

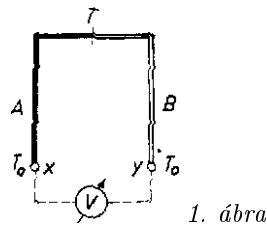
1. Seebeck–effektus

Ha valaki azt a feladatot kapná, hogy úgy idomítson be néhány milliárd szűnyogot, hogy azok a rájuk szerelt kis tömlők segítségével merjék ki a Balaton vizét, és hordják át az Alföld közepén létesítendő új tóba, az valószínűleg a feladatkitűző szeme közé nevetne, és erősen kétségbe vonná annak épelméjűségét.

Pedig lényegében ilyenféle feladatra vállalkozik a fizikus, amikor a szűnyogoknál is jobban ficánkoló elektronokat rábírja, hogy egy adott irányban mozogjanak, és így a magukkal vitt elemi töltések révén elektromos áramot hozzanak létre, amely megfelelő terhelésen áthaladva hasznos munkát végez. Tudományosabb fogalmazásban ez annak a feladatnak felel meg, hogy a rendszertelen mozgást végző atomok, elektronok kinetikus energiáját képviselő hőenergiát közvetlenül elektromos energiává alakítsuk. A hangsúlyja közvetlen szón van, hiszen a közvetett út általánosan ismert: először a hőből mechanikai energiát hozunk létre, amelyet azután a generátorban alakítunk át villamos energiává.

Meglepő módon a közvetlen útra maga a természet kínálja a megoldást, ugyanis 1823-ban – vagyis még mielőtt Faraday felfedezte az indukciót, az elektromos generátorok alapelvét – *Seebeck* a következő érdekes megfigyelést tette.

Ha veszünk tetszés szerinti két különböző vezető (vagy legalábbis félvezető) anyagból készült darabot, *A*-t és *B*-t, és ezeket valahogy egyik végüknél összeforrasztjuk (itt nem is a forrasztás, hanem csak a jó érintkezés a fontos), és a forrasztási helyet mondjuk *T* hőmérsékletre melegítjük fel, de a másik két vég hőmérsékletét T_0 -n tartjuk (a továbbiakban ezt az elrendezést termopárnak fogjuk nevezni), akkor az *X* és *Y* pontok között feszültségkülönbség jelenik meg, amelyet a körbe iktatott érzékeny voltmérővel meg is mérhetünk. E mérések eredményeként a kísérletekből a következő törvényszerűségeket szűrhetjük le.



A *T*, ill. T_0 véghőmérsékletű termopárban létrejövő ún. termoelektromotoros erő (más néven termofeszültség):

$$(1) \quad E_{AB} = S_{AB}(T - T_0) = S_{AB} \cdot \Delta T.$$

Vagyis a feszültség a hőmérsékletkülönbséggel arányos. Az arányossági tényezőt a törvény felfedezőjéről relatív Seebeck–együtthatónak nevezzük. Azért relatív, mert a két anyagra együttesen jellemző. Érdemes kiemelni, hogy S_{AB} csak az anyagi minőségtől függ, vagyis a termofeszültség független egyéb, pl. geometriai adatoktól. Mivel a két anyag felcserélése (a termopár fordított bekötése) esetén a termofeszültség abszolút értéke változatlan, azért nyilvánvaló, hogy

$$E_{AB} = -E_{BA} \quad \text{vagyis} \quad S_{AB} = -S_{BA},$$

amit a relatív Seebeck–együttható antiszimmetrikus tulajdonságának nevezhetünk.

A második törvény már nem pusztán egyetlen termopárra vonatkozik, hanem két termopár relatív Seebeck–együtthatói között állapít meg összefüggést, az ún. additív tulajdonságot. Kísérletileg igazolható ugyanis a következő állítás.

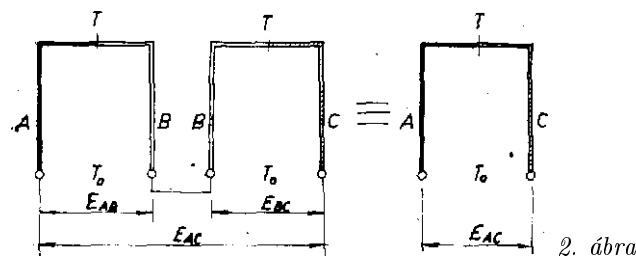
Ha a *T* és T_0 véghőmérsékletű *A* és *B* anyagú termopár feszültsége $E_{AB} = S_{AB}\Delta T$, a *B* és *C* páré pedig $E_{BC} = S_{BC}\Delta T$, akkor véve az *A* és *C* termopárt, ennek feszültsége:

$$E_{AC} = S_{AC}\Delta T = E_{AB} + E_{BC} = (S_{AB} + S_{BC})\Delta T,$$

tehát

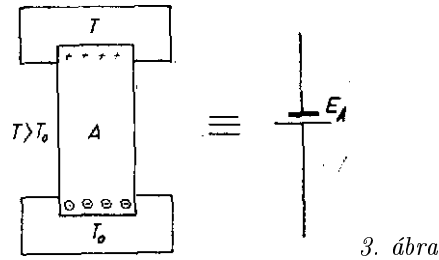
$$(2) \quad S_{AC} = S_{AB} + S_{BC}.$$

Vagyis az *A* és *C* termopár feszültsége megegyezik az *A* és *B*, valamint a *B* és *C* sorba kapcsolásával nyert áramkör feszültségével.



2. Elektron-gáz-modell

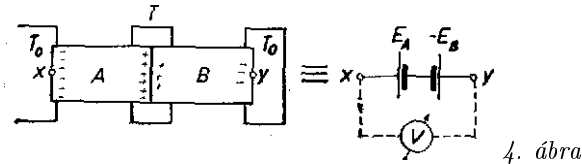
Mint ahogy már feszültségforrásunk van, csak terhelést kell a körbe iktatni és megindul az áram. Így az ide-oda röpdőső szünyogokhoz hasonló elektronok milliárdjai munkát fognak végezni. Ennek illusztrálására, hogy az ilyen munkavégzés elméletileg is elképzelhető, vizsgáljuk meg a következő modellt.



3. ábra

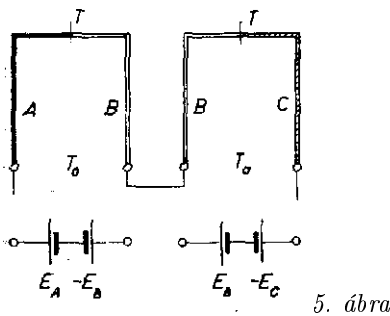
Nézzünk először egyetlen A anyagból készült rudat. Egyik végét tartjuk T , a másikat pedig T_0 hőmérsékleten. Tudjuk, hogy a hőmérséklet fogalma molekuláris szinten az atomok rendszertelen ún. hőmozgásának átlagos kinetikus energiájával van kapcsolatban. Szilárd anyag kristályrácsba kötött atomjai számára persze csak a helyhez kötött rezgőmozgás lehetséges, de az atomokról leszakadó elektronok már jóval nagyobb szabadságot élveznek. Olyannyira, hogy összességüket elektron-gáznak is szokták nevezni. Felvetődik a kérdés, mi történik az elektron-gázban a hőmérsékletkülönbség hatására?

Szemléletes képre támaszkodva így képzelhetjük el a jelenséget. A melegebb helyen a nagyobb energiájú elektronok jobban lökdösik egymást, és így egyes elektronokat kiszorítanak a hidegebb részek felé, mivel azok arra felé találják a legkisebb ellenhatást. Ezen folyamatok eredményeképp megszűnik a rúd elektromos semlegessége, ugyanis a meleg végnél kevesebb elektron nem tudja kompenzálni az ionok pozitív töltését, a hideg végen pedig negatív töltés-többlet alakul ki, vagyis a rúd két vége közt elektromos feszültség lép fel, amit a rúd E_A abszolút termofeszültségének nevezhetünk. Hogy milyen mértékű egy adott anyagú rúdon belül a töltések szétválása, az nyilván a rúd anyagi minőségétől függ.



4. ábra

Azonban az a nehézség, hogy az abszolút termofeszültséget nem lehet mérni, mert ha az áramkört zárjuk, akkor a zárást létrehozó anyagban is fellép a reá jellemző E_B termofeszültség, hiszen ennek végein is hőmérsékletkülönbség van. A műszer pedig, amely már teljesen T_0 hőmérsékleten van, csak a két feszültség különbségét képes kimutatni. A problémát nem kerülhetjük meg azzal, hogy a mérő vezetőket is A anyagból készítjük, hisz akkor két egyenlő feszültségű telepet fordított polaritással kapcsolunk sorba, amelyek eredője nyilván 0 volt.



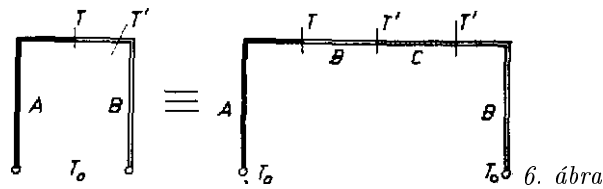
5. ábra

Az elektron-gáz-modell alapján roppant szemléletes jelentést kap a relatív Seebeck-együttható additivitásának törvénye is. Írjuk fel ugyanis a sorbakapcsolt A és B, valamint B és C termopárok egyes ágaiban az abszolút termofeszültségeket:

$$E_{AB} + E_{BC} = (S_{AB} + S_{BC})\Delta T = E_A - E_B + E_B - E_C =$$

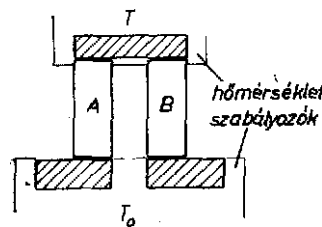
$$= E_A - E_C = E_{AC} = S_{AC}\Delta T,$$

tehát a B anyag együtthatója automatikusan kiesik.



6. ábra

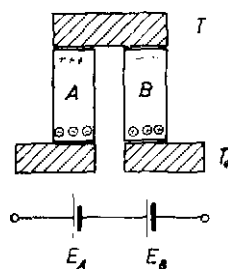
Ezt az állítást rögtön általánosíthatjuk. Ha adott egy A és B anyagú termopár, ezt megszakítjuk egy tetszőleges T' hőmérsékletű pontnál és beiktatunk egy tetszőleges C anyagú vezetőt úgy, hogy a töréspontok hőmérséklete továbbra is T' maradjon, akkor a termopár feszültsége változatlan lesz. Ugyanis bármilyen is a C anyagon a hőmérséklet-eloszlás, az X és Y közt nem lesz feszültség, mert ha lenne, akkor egyetlen anyagból termoelemet lehetne készíteni, de ez az előzők szerint lehetetlen. Ennek a tulajdonságnak fontos gyakorlati jelentősége is van. Ugyanis a termopár egyes ágait a megfelelő anyagból könnyű kis rúd alakjában gyártani, ilyeneket ma már gyári szériákban is készítenek, pl. az *ELTE Kísérleti Fizikai tanszékén* végzett mérésekhez az NDK-ban gyártott 7 mm átmérőjű, 5 mm hosszú kis rudacskákat használtunk fel. A két ág közt az összeköttetést egy réz hid biztosította. Mivel a réz jó hővezető, ezért könnyű elérni, hogy a forrasztási helyek azonos hőmérsékleten legyenek, és ekkor a fenti megállapítás következtében a termoeffektus szempontjából teljesen közömbössé válik. A továbbiakban az ábrákon is ezt a valósághoz közelebb álló elrendezést fogjuk feltüntetni.



7. ábra

Visszatérve a bevezetésben említett hasonlatra, a fenti modell ismeretében látható, hogy azért a fizikusnak sem sikerült és elvileg nem is sikerülhet a sok milliárd elektron–szűnyogot egyenként munkára idomítania, hanem az ide–oda ficánkolást kihasználva csak azt sikerült elérnie, hogy a nagyobb energiájú, erősebb, kövérebb szűnyogok terjeszkedési törekvése következtében egy bizonyos áramlás induljon meg. Ennek az eredő áramlásnak a sebessége persze elenyésző az egyes elektronok sebességéhez képest, és ez magyarázza a kis feszültséget, a rossz hatásfokot, és azt a tényt, hogy bár a jelenség már régen ismert, mégis inkább a jóval fáradságosabb közvetett utat használjuk fel villamosenergia termelésre.

Egy tényleges termopár esetén azonban a helyzet még a lehetőségeknél is rosszabb. Ugyanis a termopár egyik ágában keletkező feszültség egy részét az ellentétesen sorbakapcsolt másik ágbeli feszültséggel semlegesítjük, vagyis a jelenség két kis effektus még kisebb különbségéből adódik, és ez nyilván elenyésző. Elméletileg könnyen segíthetünk a bajon. Vizsgáljuk ugyanis a következő termopárt. Az A anyag legyen olyan, hogy benne az elektronok töltése a szokásos negatív töltés, a B pedig olyan különleges anyag, amelyben az „elektronok” töltése pozitív. Ekkor a hőmérsékletkülönbség hatására mindkét ágban a hideg végen növekszik az „elektronok” sűrűsége, de ez az egyik végén negatív, a másikon pedig pozitív töltéstöbbletnek felel meg, vagyis a két ágbeli abszolút termofeszültségek összeadódnak!



8. ábra

Az eredmény nagyszerű, csak az a kérdés, hol van olyan csodálatos anyag, amelyben pozitív töltésű elektronok szaladgálnak. Ugyan hol kereshetnénk másutt ezt az anyagot, mint a mindig meglepetéssel szolgáló, az egész elektronikát forradalmasító félvezetők között. A legegyszerűbb pozitív töltés ugyanis nem más, mint az elektron hiánya. Mint

a különböző vizsgálatok mutatják, megfelelő anyagokban ezek az elektronhiányok, a „lyukak” ugyanúgy lehetnek az elektromos áram hordozói, mint a közönséges elektronok.

Joffe, orosz fizikus érdeme, hogy felfigyelt erre a jelenségre, és a félvezetőkkel készített termopárokkal végzett kísérletek fényesen igazolták az elméleti elképzeléseket.

Míg közönséges fémeknél a relatív Seebeck-együttható $2 - 50 \text{ mV/K}^\circ$, addig félvezetőkkel könnyen elérhető $400 - 500 \text{ mV/K}^\circ$, de már több tízezer mV/K° -os termopárokat is készítettek. Így bár a termopárok hatásfoka még nem jobb, mint a konvencionális eszközöké, de egyéb előnyös tulajdonságaik folytán már sok területen versenyképesek.

Vesztergombi György