshatárának beállítására ügyeljünk.

Irodalom

Budó Á.: Kísérleti Fizika III. 304-307. §.

2. fejezet

A levegő páratartalmának mérése

A mérés elmélete

Az atmoszféra levegője mindig tartalmaz vízgőzt is. A levegőben kétféle nedvesség mérhető: az abszolút és a relatív nedvesség. (Tekinthetjük a levegőt oldószernek, a vízgőzt oldott anyagnak – ilyen módon a páratartalom a vízgőz levegős oldatának a koncentrációjaként értelmezhető.)

Abszolút nedvességen értjük a levegőben térfogategységenként jelen levő vízgőzmennyiséget:

$$N_a = \frac{m_{\text{vígőz}}}{V_{\text{levegő}}}, \quad [N_a] = \frac{\text{g}}{\text{m}^3}. \quad (2.1)$$

Ennek meghatározása úgy történik, hogy ismert térfogatú levegőt áramoltatunk egy olyan berendezésben, amelyben vízelnyelő anyag (pl. kalcium-klorid, CaCl_2) van. Ennek mérjük a tömegnövekedését és az eredményt átszámítjuk l m^3 -re. Az abszolút nedvességet megadhatjuk úgy is, hogy megadjuk a levegőben levő vízgőz parciális nyomását, azaz azt, hogy a légnyomáshoz a pára mekkora mértékben járul hozzá.

A levegő páramegtartó képessége függ a hőmérsékletétől: a melegebb levegő több vízgőzt tud magában tartani. Telített a vízgőz akkor, ha a levegő az adott hőmérsékleten maximális mennyiséget tartalmazza.

Relatív nedvességen értjük azt a számot, amely megadja, hogy az adott levegőben jelen levő vízgőzmennyiség parciális nyomása (p_h) hány %-a az ugyanolyan hőmérsékletű telített vízgőz nyomásának (p_t). Tehát a levegő relatív százalékos nedvességtartalma:

$$N_r = \frac{p_h}{p_t} \cdot 100\%, \quad (2.2)$$

A levegő páratartalma általában nem lehet 100%-nál nagyobb. Ha egy adott levegőtérfogatban telített a vízgőz, ott a folyékony állapotú víz nem párolog. Ha a nedvességtartalmat mégis sikerül 100% fölé növelni, akkor a maximális nedvességtartalmon felüli rész rövid idő alatt víz formájában kicsapódik a levegőből; így képződik a harmat és a köd is. Bizonyos körülmények között, nagyon tiszta levegő esetén a 100% fölötti páratartalom, az ún. túltelített állapot sokáig fennmaradhat. Ha azonban a vízgőzzel túltelített levegőbe

valami szennyezőanyag – pl. porszem, repülőgépek hajtóművéből koromszemcse – kerül, ezekre a kondenzációs magvakra azonnal megindul a víz kicsapódása. Így keletkezik a magas légkörben haladó repülőgépek által húzott kondenzcsík.

A gyakorlati életben a relatív nedvességtartalom ismerete a fontosabb. Ez ad számot arról hogy mennyire telített vízgőzzel a levegő. Ennek értéke többféle módszerrel is meghatározható.

A mérés gyakorlati kivitelezése

Relatív páratartalom mérése Assmann-féle aspirációs pszichrométerrel

A pszichrométerek működése egy száraz-nedves hőmérőpár által mutatott hőmérsékletek különbözőségén alapul. Ez a módszer azt használja ki, hogy a párolgás sebessége függ a levegőben jelen levő vízgőz mennyiségétől.

A készülék két, egymás mellett elhelyezett hőmérőből áll. Az egyik hőmérő folyadék-tartályát a mérés során egy nedves muszlindarab veszi körül, míg a másik hőmérő száraz marad. A száraz hőmérő a terem hőmérsékletét méri, a nedves hőmérő pedig egy annál alacsonyabb hőmérsékletet, hiszen a párolgó víz hőt von el tőle. A hőmérők folyadék-tartályai egy közös szívócsőbe nyúlnak be. A szívócső összeköttetésben van a szellőztető berendezéssel, az ún. aspirátorral. A szellőztető, amelyet felhúzható órarugó hajt, levegő-áramot hoz létre a szívócsövön át a hőmérők mellett. Ez a nedves hőmérő gömbjén levő muszlin bevonat vizének párolgását intenzívebbé teszi. A nedves hőmérő hőmérséklet-csökkenése a párolgás sebességétől függ. A relatív páratartalmat a terem hőmérséklete és a hőmérők közti hőmérsékletkülönbség függvényében az eszközhöz mellékelt tapasztalati táblázatból lehet leolvasni.

Relatív páratartalom mérése August-féle pszichrométerrel

Az August-féle pszichrométer működése szintén a száraz-nedves hőmérős elven alapul. Az Assmann-féle pszichrométerhez képest ez egy egyszerűbb szerkezet, az eltérés az, hogy a két hőmérő itt szabadon van felfüggesztve, azaz szellőztetés nem gyorsítja a párolgást. Ennek megfelelően egyrészt az August-féle pszichrométer nedves hőmérője lassabban veszi fel a végleges hőmérsékletet; másrészt a módszer nyilván érzékeny minden, a hőmérők körüli légmozgásra, emiatt nagyobb körültekintést igényel.

A relatív páratartalmat a nedves hőmérő hőmérséklete és a hőmérők közti hőmérsékletkülönbség függvényében az eszközhöz mellékelt tapasztalati táblázatból lehet leolvasni.

Páratartalom mérése a harmatpont meghatározása alapján

A harmatpont (T_h) az a hőmérséklet, amelyre az adott mennyiségű vízgőzt tartalmazó levegőt le kell hűtenünk ahhoz, hogy a vízgőz telítetté váljék és a lecsapódás megkezdődjék. Az abszolút és a relatív páratartalom egyaránt meghatározható a harmatpont mérésével.

A harmatpontot egy fényes fémlap segítségével mérhetjük. Ha a fémlapot hűtjük, az csökkenti a közvetlen környezetében levő levegő hőmérsékletét is. Ha a hőmérséklet a

harmatpontra csökken, megindul a vízgőz lecsapódása, és a fémlap tükröző felülete beparásodik, elhomályosul.

A mérés során egy elektronikus mérőrendszert használunk, amely egyaránt méri a labor levegőjének és a fémlapnak a hőmérsékletét. A fémlapot egy dobozba épített Peltier-elem hűti gombnyomásra. A pára megjelenésének időpontját szemmel állapítjuk meg, amely némileg szubjektívvá teszi a mérést, ezért az ebből származó bizonytalanságot az alábbi módon csökkentjük. A gomb folytonos nyomva tartása mellett leolvassuk a hőmérsékletet, amikor a pára első jelei megjelennek a tükrön. A fémlapot addig hűtjük, amíg a kicsapódott víz teljesen beborítja, majd a nyomógomb elengedésével hagyjuk újra felmelegedni. A melegedés közben újra leolvassuk a fémlap hőmérsékletét, akkor, amikor a vízgőz újra párologni kezd. A fémlap ezen két leolvasott hőmérsékletének átlagát tekintjük harmatpontnak.

Ha rendelkezésünkre áll a telített vízgőz nyomását (vagy koncentrációját) különböző hőmérsékleteken tartalmazó táblázat, akkor a harmatpont segítségével meghatározható az adott levegőben levő vízgőz mennyisége, és azzal a relatív páratartalom is. (Gondoljuk át!)

A mérés menete

1. Nedvesítsük be a pszichrométerek muszlinarabjait! Ehhez az Assmann-féle pszichrométer nedves szívócsövének végét le lehet csavarni. (A méréshez csavarjuk vissza.)
2. A laborjegyzőkönyvben vázlatosan rajzoljuk le a két pszichrométert.
3. Az August-féle pszichrométerrel a mérés sokáig tart, ezért azt tegyük félre, és csak időnként pillantsunk rá, hogy beálltak-e a hőmérőkön a végleges hőmérsékletek. Ezeket olvassuk le és jegyezzük fel, és az eszközhöz tartozó táblázat segítségével határozzuk meg a relatív páratartalmat.
4. Húzzuk fel az Assman-féle pszichrométer aspirátorát és végezzük el a mérést. A hőmérsékletértékeket akkor kell leolvasni, amikor a nedves hőmérő hőmérséklete nem megy lejjebb akkor sem, ha áramoltatjuk a levegőt körülötte. Ehhez valószínűleg többször is fel kell húznunk az aspirátort. A hőmérsékletértékekből az eszközhöz tartozó táblázatból határozzuk meg a relatív páratartalmat.
5. Csatlakoztassuk és kapcsoljuk be a hűthető fémlapot tartalmazó dobozt és a mérődobozt. A mérődoboz menüjében válasszuk ki a harmatpont mérését. Az eszköz kijelzőjén a T a mért szobahőmérsékletet, a T_h a fémlap hőmérsékletét jelenti. Végezzük el a mérést a fent leírt módon és jegyezzük fel a fémlap hőmérsékletét a pára megjelenésének és eltűnésének *kezdetekor*. Határozzuk meg a harmatpontot, majd abból (a telített vízgőz táblázata alapján) a relatív páratartalmat.
6. Végezzük el mindhárom mérést még egyszer. (Ha az August-féle pszichrométer muszlinarabja még nedves, csak újra le kell olvasni.)
7. A különböző mért értékeket hasonlítsuk össze egy táblázatban.

Figyelem!

Ügyeljünk arra, hogy az aspirátort ne húzzuk túl – amikor az ellenállása ugrásszerűen megnő, ne erőltessük!

A mérések értelemszerűen érzékenyek a levegő hőmérsékletének változásaira, tehát időnként ellenőrizzük, hogy a terem hőmérséklete nem változott-e meg számottevően (száraz hőmérő)!

Az August-féle pszichrométer környezetében igyekezzünk a levegőt kevésbé mozgatni!

A mérésnél ügyeljünk arra, hogy a saját leheletünk melege és páratartalma ne befolyásolja a mérést!

Irodalom

Bor Pál: Hőtan, 180-187. o.

3. fejezet

Radioaktív preparátumok aktivitásának meghatározása

A mérés elmélete

A gamma sugárzó izotópok aktivitását legegyszerűbben úgy határozhatjuk meg, ha ugyanolyan típusú ismert aktivitású izotóppal hasonlítjuk össze a mérendő preparátumokat. A sugárzás mérésére Geiger–Müller számlálócsövet használunk. Működési elvének leírása megtalálható az *Atom- és magfizikai mérések jegyzet Geiger–Müller cső karakterisztikájának meghatározása* című mérésénél. A gamma sugarak ugyan közvetlenül nem ionizálnak, de a hatásukra létrejövő fotoelektronok, Compton-elektronok és a pozitron-elektron párok a GM-csövet „megszólaltatják”. (A megszólalás valószínűsége általában 1% körüli érték.)

A mérés elve, hogy adott távolságból előbb az ismert, majd az ismeretlen aktivitású preparátum által időegység alatt kibocsátott részek számát mérjük, és ezek hányadosa adja a két aktivitás hányadosát. A gyakorlati kivitelezésnél azonban több tényező együttes hatásával kell számolnunk. Figyelembe kell vennünk a környezet zavaró hatását, az ún. háttérsugárzást, a számláló szerkezet feloldóképességét, valamint különböző távolságra helyezett preparátumoknál azt a tényt, hogy a sugárzás aktivitása a távolság négyzetével fordított arányban csökken (pontszerű sugárforrás esetén). (Az etalon és az ismeretlen sugárforrás eltérő távolságra helyezésére akkor van szükség, ha a mérendő és az etalon preparátumok aktivitása között nagy különbség van, és azonos elrendezés mellett a nagyobb aktivitásút a számláló csak nagy hibával tudná mérni a tehetetlensége miatt.) Az alábbi módszer hosszú felezési idejű, viszonylag kis méretű izotóp aktivitásának meghatározására szolgál.

A mérés gyakorlati kivitelezése

Megmérjük a háttérsugárzást a megfelelő munkaponti feszültségre állított GM-csővel, majd mérünk a laborvezető által adott ismert és ismeretlen aktivitású izotópokkal. Az ismeretlen

izotópok aktivitását a következőképpen kapjuk meg:

$$A_x = A_i \frac{N_x - N_h}{N_i - N_h} \cdot \frac{R_x^2}{R_i^2}, \quad (3.1)$$

ahol A_x és A_i a meghatározandó ill. az ismert aktivitásokat jelenti; N_h , N_x és N_i rendre a háttérsugárzásból, az ismeretlen és az ismert izotópból származó mért beütések száma; R_x és R_i pedig az izotópok távolsága a GM-csőtől.

A mért aktivitásoknak meghatározzuk a hibáját. Az egyes mért beütésszámok (N) statisztikai abszolút hibája $\Delta N = \sqrt{N}$ (lásd a 12. mérést). A relatív hiba: $\delta N = \Delta N/N = \sqrt{N}/N$. Az A_x hibájának kiszámításához emlékezzünk a hibaszámításról tanultakra: összegnél és különbségnél az abszolút hibák, szorzásnál és osztásnál a relatív hibák adódnak össze. Célszerű tehát először a (3.1) összefüggésben a számláló és a nevező abszolút hibáját kiszámolni, majd meghatározni azok relatív hibáit, és ezekkel tovább számolni. Ha az ismert és ismeretlen aktivitású izotópok a mérés során azonos távolságra voltak a GM-csőtől, a távolságok hibáival nem kell számolni.

A mérés menete

1. Kapcsoljuk be a tápegységet és adjuk rá a GM-csőre a nagyfeszültséget.
2. Mérjük a háttérsugárzást 10 percig.
3. Helyezzük az ismert aktivitású izotópot a GM-cső alá és mérjük annak sugárzását 10 percen keresztül.
4. Az ismeretlen izotópot pontosan ugyanoda helyezve ismételjük meg a mérést. Ügyeljünk, hogy a mérés során se az izotóp, se a GM-cső ne mozduljon el. Ismételjük meg a mérést a másik ismeretlen izotóppal is.
5. Számoljuk ki az ismeretlen izotópok aktivitását, a mérés hibájával együtt. Az etalon aktivitásának hibáját tekintjük 2%-nak.

Figyelem!

Az alkalmazott nagyfeszültség miatt pontosan tartsuk be a balesetvédelmi előírásokat!

Ha végablakos GM-csövet használunk, vigyázzunk a cső ablakára! A vékony csillámlemez a külső légnyomás már kis karcolásra is szétrepesztheti!

Az izotópok adatait a mérési jegyzőkönyvben jegyezzük fel.

Irodalom

Csikainé Buczkó Margit: Radioaktivitás és atommagfizika 16-19. o.

Atomfizikai és magfizikai mérések: Geiger–Müller számlálócső karakterisztikájának meghatározása 12. mérés

4. fejezet

Rövid életű izotóp felezési idejének meghatározása

A mérés elmélete

Az elemek különféle izotópjainak nagy része radioaktív, azaz különböző sugárzásokat bocsát ki magjából, miközben legtöbbször átalakul más elem izotópjává. Ez a radioaktív bomlás igen változatos sebességgel mehet végbe. Néhány anyagnál ez a bomlás másodperc tört része alatt következik be, azaz olyan sebességgel, hogy még a megfigyelésre sincs lehetőségünk, míg másoknál ez évmilliókig vagy évmillárdokig eltarthat.

A bomlás sebessége jellemző az illető izotópra, ez lehetőséget ad ismeretlen radioaktív anyagok azonosítására.

Egyes magokat kiszemelve, azok bomlása teljesen véletlenszerű, legfeljebb statisztikai megfontolásokkal élhetünk, ha a bomlást le akarjuk írni. Tapasztalat szerint az elbomló atomok dN száma arányos a megfigyelés kezdetén még meglévő atomok N számával, valamint a megfigyelés dt időtartamával:

$$dN = -\lambda N dt, \quad (4.1)$$

ahol λ az adott izotópra jellemző állandó, az ún. bomlási állandó. Szeparálva, majd integrálva az előbbi összefüggést, kapjuk:

$$\ln N = -\lambda t + \ln C. \quad (4.2)$$

Ha a megfigyelés kezdetén meglévő atommagok számát N_0 -al jelöljük (határfeltétel), akkor $C = N_0$, és a t idő múlva még elbomlatlan atommagok száma:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (4.3)$$

Ez a radioaktivitás bomlástörvénye.

A bomlási állandó mellett a bomlás sebességét szokás egy másik mennyiséggel, a felezési idővel is jellemezni. A felezési idő definíció szerint az az időtartam, amennyi idő alatt a

magok fele elbomlik. A bomlástörvény (4.3) kifejezéséből a felezési időre a következő összefüggést kapjuk:

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (4.4)$$

A felezési időt használva a bomlási állandó helyett, a bomlástörvény a következő alakba írható:

$$N(t) = N_0 2^{-\frac{t}{T_{\frac{1}{2}}}}. \quad (4.5)$$

A mérés gyakorlati kivitelezése

A méréshez szcintillációs mérőfejet és a hozzá kapcsolt számlálót használjuk. A mérőfej egy kisebb ólomtoronyban van elhelyezve a háttérsugárzás csökkentésére. Mivel a háttérsugárzást teljesen kiszűrni nem lehet, a mérés során azt figyelembe kell vennünk; első dolgunk tehát annak megmérése lesz. Ezután a rövid élettartamú izotópot az ólomtoronyba téve percenként megmérjük annak intenzitását. A mérést addig végezzük, amíg az izotóp sugárzásának erőssége a háttér szintje alá csökken.

A mért beütésszámokat (amikből a háttérrel levontuk) ábrázoljuk mm-papíron (4.1. ábra) és határozzuk meg róla a felezési időt. Ehhez bejelöljük a görbén az N_0 , $N_0/2$, $N_0/4$, $N_0/8$ szinteket és levetítjük a pontok helyét a vízszintes tengelyre. Ezen időpontok közötti intervallumok hossza a felezési idő.

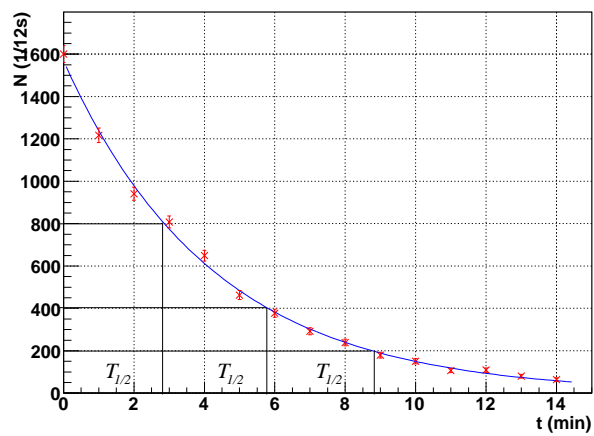
Egy másik, ezzel ekvivalens módszer az, hogy a beütésszámokat féllogaritmikus papíron ábrázoljuk (vagy az $\ln N$ -eket mm-papíron). Így az exponenciális görbe képe egyenes (4.2. ábra). Ennek az egyenesnek a meredeksége éppen $-\lambda$. Vigyázat! A féllogaritmikus papíron a meredekség számolása speciálisan történik, hiszen nem egy valódi egyenesről van szó:

$$m = -\lambda = \frac{\ln N_2 - \ln N_1}{t_2 - t_1}. \quad (4.6)$$

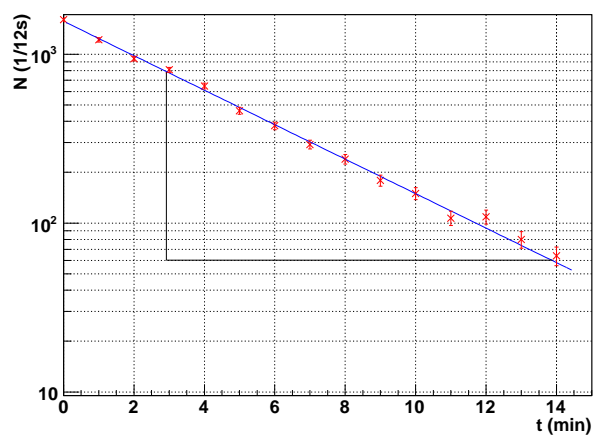
A mért felezési időből számoljuk ki a bomlási állandót és fordítva.

A mérés menete

1. Kapcsoljuk be a számlálót és adjuk rá a nagyfeszültséget a szcintillációs mérőfejre.
2. Állítsuk a számlálóberendezés időzítőjét 10 percre és mérjük a háttérsugárzást. Számoljuk ki a háttérsugárzás 12 másodpercre eső részét (kerekítsük egész számra) és annak hibáját. (Miért mérjük a háttérsugárzást hosszú ideig?)
3. Állítsuk át a számlálóberendezést 12 másodperces mérésre, és kérjük el a laborvezetőtől a rövid felezési idejű izotópot. Húzzuk fel és nullázzuk a stoppert. Amikor a laborvezető betette az izotópot az ólomtoronyba és bezárta annak ajtaját, indíthatjuk a méréssorozatot, azaz egyidejűleg indítjuk a stoppert és a számlálót. A számláló 12 másodperc múlva leáll, ekkor leírjuk a mért beütésszámot és levonjuk belőle a háttér 12 másodpercre eső részét. A stoppert nem állítjuk le! Ezután a mérést percenként



4.1. ábra.



4.2. ábra.

ismételjük addig, amíg a kapott nettó beütésszám a háttérrel összemérhető szintűre csökken.

4. Ábrázoljuk az idő függvényében a nettó impulzusszámot és illesszünk rá görbét. A görbén a fent leírt módon jelöljük be és olvassuk le legalább három helyen a felezési időt, majd ezeket átlagoljuk. Számoljuk ki a felezési időből a bomlási állandót.
5. Ábrázoljuk a mért beütésszámokat félogaritmikus papíron vagy az $\ln N$ -eket mm-papíron. Illesszünk a pontokra egyenest, és határozzuk meg annak meredekségéből a bomlási állandót. Számoljuk ki a felezési időt, és vessük össze a kétféle módszerrel kapott értékeket.

Figyelem!

Az alkalmazott nagyfeszültség miatt pontosan tartsuk be a balesetvédelmi előírásokat!

Irodalom

Csikainé Buczkó Margit: Radioaktivitás és atommagfizika 16-19. o., 84-93. o.
12. mérés

5. fejezet

Béta-sugárzás abszorpciójának vizsgálata

A mérés elmélete

Gyakori feladat valamely béta-sugárzó radioaktív izotóp energiájának meghatározása. A mérés alapelve az, hogy a béta-sugarak anyagon való áthaladásuk közben veszítenek energiájukból s végül sebességüket veszítve abszorbeálódnak.

Az x irányba haladó sugárzás útjába tett vékony Δx vastagságú lemezen bekövetkező ΔI intenzitáscsökkenés (5.1. ábra) arányos az abszorbens vastagságával, a ráeső sugárzás I intenzitásával és függ az anyagi minőségtől, amelyet egy μ' -vel jelölt lineáris abszorpció tényezővel ($[\mu'] = 1/\text{cm}$) vesszünk figyelembe:

$$\Delta I = -\mu' I \Delta x . \quad (5.1)$$

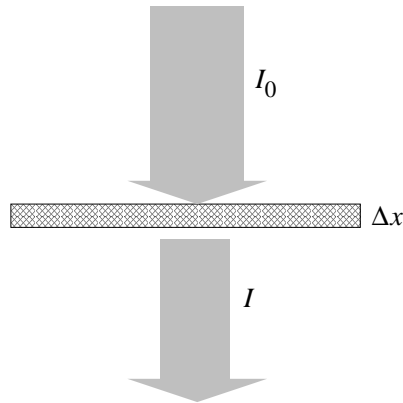
(A negatív előjel azt fejezi ki, hogy az anyagon való áthaladás közben a sugárzás intenzitás *csökken*.)

Ha a differenciálegyenletet szeparáljuk, majd integráljuk, és az integrációs konstans meghatározásakor felhasználjuk, hogy $x = 0$ abszorbensvastagság esetén $I = I_0$, az alábbi exponenciális kifejezéshez jutunk:

$$I = I_0 e^{-\mu' x} . \quad (5.2)$$

A tapasztalat azt mutatja, hogy a sugárzás gyengítése szempontjából nem csak az abszorbens vastagsága, hanem a sűrűsége is számít. Célszerű ezért bevezetni a $d = x \rho$ *felületi sűrűség* vagy más néven *rétegvastagság* fogalmát, amelynek mértékegysége g/cm^2 . Általában igaz ugyanis az, hogy különböző vastagságú és sűrűségű abszorbensek egyformán gyengítik a sugárzást, ha a rétegvastagságuk megegyezik. (Nagyobb sűrűségű anyagokból vékonyabb abszorbens is elég ugyanolyan mértékű elnyeléshez.) A felületi sűrűség pontosan az, amit a neve jelez: megadja az abszorbens egységnyi felületének tömegét, ugyanis ha a sugárzás útjába tett x vastagságú lemez felülete A , akkor a térfogata $V = xA$ és

$$d = x \rho = x \frac{m}{V} = \frac{m}{A} . \quad (5.3)$$



5.1. ábra.

Az x vastagság helyett d rétegvastagsággal átírva az (5.2) összefüggést:

$$I = I_0 e^{-\mu'x} = I_0 e^{-(\mu'/\rho)(x\rho)} = I_0 e^{-\mu d}, \quad (5.4)$$

ahol a $\mu = \mu'/\rho$ szintén az anyagi minőségre jellemző állandó ($[\mu] = \text{cm}^2/\text{g}$), neve tömegabszorpciós együttható.

Az anyag vastagságának jellemzésére gyakran használjuk az tömegabszorpciós együttható helyett a *felezési rétegvastagság* fogalmát is. A felezési rétegvastagság definíció szerint az rétegvastagság, amely a bejövő sugárzás intenzitását a felére csökkenti. Az exponenciális abszorpciós törvény (5.4) kifejezéséből a felezési rétegvastagságra a következő összefüggést kapjuk:

$$d_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\mu}. \quad (5.5)$$

A felezési rétegvastagságot használva a tömegabszorpciós tényező helyett, az elnyelési törvény a következő alakba írható:

$$I(d) = I_0 2^{-\frac{d}{d_{\frac{1}{2}}}}. \quad (5.6)$$

Vegyük észre, hogy a radioaktivitás bomlástörvénye és az elnyelési törvény teljesen azonos alakúak; minden képlet, összefüggés és megmondolás egyikről a másikra átvihető a következő helyettesítésekkel:

$$A_0, N_0 \longrightarrow I_0 \quad (5.7)$$

$$A, N \longrightarrow I \quad (5.8)$$

$$\lambda \longrightarrow \mu, \mu' \quad (5.9)$$

$$t \longrightarrow d, x \quad (5.10)$$

$$\Delta t \longrightarrow \Delta d, \Delta x \quad (5.11)$$

$$T_{\frac{1}{2}} \longrightarrow d_{\frac{1}{2}}, x_{\frac{1}{2}} \quad (5.12)$$

A tömegabszorpciós együtthatót eddig állandónak tekintettük, ez azonban csak közelítés, mert valójában függ a sugárzás energiájától és kissé az abszorbens rendszámától is. A tömegabszorpciós együttható függése az energiától lehetőséget ad a béta-sugárzás energiájának gyors meghatározására. A szakirodalomban több empirikus képlet található. Alumínium abszorbens esetén egy adott forrásból származó béta-részecskék maximális energiájának meghatározására jól használható a

$$\mu = \frac{1,7}{E_{\max}^{1,14}} \quad (5.13)$$

összefüggés, melyben $[\mu] = \text{m}^2/\text{kg}$, $[E_{\max}] = \text{MeV}$.

A mérés gyakorlati kivitelezése

A béta-sugárzást GM-csővel detektáljuk.

A háttérsugárzás megmérése után a rögzített béta-sugárzó izotóp és a GM-cső közé azonos méretű, ismert rétegvastagságú alumíniumlemezeket helyezünk. Mérjük, hogy az egyre növekvő vastagságú abszorbenseken áthaladva mennyire csökken a sugárzás intenzitása. A mért beütésszámokat a rétegvastagság függvényében ábrázoljuk lineárisan és féllogaritmikusan (lásd 4. mérés). Meghatározzuk az alumínium felezési rétegvastagságát, tömegabszorpciós tényezőjét és a béta-sugárzás maximális energiáját.

A mérés menete

1. Helyezzük üzembe a számlálót, és stopper segítségével mérjük 10-15 percig a háttérsugárzást.
2. Amíg a háttérsugárzást mérjük, válasszunk ki 30 db azonos méretű alumíniumlemezt, és az analitikai mérlegen mérjük meg az össztömegüket. Számoljuk ki egy lemez átlagos tömegét. (A mérlegre csak akkor tegyük rá a mérendő lemezeket, ha a zöld LED abbahagyta a villogást, és a mérleg stabilan 0-t mutat!)
3. Az alumíniumlemezeink közül 3 találmra kiválasztottnak mérjük meg a hosszúságát és szélességét tolómérővel. Számoljuk ki a felületüket és egy lemez átlagos területét.
4. A lemezek átlagos tömegéből és átlagos területéből határozzuk meg egy lemez felületi sűrűségét.
5. Számoljuk ki a háttérsugárzás fél percre eső részét (egészre kerekítve).
6. Félperces mérési idővel mérjük meg a meg a kiadott béta-sugárzó intenzitását abszorbens nélkül, majd a sugárzás útjába hármasával egyre több abszorbenst helyezve. A háttérrel vonjuk le a mért beütésszámokból.
7. Ábrázoljuk a rétegvastagság függvényében a nettó impulzusszámot és illesszünk rá görbét. A görbén a 4. mérésnél leírt módon jelöljük be és olvassuk le legalább három helyen a felezési rétegvastagságot, majd ezeket átlagoljuk. Számoljuk ki a felezési rétegvastagságból a tömegabszorpciós tényezőt.

8. Ábrázoljuk a mért beütésszámokat félogaritmikus papíron vagy az $\ln N$ -eket mm-papíron. Illesszünk a pontokra egyenest, és határozzuk meg annak meredekségéből a tömegabszorpció együtthatót. Számoljuk ki a felezési rétegvastagságot, és vessük össze a kétféle módszerrel kapott értékeket.
9. Számoljuk ki a forrás béta-részecskéinek maximális energiáját.

Figyelem!

Az alkalmazott nagyfeszültség miatt pontosan tartsuk be a balesetvédelmi előírásokat!

Ha végablakos GM-csővet használunk, vigyázzunk a cső ablakára! A vékony csillámlemez a külső légnyomás már kis karcolásra is szétrepesztheti!

Az izotópok adatait a mérési jegyzőkönyvben jegyezzük fel.

Irodalom

Csikainé Buczkó Margit: Radioaktivitás és atommagfizika 46-54. o.

Atomfizikai és magfizikai mérések: Geiger–Müller számlálócső karakterisztikájának meghatározása

4. mérés

12. mérés

6. fejezet

Oldat áteresztőképességének vizsgálata az UNICAM kétküvettes abszorpciós spektrométerrel

A mérés elmélete

Az UNICAM kétküvettes abszorpciós spektrométer oldatok relatív áteresztőképességének széles hullámhossztartományban való meghatározására szolgál.

A készülék hátoldalán lévő lámpaházban két fényforrás van, az egyik egy izzólámpa, amely a látható és közeli infravörös tartományban szolgáltatja a szükséges fényt, és használaton kívül egy kapcsolóval ki is iktatható. A másik fényforrás egy nagynyomású hidrogén (deutérium) lámpa, melynek színe majdnem folytonos az UV tartományban. Ez utóbbi gázkisülését (bekapcsolás után néhány perc múlva indul csak meg) különleges elektronikus áramkör és stabilizátor biztosítja, melyet nem célszerű ki- és bekapcsolgatni, ezért mérés közben folyamatosan működik. A megfelelő lámpák kiválasztása egy tükör elforgatásával történik (T (tungsten) a wolfram lámpa, H a hidrogén (deutérium) lámpa jele). A lámpa folytonos színe prizmarendszeren keresztül egy olyan nagyfelbontású fémrácsra kerül, amelyet egy hullámhosszban kalibrált dobbal lehet forgatni; így választhatjuk ki azt, hogy milyen hullámhosszú monokromatikus fényt bocsátunk át a vizsgálandó oldaton.

A fénysugár útja egy 0,01 mm pontossággal állítható résen keresztül a küvettesházba, onnan a fotocellaházba kerül. A fotocella háza két igen nagy érzékenységgű fotocellát tartalmaz, az egyik a látható és közeli infravörös, a másik az UV tartományban használható. Cseréjük a fotocella váltókar ki- ill. betolásával történik. A fotocellák a szobai megvilágítás hatására károsodnak, ezért a fotocellaház egy kar betolásával ugyancsak lezárható. Ügyeljünk ezért arra, hogy a küvettesház cseréjekor – amikor a küvettesház teteje nyitott – a fotocellák a külső fényvel ne kerüljenek kapcsolatba! A ház fedelét pontosan kell a helyére tenni, mérés közben csak akkor szabad felemelni, ha gondosan meggyőződünk arról, hogy a fotocellakapu zárva van.

A fotocella áramát egy igen nagy erősítésű egyenáramú erősítővel felerősítjük, ez az

áram folyik egy mérőhíd egyik ágában. A híd másik ágában egy százalékban kalibrált potenciométer van, a híd kiegyensúlyozását pedig egy középállású nullműszer jelzi. A két fotocellához két különbözően kompenzált erősítő tartozik, ezek között a fotocellák váltásakor szintén váltani kell.

A fotocellák az előző megvilágítástól ill. hőmérséklettől függő *sötétárammal* bírnak (azaz megvilágítás nélkül is mutatnak néhány nanoamper áramot). Ezt egy kompenzáló gombbal ugyancsak ki kell egyenlíteni és a mérés során sűrűn ellenőrizni!

A mérés gyakorlati kivitelezése

A mérés során a laborvezető által adott oldat relatív, az oldószerhez képesti áteresztőképességét vizsgáljuk a hullámhossz függvényében. A műszer két fényforrása közül a hagyományos izzólámpát használjuk. A mérést az infravörös tartományban, 1000 nm-nél kezdjük, és 100 nm-enként haladunk lefelé. Ha két mérés között nagyot változott az oldat áteresztőképessége, akkor mérjük a két hullámhossz között finomabb lépésekben. A mérést 350-400 nm-ig érdemes folytatni.

A mérés során kapott százalékos áteresztőképességet a hullámhossz függvényében mm-papíron ábrázoljuk.

A mérés menete

1. Helyezzük áram alá a készüléket és kapcsoljuk be az izzólámpát és az erősítőt.
2. Győződjünk meg arról, hogy a fotocellakapu zárva van-e, majd emeljük le a küvetaház fedelét és vegyük ki a két küvettát. A párba válogatott küvetták kvarcüvegből készültek és oldaluk 0,01 mm pontossággal párhuzamosra csiszolt – vigyázat, kézzel csak az oldalukat érintsük, a fénnel szembeni felületeiket ne!
3. Nyissuk ki a rést teljesen (2 mm-re) és tegyünk egy fehér papírcsíkot a küvetták helyére. A hullámhossz változtatásával ellenőrizzük a lámpa beállítását – egyenletes-e a rés megvilágítása, jól látszik-e a spektrum?
4. Töltsük meg az egyik küvettát desztillált vízzel, a másikat a laborvezető által adott oldattal, és helyezzük vissza őket a helyükre. Jegyezzük meg, melyik küvettában van az oldószer és melyikben az oldat. Helyezzük vissza a küvettaház tetejét és győződjünk meg arról, jól zár-e.
5. Válasszuk ki a megfelelő fotocellát.
6. Lezárt fotocellakapunál végezzük el a sötétáram-kompenzációt, azaz a DARK CURRENT feliratú tárcsával hozzuk a műszert középállásba.
7. Állítsuk be a kívánt hullámhosszat (bal oldali tárcsa).
8. Hozzuk a potenciométert (a hullámhossz-állító mellett) 100%-os állásba!

9. Nyissuk ki a fénykaput, és az oldószert a rés elé tolva a résszélesség változtatásával (jobb oldali tárcsa) hozzuk a mutatót nullhelyzetbe. Jegyezzük fel a résszélességet.
10. A küvettaváltóval toljuk az oldatot a fény útjába. Állítsuk be a hídegyensúlyt a potenciométer állításával. Olvassuk le a potenciométer skálájáról az oldat százalékos áteresztőképességét.
11. Végezzük el a mérést a fentebb leírtak alapján több hullámhosszon (ismételjük a sötétáram-kompenzációtól (6. pont)).
12. Ábrázoljuk az oldat áteresztőképességét a hullámhossz függvényében. Kössük össze a pontokat.
13. Határozzuk meg, mely hullámhosszaknál (színeknél) a legnagyobb ill. legkisebb az abszorpció értéke. Megállapításaink alapján vonjunk le következtetést az oldat színére vonatkozóan.

Figyelem!

A küvettákat óvatosan kezeljük, és mérés után gondosan mossuk el, hogy ne maradjanak bennük vegyszernyomok!

A mérés során saját érdekünkben is fokozottan ügyeljünk arra, hogy a fotocellákat külső fény ne érje! A küvettaház fedelét csak akkor nyissuk ki, ha a fénykapu zárva van!

Irodalom

Budó Á.: Kísérleti Fizika III. 273. §. 2.
Mátrai–Patkó: Fénytan 90-100. o.

7. fejezet

Koncentráció meghatározása száloptikás abszorpciós spektrofotométerrel

A mérés elmélete

A számítógéphez csatlakoztatott száloptikás spektrofotométer mérési elve hasonló az UNICAM műszeréhez (lásd 6. mérés). Ez a műszer azonban egyrészt emissziós színek felvételére is alkalmas, másrészt az abszorpciós spektrum mérését sokkal kényelmesebbé, gyorsabbá és pontosabbá teszi.

A készülék egy számítógépbe helyezett kártyából és egy küvettatartó házból áll. A küvettaház magában foglalja a megvilágító lámpát, a leképező lencsét és az optikai kábel csatlakozásait. A halogén izzó fényét egy lencserendszer a küvettán át egy vékony üvegszálas fényvezetőn keresztül a számítógépbe helyezett mérő és analizáló kártyára viszi. Itt történik meg a fény bontása egy reflexiós optikai rácson, majd a színek egy 1024 csatornás fotószenzorra, innen pedig egy analóg-digitális (A/D) átalakítóra kerül. A jelfeldolgozást számítógépes program végzi, az eredményt grafikon formájában a képernyőn jeleníti meg.

A mérés gyakorlati kivitelezése

A mérés során a laborvezető által adott oldat elnyelőképességét vizsgáljuk az oldószeréhez képest. A 6. méréshez képesti eltérés az, hogy itt a teljes látható tartománybeli abszorpciót a program egyszerre ábrázolja grafikonon a hullámhossz függvényében. Az oldószerhez képesti relatív abszorpcióképesség jellemzésére a program az *abszorbancia* nevű mennyiséget használja, melynek definíciója:

$$A(\lambda) = -\log \frac{I_{\text{oldat}}}{I_{\text{oldószere}}}, \quad (7.1)$$

ahol I_{oldat} és $I_{\text{oldószere}}$ az oldaton ill. az oldószeren átjutott fény mennyiségét jelenti.

Hogy megértsük, mit is jelent az abszorbancia, tegyük fel, hogy az oldatunk 0%-os koncentrációjú, azaz maga az oldószer. Ekkor a fenti törtben a számláló és a nevező nyilván ugyanaz, hányadosuk tehát 1. A logaritmus definíciójából következik, hogy $\log 1 = 0$, tehát az abszorbancia is 0 lesz. Másrészt: ha az oldat koncentrációja nullánál nagyobb, az oldat nem lesz annyira átlátszó, mint a desztillált víz, tehát több fényt nyel el. (Értelemszerűen ez a módszer csak olyan oldott anyagnál alkalmazható, amely megszínezi az oldószert.) Ha az oldat több fényt nyel el, mint az oldószer, akkor a rajta átjutó fény mennyisége kevesebb, és $0 < I_{\text{oldat}}/I_{\text{oldószer}} < 1$. Az 1-nél kisebb számok logaritmusai negatív (ha a logaritmus alapja nagyobb, mint 1), ezt a logaritmus előtt álló negatív előjel pozitívba fordítja. Minél nagyobb a koncentráció, vélhetően annál sötétebb színű az oldat, annál kisebb a tört értéke, annál kisebb negatív szám a logaritmus és annál nagyobb pozitív szám az abszorbancia.

A program az oldatnak az oldószerhez képesti abszorbanciáját számolja ki és ábrázolja a hullámhossz függvényében. A kapott görbét az előzőek szerint a következőképpen kell értelmezni:

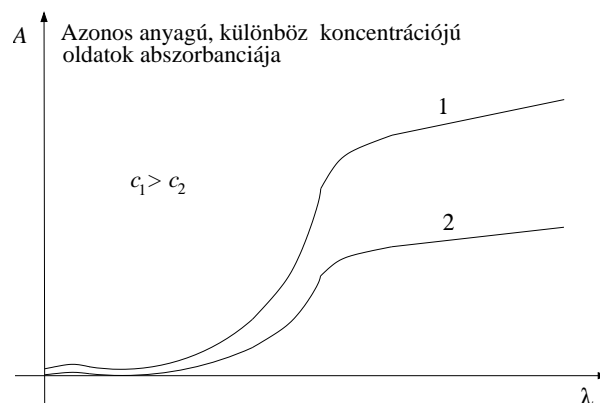
- Ahol magasan fut a görbe, azokon a hullámhosszakon az oldat jól nyeli el a fényt az oldószerhez képest.
- Ahol a görbe 0, azokon a hullámhosszakon az oldat és az oldószer abszorpciója megegyezik.

Mivel oldószerként desztillált vizet használunk, amely a látható tartományban egyenletesen (nem) nyeli el a fényt, ezért a levont következtetések kvalitatíve nem csak az oldószerhez képest, hanem abszolút értelemben (az „oldószerhez képest” kitétel nélkül) is igazak. Ennek ellenére érdemes észben tartani, hogy ez relatív, és nem egy abszolút mérési módszer.

A mérés a következőképpen zajlik: a küvettába desztillált vizet teszünk, és a rendszerrel megmérjük a rajta átjutó fény mennyiségét. Ezután lekapcsoljuk a kis lámpát, és a műszerrel levonjuk a környezetből a rendszerbe jutó fényt, ami háttérként jelentkezik. Utolsó lépésként a küvettába az oldatot tesszük, és így mérünk. Ennél a lépésnél a program az előző, megjegyzett háttér levonása után, az oldaton és az oldószeren átjutott fénymennyiségekből minden hullámhosszra kiszámolja az abszorbanciát és grafikonon ábrázolja. A grafikon elemzése után a küvettában már csak az oldatokat cserélgetve folytathatjuk a mérést.

Látni fogjuk, hogy az azonos anyagú, de különböző koncentrációjú oldatok abszorbanciagörbéje hasonló, csak magasságukban különböznek (7.1. ábra). Ezt használjuk fel a koncentráció meghatározásához.

Vegyük fel a laborvezetőtől kapott oldatsorozat (4 ismeretlen, 1 ismert koncentrációjú oldat) abszorbanciagörbéjét. Az első minta mérésénél válasszunk ki a görbén két olyan hullámhosszt, ahol az abszorbancia értéke magas. (Ha vannak jól látható csúcsok a görbén, célszerű az azokhoz tartozó hullámhosszat választani.) Az egérkurzorral álljunk rá a görbére a kiválasztott hullámhosszakon, és olvassuk le a program által kiírt hullámhosszat és abszorbanciát. A többi oldat mérésénél pontosan ugyanezeknél a hullámhosszaknál kell újra ráállni a görbére, és leolvasni az adott hullámhosszhoz tartozó abszorbanciát.



7.1. ábra.

A mérés végeztével ábrázoljuk az oldatok megadott koncentrációjának függvényében az abszorbanáciát. A két hullámhosszhoz két pontsorozatot kapunk, amelyekre belátásunk szerint illesszünk egyenest vagy görbét. Az ismeretlen oldat abszorbanáciáit bejelölve a görbéken és levetítve a koncentrációtengelyre, megkapjuk az ismeretlen oldat töménységét.

A mérés menete

1. Indítsuk el a Windows Asztról a Fullwave programot és tegyük ki teljes képernyőre.
2. Tegyük az oldószert tartalmazó küvettát a tartóba, és kapcsoljuk be a lámpát. Az oldószeren átjutó fény mennyiségének méréséhez nyomjuk meg a Measure Blank, majd az angol nyelvű tájékoztató ablakban az OK gombot. A képernyőn megjelenő zezzugos görbe jelzi, hogy lámpa fénykibocsátása, a rendszer fényáteresztőképessége, továbbá a fényérzékelő elem érzékenysége nem egyenletes. Ezt a a rendszer automatikusan számításba veszi ill. korrigálja.
3. A környezetből a rendszerbe jutó fény mennyiségének méréséhez kapcsoljuk le a lámpát és nyomjuk meg a Measure Zero, majd az OK gombot. Ekkor a képernyőn még mindig az előző görbét kell látnunk. (Ha a görbe eltűnik, elfelejtettük lekapcsolni a lámpát – a Reset gomb megnyomása után kezdjük előlről a mérést.)
4. Töltsük meg a küvettát a vizsgálandó oldattal, és tegyük a küvettatartóba. A Measure Sample és az OK gomb megnyomása után megkapjuk az adott oldatnak az oldószere vonatkozó abszorbanáciagörbét. Mérjük meg az abszorbanáciát két adott hullámhosszon a fentiekben leírt módon, majd folytassuk a következő oldattal a mérést. (Célszerű a legstőtebb – oldattól a legvilágosabb felé haladni.) Ha túlságosan alacsony a görbe vagy éppen ellenkezőleg, nem fér ki a grafikonra (teljesen vízszintes platót látunk az ablak tetején), a függőleges tengely skáláját meg kell változtatni. Kattintsunk a menüsor Rescale pontjára, és a megjelenő ablakban

adjuk meg a függőleges tengely minimum- és maximumértékét. Az átskálázás után ismételjük meg a mérést!

5. A mérési jegyzőkönyvbe vázoljuk fel az abszorbanca-görbét, és vessük össze a 6. mérésnél kapott áteresztőképesség-görbével.
6. Ábrázoljuk mm-papíron az ismert koncentrációk függvényében az abszorbanciát mindkét kiválasztott hullámhosszon. Illesszünk a pontokra egyenest vagy görbét. (A görbe illesztésénél vegyük figyelembe a 0 koncentrációjú oldat abszorbanciáját is!) A görbéről olvassuk le az ismeretlen oldat koncentrációját. A két mérést átlagoljuk a végeredményhez.

Figyelem!

Mérés után a küvettát gondosan mossuk el, hogy ne maradjanak benne vegyszernyomok!

A küvettaházat a számítógépben levő mérőkártyával összekötő optikai kábelre nagyon vigyázzunk, elmozdítását kerüljük, meghajlítani pedig szigorúan tilos!

Irodalom

Budó Á.: Kísérleti Fizika III. 273. §. 2.

Mátrai–Patkó: Fénytan 90-100. o.

8. fejezet

Mérések körpolariméterrel

Egyelőre lásd a jegyzet előző verzióját.

9. fejezet

Alfa-sugárzás hatótávolságának és energiájának meghatározása

A mérés elve

Az alfa-sugarak (hélium atommagok) nagy tömegük és viszonylag alacsony sebességük, valamint kétszeres pozitív töltésük miatt nagy ionizáló képességgel rendelkeznek. Az anyagokon való áthaladó képességük az előbb említett okok miatt kicsi. Levegőben néhány centiméternyi távolság megtétele után fokozatosan elvesztik energiájukat, és végül elektronokat befogva stabil atomokká alakulnak. Nagy tömegük miatt az alfa-sugarak pályája majdnem teljesen egyenes. Az alfa-részecskék szinte kizárólag ionizáció révén veszítenek energiát. Normál állapotú levegőben kb. 35 eV energia szükséges egy elektron leszakításához valamelyik molekuláról, így az alfa-részecske tipikusan 1-9 MeV energiája nagyságrendileg 10^5 ionizációra elegendő. A nagyobb energiájú alfa-részecskék természetesen messzebbre jutnak el, hiszen egyrészt energiájukból több ionizációra futja, másrészt eleve nagyobb sebességgel indulnak. Az alfa-részecskék sebessége (tehát energiája) és hatótávolsága közötti kapcsolatot a Geiger-féle tapasztalati formula írja le:

$$v^3 = aR, \quad (9.1)$$

ahol v az alfa-rész sebessége, R a hatótávolsága, a pedig egy állandó, melynek értéke:

$$a = 1,08 \cdot 10^{23} \frac{\text{m}^2}{\text{s}^3}. \quad (9.2)$$

Az alfa-részecske közeggel való kölcsönhatása, így energiaveszteségének módja meglehetősen eltér a béta-részecskéétől. Az alfa-sugárzás részecskéi ugyanis nagyobb tömegük és nagyobb energiájuk nagyon nehezen hajlandók befogódni, megállni a közegben. Ezért ha egy alfa-sugárzó forrástól lassan távolodni kezdünk, eleinte nem tapasztaljuk a detektált részecskék számának csökkenését. Egy bizonyos küszöbtávolságon túl azonban az alfa-részek száma gyors csökkenésnek indul, meredeken lecseng. Ennek oka az, hogy az alfa-részecskék a forrásból kb. azonos energiával indulnak, és ezt az energiát csak apró adagokban tudják „elosztogatni”, miközben szinte teljesen egyenes vonalban távolodnak a forrástól.

A detektált alfa-részek számának széles tartományban való állandóságát különösen nagy alfa-energiánál vagy alacsony nyomású gázban lehet jól megfigyelni. A laboron használt alfa-forrás viszonylag alacsony energiájú részecskéket emittál, így ez a plató sajnos nem megfigyelhető.

A mérés gyakorlati kivitelezése

A hatótávolságot szobahőmérsékletű és normál légköri nyomású levegőben határozzuk meg, GM-cső segítségével. Egy speciálisan erre a célra készített tartóban helyezük el az alfa-forrást. A forrás és a GM-cső közti távolságot változtatva mérjük a beérkezett alfa-részecskék számát, majd ezt ábrázoljuk a távolság függvényében. A grafikonról meghatározzuk az alfa-részek (extrapolált) hatótávolságát, majd az így kapott értéket korrigáljuk a GM-cső végablakának abszorpciójára. A korrekció kiszámításához gondoljuk meg a következőket: a csillám végablak meghamisítja a mérést, mert maga is elnyel valamenyi alfa-részecskét, márpedig mi a *levegőben* mért hatótávolságra vagyunk kíváncsiak. Ki kell számolnunk tehát, hogy ha nem lenne ott a végablak, mennyivel lenne nagyobb az alfa-részecske hatótávolsága, azaz milyen vastag levegőrétteg nyeli el ugyanúgy az alfa-sugarakat, mint a csillám végablak. (Rövidebben: mennyi a csillámhoz tartozó levegő-ekvivalens úthossz.) A GM-cső adatlapján szerepel a végablak *rétegvastagsága* (lásd az 5. mérést) – számoljuk ki, hogy az adott laborbeli körülményeknél (hőmérséklet, légnyomás) milyen vastag levegőrétteg felel meg ennyinek, majd a kapott vastagságot korrigáljuk 0,84-dal. (A csillám alfa-fékező hatása azonos rétegvastagságnál ennyivel rosszabb a levegőénél.) A számolt korrekciót hozzáadjuk a grafikonról leolvasott értékhez, hogy megkapjuk az adott alfa-részecske valódi, korrigált hatótávolságát levegőben. Végezetül, a Geiger-képlettel kiszámoljuk az alfa-részecske sebességét, abból pedig az energiáját.

A mérés menete

1. Helyezzük üzembe a GM-csövet és a számlálót.
2. Tükör segítségével állítsuk a GM-cső száját pontosan az asztalra ragasztott mm-papíron meghúzott vastag vonal fölé.
3. Jegyezzük fel a laborvezető által adott alfa-sugárzó nevét, számát. Rögzítsük az izotópot a tartóban, és állítsuk a tartóban levő izotópot pontosan 40 mm-re a GM-csőtől.
4. Mérjük meg a fél perc alatti impulzusszámot a beállított távolságnál.
5. 2 mm-enként közelítsük az izotópot a GM-cső felé és mérjük meg a fél perc alatti beütésszámokat. Az utolsó mérés 6 mm-nél legyen.
6. Ábrázoljuk az impulzusszámot a távolság függvényében.

7. Illesszen egyenest a grafikon meredeken eső szakaszának aljához és a lapos szakaszhoz. (Mit jelent a lapos szakasz?) A két egyenes metszéspontjánál van az alfa-részek levegőben mért hatótávolsága, r , *első közelítésben*.
8. A fent leírt módszerrel határozza meg a k hatótávolság-korrekciót. A GM-cső végablakának rétegvastagságát olvassa le az adatlapról, amelyet a laborvezetőtől kér el. A levegő sűrűsége 0°C -on $\rho_0 = 1,29 \text{ kg/m}^3$.
9. Számoljuk ki az alfa-részek valódi hatótávolságát, $R = r + k$ -t. A hatótávolság ismeretében határozzuk meg az alfa-rész sebességét, abból pedig az energiáját. Adjuk meg az energiát MeV-ben is.

Figyelem!

Az alkalmazott nagyfeszültség miatt pontosan tartsuk be a balesetvédelmi előírásokat!

Fokozottan vigyázzunk a GM-cső végablakára! A vékony csillámlemez a külső légnyomás már kis karcolásra is szétrepesztheti! Amikor nem használjuk a GM-csövet, rakjuk rá a védősapkát.

Ügyeljünk a mértékegységek átváltására.

Irodalom

Csikainé Buczkó Margit: Radioaktivitás és atommagfizika 37-46. o.

Atomfizikai és magfizikai mérések: Geiger–Müller számlálócső karakterisztikájának meghatározása 12. mérés

Kövesdi P.: Atomfizika jegyzet 214-224. o.

J. Chadwick: Radioaktivitás, 19-26. o., 45-56.o.

10. fejezet

Koncentráció meghatározása refraktométer segítségével, szélerősségmérés, zajmérés

Egyelőre lásd a jegyzet előző verzióját.

11. fejezet

Mérések az emissziós spektroszkóppal, színeképek vizsgálata

Egyelőre lásd a jegyzet előző verzióját.

12. fejezet

Radioaktív bomlás statisztikus vizsgálata

A mérés elmélete

Ha egy radioaktív izotóp bomlását vizsgáljuk valamilyen mérőeszközzel (pl. GM-cső), azt tapasztaljuk, hogy a kiválasztott időegységen belül igen rendszertelenül érkeznek a jelek. Ennek következménye, hogy a mérést megismételve, a legtöbb esetben az előzőtől eltérő eredményt kapunk még akkor is, ha a felezési idő igen hosszú, tehát a változást nem lehet az izotóp intenzitásának változásával magyarázni.

A tapasztalat azt mutatja, hogy az egyes atomok bomlás teljesen véletlenszerű, semmilyen külső behatással nem befolyásolható, kizárólag az egyes atommagfajtára jellemző a bomlás valószínűsége.

Jelöljük p -vel annak valószínűségét, hogy a kiválasztott időintervallumban egy atommag elbomlik. Ekkor $q = 1 - p$ annak valószínűsége, hogy az adott intervallumban az atommag nem bomlik el. ($0 < p, q < 1$) A kombinatorika törvényei szerint annak a valószínűsége, hogy a kiválasztott időintervallumban n számú atomból éppen k darab bomoljon:

$$W = \binom{n}{k} p^k q^{n-k} . \quad (12.1)$$

Az olyan típusú valószínűségi eloszlásokat, ahol egy valószínűségi esemény értéke csak két egymást kizáró érték lehet, de valamelyik biztosan bekövetkezik, binomiális valószínűségi eloszlásoknak nevezzük. A radioaktív bomlásokat a binomiális eloszlás írja le, hiszen az esemény kimenetele kétféle: egy adott atommag adott időintervallumban vagy elbomlik, vagy nem.

Abban az esetben, ha a megfigyelés időtartama nagyon kicsi az izotóp felezési idejéhez képest, p értéke igen kicsi, és a (12.1) kifejezés igen jó közelítéssel megegyezik a Poisson-eloszlás képletével:

$$W = e^{-np} \frac{(np)^k}{k!} . \quad (12.2)$$

Ha tehát többszöri kísérletet végzünk, mindig más eredményt kapunk, a $k = 1, 2, 3$ stb. értékek a fenti valószínűséggel fordulnak elő.

A gyakorlatban a diszkrét eloszlású, aszimmetrikus Poisson-eloszlás legtöbbször (ha $np \gtrsim 20$) jól közelíthető a hibaszámításban más területeken is gyakran előforduló folytonos és szimmetrikus Gauss-féle- vagy normális eloszlással:

$$W = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(k-\bar{k})^2/2\sigma^2} . \quad (12.3)$$

Itt \bar{k} a mérések átlagát jelenti, σ pedig a normális eloszlás szélességét meghatározó paraméter. Eltérően a Poisson-eloszlástól, a normális eloszlás szimmetrikus („haranggörbe”), azaz az átlagérték és a legvalószínűbb érték (a görbe csúcsának helye) egybeesik.

Mennyi tehát az időegység alatt elbomló atomok száma? Ennek a kérdésnek így nincs értelme, de megadható egy *várható érték*, ami körül a kísérletben megfigyelt értékek szám-tani közepe ingadozni fog.

A várható érték definíciója:

$$M(k) = \sum_{i=1}^{\infty} W_i k_i , \quad (12.4)$$

ahol W_i az egyes k_i értékekhez tartozó valószínűség. (A definícióból látható, hogy ez a k lehetséges értékeiből képzett súlyozott középérték.)

Egyetlen mérés eredménye nagyon eltérhet a várható értéktől, emiatt több mérést végzünk, és ezek számtani közepét adjuk meg mérési eredményként:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} . \quad (12.5)$$

Végtelen sok mérés a gyakorlatban nem tudunk végezni, emiatt a mérési átlag még nem biztos, hogy egyenlő a várható értékkel. Vajon mennyi lehet az eltérés? Az egyes mérési adatok eltérése a mérni kívánt adattól jellemző a mérésünk jóságára. Sok mérési adat esetén azonban sokféle az átlagtól való eltérés is. Melyik jellemző tehát a mérésünkre? Itt is az előbbi utat követhetnénk. Képezzük az átlagtól való eltéréseket: $x_i - \bar{x}$, és ezek átlagát, $\frac{1}{n} \sum (x_i - \bar{x})$ -ot nevezhetnénk meg a legjellemezőbb eltérésnek. Csakhogy ennek nem sok értelme van, mert az eltérések értéke pozitív és negatív is lehet, ezek egymást kiegyenlítik, és az eltérések átlaga nullát adna.

A fentiek miatt megállapodtak abban, hogy az egyes mérési eltérések *négyzetének* várható értékéből vont négyzetgyököt tekintjük a mérés jósági jellemzőjének. Ezt *szórásnak* nevezzük és D -vel jelöljük:

$$D = \sqrt{M(k - M(k))^2} . \quad (12.6)$$

A gyakorlati kivitelezéskor itt sem a várható értéket számítjuk ki, hanem a véges mért értékek átlagtól való eltéréseinek átlagából vont négyzetgyököt:

$$D = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n}} . \quad (12.7)$$

A szórás kiszámítása a valószínűségszámítás szabályai szerint könnyebb az alábbi azonosság felhasználásával:

$$D^2(k) = M(k^2) - M^2(k) . \quad (12.8)$$

A radioaktív izotópokra jellemző binomiális eloszlás várható értéke az elmélet szerint:

$$M(k) = pn , \quad (12.9)$$

azaz adott időintervallumban a n számú atomból várhatóan np bomlik el. A binomiális eloszlás szórása az elmélet szerint:

$$D^2 = pnq . \quad (12.10)$$

A gyakorlati számításokban az atomok számát rendszerint nem ismerjük, és a bomlási állandótól függő p és q valószínűségeket sem mindig. Éppen ezért szerencsés, hogy – a fentebb leírt feltétel ($\Delta t \ll T_{\frac{1}{2}}$) teljesülése esetén – a binomiális eloszlás jól közelíthető a Poisson-eloszlással. A Poisson-eloszlás szórása ugyanis az egyszerűbben számolható

$$D = \sqrt{M(k)} = \sqrt{pn} , \quad (12.11)$$

és nagy számú ill. kellően hosszú mérésnél a mérések átlaga, \bar{x} jól közelíti a várható értéket, $M(k)$ -t. Így a radioaktív bomlások mérésénél a mért értéket rendszerint a következőképpen adjuk meg:

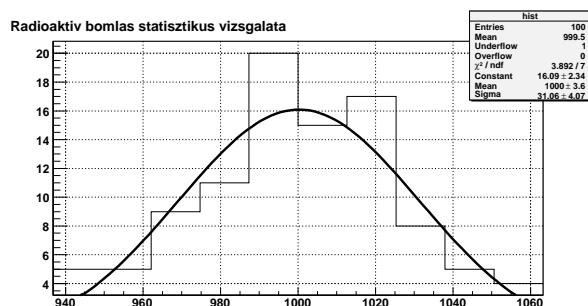
$$x = \bar{x} \pm \sqrt{\bar{x}} . \quad (12.12)$$

A mérés kivitelezése

Hosszú felezési idejű izotópot által kibocsátott részecskéket detektálunk GM-csővel. Azonos mérési körülmények között sok mérést végzünk, és felvesszük a kapott értékek gyakoriságeloszlását (hisztogramját). Az eloszlásra kézzel vagy számítógéppel eloszlásgörbét illesztünk, és meghatározzuk a mérések (és a görbe) átlagát, szórását.

A mérés menete

1. Mérjük meg a háttérsugárzást a GM-csővel! Mérjük annyiszor/annyi ideig, hogy a háttérsugárzás hibája ne legyen több, mint 5%.
2. Mérjük meg a laborvezetőtől kapott izotópból érkező részecskék számát 100-szor azonos mérési idővel (10 s). A GM-csőnek az izotóptól való távolságát úgy válasszuk meg, hogy minden mérésben legalább néhány száz beütést regisztráljunk.
3. Készítsük el a beütésszámok hisztogramját számítógéppel vagy kézzel. Ez a következőképpen történik. Megkeressük a mért beütésszámok között a legkisebbet és a legnagyobbat. (Ha a legkisebb kirívóan kicsi vagy a legnagyobb kirívóan nagy, akkor a következő legkisebbet/legnagyobbat.) Osszuk be a legkisebb és a legnagyobb



12.1. ábra.

beütésszám közötti intervallumot 10 egyenlő részre. (A 10 rekeszre osztást természetesen úgy érdemes csinálni, hogy kényelmesen lehessen a szakaszhatárokkal számolni – ne legyenek pl. tört beütésszámok.) Számoljuk meg, hogy az összes mérésből hány mérés esik az első, második, stb. intervallumba, és készítsünk ebből oszlopdiagramot (12.1. ábra). A vízszintes tengelyre kerülnek a beütésszám-intervallumok, és mindegyik fölé egy azzal arányos magasságú oszlopot rajzolunk, ahány mérés esett az adott intervallumba. Milyen alakú diagramot kaptunk? Hogyan tudjuk figyelembe venni a háttérsugárzást? Hogyan változtatná meg az a kapott hisztogramot?

4. Számítsuk ki a mért beütésszámok átlagát az egyedi mérésekből vagy a hisztogramból, súlyozott átlagolással. Számítsuk ki a szórást.
5. Jelöljük be a hisztogramon a számított mérési átlagot és a szórást. Mit várunk?
6. Állapítsuk meg, hogy a mérések hány százaléka esik a szórási határokon belül.
7. Vessük össze a (12.7) és (12.12) elméleti és gyakorlati szórásformulák eredményeit.
8. Illesszünk a hisztogramra haranggörbét, és határozzuk meg a csúcs helyét. Vessük össze a mérések átlagával.

Figyelem!

Az alkalmazott nagyfeszültség miatt pontosan tartsuk be a balesetvédelmi előírásokat!

Ha végeablakos GM-csővet használunk, vigyázzunk a cső ablakára! A vékony csillámlemezt a külső légnyomás már kis karcolásra is szétrepesztheti!

Irodalom

Kövesdi Pál: Atomfizika jegyzet 226-229. o.

Atomfizikai és magfizikai mérések: Geiger–Müller számlálócső karakterisztikájának meghatározása

Csikainé Buczkó Margit: Radioaktivitás és atommagfizika 30-36.o.

Prékopa András: Valószínűségi számítás 199-203. o.

13. fejezet

Mérések a Leslie-kockával

A mérés elmélete

Kirchhoffnak a hőmérsékleti sugárzókra vonatkozó törvénye kimondja, hogy adott hőmérsékleten és adott hullámhosszra a testek emisszióképességének és abszorpcióképességének hányadosa az anyagi minőségtől független:

$$\frac{e_1}{a_1} = \frac{e_2}{a_2} = \dots = \frac{E}{A} = E, \quad (13.1)$$

ahol E illetve A az ugyanolyan hőmérsékletű abszolút fekete test emisszióképességét illetve abszorpcióképességét jelenti. (Az abszolút fekete testre definíció szerint $A = 1$.)

A Leslie-kocka egy olyan, kocka alakú hőmérsékleti sugárzó, amelynek oldallapjai különböző felületűek: matt fekete, matt fehér, matt fémszínű és tükörfényes. Ebből következően a kocka egyes oldallapjainak abszorpció- és emisszióképességei azonos hőmérsékleten is eltérnek egymástól.

A gyakorlaton használt Leslie-kocka belsejét egy szabályozható fényerejű izzólámpa melegíti. A fémből készült kocka vastag falainak hővezető képessége igen jó, tehát a hőmérséklet a felület minden pontján azonosnak tekinthető. A mérés során az egyes oldallapok emisszióképességét hasonlítjuk össze, illetve megvizsgáljuk, hogy különböző anyagok milyen mértékben nyelik el a hőszugárzást.

A relatív emisszióképességeket Moll-féle hőszugárzásmérővel mérjük a gyakorlat során. Ez lényegében egy nagy hőkapacitású fém házban elhelyezett termoelemsorból áll, amelyeknek melegpontja a ház nyílása felé néz, hidegpontja pedig jó hőkontaktusban van magával a házzal. Ha a sugárzásmérő elé egy forró tárgyat teszünk, az abból az eszközbe jutó hőszugárzás felmelegíti a termoelemek melegpontját. A nagy hőkapacitású burkolatnak – és vele együtt a hidegpontnak – mindeközben nincs ideje felmelegedni, tehát a melegpont és a hidegpont között hőmérsékletkülönbség alakul ki. A hőmérsékletkülönbség miatt elektromos feszültség lép fel a két pont között, amelynek nagysága a hőmérsékletkülönbségre, végső soron tehát a hőszugárzás erősségére jellemző.

A mérés gyakorlati kivitelezése

A gyakorlat során két különböző hőmérsékleten megmérjük a Leslie-kocka oldallapjainak hőmérsékleti sugárzását, majd néhány anyag abszorpcióképességét.

A kocka hőmérsékletét a beépített termisztorral határozzuk meg. A termisztor olyan elektromos ellenállás, amelynek ellenállás erősen függ a hőmérséklettől. A gyakorlaton használt termisztor negatív hőmérsékleti koefficiensű, azaz az ellenállása a hőmérséklet növekedtével *csökken*. A pillanatnyi ellenállást a kocka kivezetéseire csatlakoztatott multiméterrel mérjük, és ebből a laborvezető által adott vagy a kocka oldalán található táblázat segítségével számoljuk a hőmérsékletet.

A méréshez a hőszugárzásmérőt a vizsgálandó felülettel szemben, attól mindig azonos távolságban helyezük el. Amikor éppen nem mérünk vele, helyezünk elé jó hőszigetelő anyagból (habszivacs, nikecell) készült árnyékolást! A gyakorlat során a sugárzásmérő házá-
nak végig szobahőmérsékleten kell maradnia – ha felmelegszik, az jelentős pontatlanságot okoz a mérésben! A hőszugárzásmérő kimenetén fellépő igen kicsi feszültséget szintén multiméterrel mérjük. A mérésekhez az árnyékolást kivesszük a kocka és a hőszugárzásmérő közül, majd pontosan 30 s múlva leolvassuk a multiméter által mutatott feszültségértéket. Ezután az árnyékolást minél gyorsabban visszahelyezzük.

A mérés menete

1. Ha a Leslie-kocka nem volt a labor előtt előmelegítve, kapcsoljuk be, és állítsuk be a feszültség szabályzót valamilyen 3 és 6 osztás közötti értékre. Ennek értékét jegyezzük fel.
2. Az egyik multimétert állítsuk ellenállásmérésre, és kössük a Leslie-kocka termisztorának kivezetéseire.
3. Amíg arra várunk, hogy állandósuljon a lámpa hőmérséklete, állítsuk be a hőszugárzásmérőt a megfelelő magasságba és úgy, hogy nyílás az egyik oldallapra merőlegesen, attól jól reprodukálható távolságban legyen. Árnyékoljuk le a hőszugárzásmérőt.
4. Ha beállt a hőmérsékleti egyensúly a kocka és környezete között (a termisztor ellenállása már nem (nagyon) változik), megmérjük a felület hőszugárzását és leolvassuk a termisztor ellenállását. Az ellenállásból kiszámoljuk a hőmérsékletet.
5. A hőszugárzás mérését elvégezzük a kocka többi felületén is. Ha közben a mért hőmérséklet 1-2 °C-nál jobban változott, a méréseket meg kell ismételni a hőmérsékleti egyensúly beállta után!
6. Végezzük el a méréseket magasabb hőmérsékleten is.
7. Amíg a hőmérsékleti egyensúly beálltára várunk, számoljuk ki, hogy az egyes felületek emisszióképessége hány százaléka a fekete felület emisszióképességének az előző hőmérsékleten.

8. MÉRJÜK MEG A FEKETE FELÜLET HŐMÉRSÉKLETÉT A LABORVEZETŐ ÁLTAL ADOTT INFRAHŐMÉRŐVEL. Mekkora kell választanunk az eszköz által feltételezett abszorpcióképességet, hogy a mutatott hőmérséklet egyezzen a termisztor által mért hőmérséklettel?
9. MÉRJÜK MEG SORRA A TÖBBI FELÜLET ABSZORPCIÓKÉPESÉGÉT IS AZ INFRAHŐMÉRŐVEL, ÚGY, HOGY AZ ESZKÖZ ÁLTAL MUTATOTT HŐMÉRSÉKLETET A TERMISZTOR ÁLTAL MUTATOTTHOZ IGAZÍTJUK. Állapítsuk meg kvalitatívan, hogy teljesül-e Kirchhoff törvénye.
10. Helyezzünk a kocka fekete lapja és a hőszugárzásmérő közé különböző anyagokat (ablaküveget, textilt, papírt. . .) és állapítsuk meg, azok a sugárzás mekkora hányadát nyelik el. Főleg melyik hővezetési mechanizmus révén veszítenek a házak hőt az ablakokon keresztül? Hogyan magyarázható a mérésekkel az üvegházhatás jelensége?

Figyelem!

A mérés során a Leslie-kocka felülete forró, vigyázzunk, hogy ne érintsük meg. Ha a kockát a méréshez el akarjuk fordítani, a talprészénél fogjuk meg. A fedél a kocka mozgásakor könnyen leesik, és annak fogantyúja is meleg!

A mérés végeztével a Leslie-kockát ne húzzuk ki és ne kapcsoljuk ki, a feszültség szabályozót hagyjuk 5-ös állásban. A kockát az időzítőkapcsolón található C.D. gomb megnyomásával áramtalanítsuk.

A mérőműszer méréshatárának beállítására ügyeljünk.

Irodalom

Budó Á.: Kísérleti Fizika III. 304-307. §.

14. fejezet

Vízierőmű modellezése kis vízikerékekkel

A mérés elmélete

A vízierőművek folyók vizének gravitációs potenciális energiáját használják elektromos energia termelésére. Az energiatermelése ezen módja a megújuló energiaforrások között a legelterjedtebb, a világ energiatermelésének kb. 20%-át adja. Vonzereje abban áll, hogy egy elkészült vízierőmű által termelt energia ára a fosszilis tüzelőanyagok árának változására nem érzékeny. További előnye, hogy az energiatermelés ezen módja közvetlenül nem szennyezi a környezetet és üvegházgázokat sem bocsát ki.

A legtöbb vízierőmű nem pusztán egy folyó vizének természetes mozgási energiáját használja ki, mert így a termelt energia túl kevés lenne. Ehelyett a folyó vizét felduzzasztják, és a gáthoz kapcsolódóan alakítják ki az erőművet. A gát mögött a folyó vize egy kisebb-nagyobb területet eláraszt és víztározó alakul ki, amely természetesen jelentősen megváltoztatja az adott terület élővilágát. A vízierőművek létesítésének ezen környezeti (és gazdasági) hatásai miatt a vízienergiát néhány helyen nem is tekintik megújuló energiaforrásnak.

A duzzasztás következtében tehát a gát két oldalán jelentős vízszintkülönbség alakul ki. A gravitációs erőterében egy, a felszínhez képest h magasságban elhelyezkedő m tömegű test potenciális energiája

$$E_{\text{pot}} = mgh, \quad (14.1)$$

ahol a $g = 9,81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ a gravitációs állandó. Ha a test ebből a magasságból leesik a felszínre, ez a potenciális energia mozgási energiává alakul:

$$E_{\text{mozg}} = \frac{1}{2}mv^2 = mgh, \quad (14.2)$$

ahol v a test sebessége. A vízierőmű esetében a „test” egy tetszőleges, a víz felszínén levő víztérfogat. (A 14.2 egyenletből a tömeg kiesik, attól nem függ a végsebesség.) A víz mozgási energiáját használjuk tehát munkavégzésre, végső soron elektromos energia

termelésére. Az energia a folyamat során a következő formákban fordul elő: víz potenciális energiája \rightarrow víz mozgási energiája \rightarrow (munkavégzés a turbinán) turbina mozgási energiája \rightarrow elektromos energia. Természetesen a folyamat minden egyes lépésénél vannak veszteségek, így a kapott elektromos energia kevesebb, mint a víz kezdeti potenciális energiája – de a nagyobb vízszintkülönbség mindenképpen több termelhető energiát jelent.

Az időegység által termelt energia a vízierőmű teljesítménye:

$$P = \frac{E}{t}, \quad (14.3)$$

mértékegysége a $\text{J/s} = \text{W}$.

Bernoulli törvénye értelmében az áramló folyadékok nyomása lecsökken:

$$\Delta p = \frac{1}{2}\rho v^2, \quad (14.4)$$

ahol ρ az áramló folyadék sűrűsége. (Víznél $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$.)

A gyakorlat során egy vízierőművet modellezünk egy apró vízikerekkel, amelyhez egy generátor kapcsolódik. Mivel a laborban a vízszintkülönbség változtatása nem lenne egyszerűen megoldható, a vízikerekre érkező víz mozgási energiáját közvetlenül változtatjuk. Az áramlási sebességet Bernoulli törvényének segítségével az áramló víz nyomáscsökkenéséből határozzuk meg.

A mérés gyakorlati kivitelezése

A gyakorlaton a vízikerek teljesítményét mérjük az áramlási sebesség függvényében. A kereket közvetlenül a vízcsapról hajtjuk meg, a víz sebességét a csappal szabályozzuk. A generátor által termelt elektromos áram egy ellenálláson folyik át, az áramerősséget (I) és az ellenálláson eső feszültséget (U) mérjük, ebből kapjuk meg a $P = UI$ teljesítményt.

A méréshez Pasco gyártmányú eszközkészletet használunk. A teljesítményt egy kombinált feszültség- és árammérő szenzorral, az áramló víz nyomáscsökkenését egy differenciális nyomásszenzorral mérjük. Az adatgyűjtést, számolást és ábrázolást egy Xplorer GLX általános adatgyűjtő készülékkel végezzük.

Az áramlási sebesség és a teljesítmény közötti összefüggés megállapításához gondoljuk meg a következőket. A cső egy A keresztmetszetén átáramló víz térfogata $V = A \cdot vt$, tehát egységnyi idő alatt $V/t = Av$. A tömegáram $m/t = \rho Vt = \rho Av$. Az egységnyi idő alatt átfolyt víz által hordozott mozgási energia

$$\frac{E_{\text{mozg}}}{t} = \frac{\frac{1}{2}mv^2}{t} = \frac{1}{2} \frac{m}{t} v^2 = \frac{1}{2} \rho Av^3. \quad (14.5)$$

Ezt az energiát a vízikerek és a generátor nem tudja teljes egészében elektromos energiává konvertálni, csak bizonyos hányadát. A generátor kimenő teljesítményének és a vízikerek által maximum kinyerhető teljesítménynek a hányadosát a vízikerek-generátor rendszer hatásfokának nevezzük:

$$\eta = \frac{P_{\text{hasznos}}}{P_{\text{max}}} = \frac{P_{\text{elektr}}}{E_{\text{mozg}}/t}. \quad (14.6)$$

A hatásfokot is figyelembe véve, a termelt teljesítmény:

$$P_{\text{hasznos}} = \frac{1}{2} \rho A \eta v^3. \quad (14.7)$$

A mérés menete

1. Állítsuk össze a kísérleti berendezést! Csatlakoztassuk a T alakú cső szárát a nyomásmérő szenzorhoz és ellenőrizzük a kapcsolást.
2. Az Xplorer GLX **Sensors** menüjében mindkét szenzor adatgyűjtési gyakoriságát állítsuk másodpercenként 100-ra.
3. Az Xplorer GLX **Digits** menüjében olvassuk le a nyomásmérő két ága közti nyomáskülönbséget, és jegyezzük fel.
4. A 14.4 egyenletből fejezzük ki a sebességet.
5. Az Xplorer GLX **Calculator** menüjében definiáljunk egy v mennyiséget a kiszámolt képlet alapján, a nyomásmérő null-eltérésének korrigálásával. Definiáljunk egy v^3 mennyiséget is, amely az előző köbe: $v^3 = v^3$.
6. Az Xplorer GLX **Graph** menüjében állítsuk be a függőleges tengelyre a sebességet. A vízszintes tengelyen marad az idő.
7. Hozzunk létre két új grafikont, az egyiknél a v^3 mennyiség, a másiknál a **Power** (teljesítmény) mennyiség (amelyet a feszültség- és árammérő szenzor szolgáltat) kerüljön a függőleges tengelyre.
8. Mérjünk kb. 10 másodpercig a vízcsap 10 különböző állásánál. Ügyeljünk arra, hogy a generátor mérés közben mindig forogjon.
9. Állítsuk be a statisztika számítását a sebességet és a sebesség köbét ábrázoló grafikonokon, és a görbe alatti terület számolását a teljesítmény-grafikonon. (A teljesítmény-idő grafikon alatti terület az adott idő alatt termelt energia.)
10. Az egyes méréseinkben a következő mennyiségekből készítsünk táblázatot: mérés sorszáma; sebesség átlaga; sebesség köbének átlaga; termelt energia; mérés hossza; átlagos teljesítmény. (Az utóbbit számoljuk ki az energiából és a mérés hosszából.)
11. Az Xplorer GLX **Table** menüjében hozzunk létre két új adatoszlopot v^3 és **P** néven, majd töltsük ki a feljegyzett adatokkal (a sebességek köbök átlaga, átlagos teljesítmény).
12. Ábrázoltassuk az Xplorerrel a táblázatba beírt adatokat.
13. Illeszünk egyenest a grafikonra, és a meredekségből határozzuk meg a hatásfokot.