

# A SPINTRONIKA: BEVEZETÉS ÉS ALKALMAZÁSOK

Simon Ferenc<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>BME, Természettudományi Kar, Fizika Tanszék, Budapest

<sup>2</sup>HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

E-mail: simon.ferenc@ttk.bme.hu

## 1. Bevezetés

A *spintronika* – más nevén spin-elektronika – lényege, hogy az elektron saját perdületét, azaz spinjét is felhasználó áramköröket hozunk létre. A hagyományos *elektronika* csak az elektronok áramát (tehát lényegében a darabszámát) és feszültségszintjeit (lényegében energiaszintjeit) használja fel. Egy hagyományos (elektronikai) áramkör több feladatot is elláthat, pl. viselkedhet logikai kapuként, információtároló eszközként vagy akár erősítőként. Ezen funkcionalitások közös alapja, hogy az eszközön átfolyó áram nagyságát valahogyan vezérelni tudjuk. A legalapvetőbb elektronikai eszköz, amely ezt megvalósíthatja, a jól ismert tranzisztor. A cikkben bemutatjuk a spintronikai eszközök működésének megértéséhez szükséges alapjelenségeket.

A spintronika élesen elválik a spint is felhasználó kvantumtechnológiai alkalmazásoktól. A spintronika bár relativisztikus és kvantummechanikai hatásokon alapul, sokkal inkább hasonlít a hagyományos elektronikára, mivel legtöbbször spinsokaságok kollektív viselkedésén alapul, nem pedig egyedi elektronok kvantumállapotain. Maga a spintronika szó kezdetben „magnoelektronika” néven volt ismert [8], később kapta a ma ismert nevét az elektronika mintájára Stuart A. Wolf, David Awschalom és munkatársaik [15] nyomán.

## 2. Történelmi háttér

Az elektronok spinje – hasonlóan a töltésükhöz, vagy tömegükhöz – egy alapvető kvantumtulajdonság, amelynek mély megértése és leírása (azaz, hogy a feles spin szükségszerű összetevője az anyagot alkotó részecskének, fermionoknak) túlmutat ezen cikk keretein. A spin létezésére utaló első nyomok (amelyeket később értettek meg) tulajdonképpen már a periódusos rendszer 1869-es felfedezését követően élénk tárulnak: nevezetesen az elemek alhéjainak száma, azok betölthetősége, pl. a kémiai-lag egymáshoz közeli alkálifémek és alkáliföldfémek létezése is utal a spin-kvantumszámra.



*Simon Ferenc* a BME TTK egyetemi tanára. Érdeklődési területei: szilárdtest-spektroszkópia, spintronika, félvezetőfizika és a fizika népszerűsítése. Legfontosabb eredményei: az itineráns elektronok mágnesesrezonancia-jelének felfedezése új fémekben, a spin-relaxáció egyesített elméletének kidolgozása, spinnel nyomjelzett szén-nanocsövek előállítására és triplétt optikai állapotok felfedezése nanocsövekben.

Az, hogy az atomi mágnességhez tartozik egy perdület, az Einstein–de Haas-kísérletből (1915) vált egyértelművé. Ebben egy kezdetben mágnesezetlen vasrudat egy külső tekercs segítségével felmágneseznek, és a rúd elfordul egy adott irányba, amelyet torziós szárra szerelt tükrök és fény segítségével tudtak detektálni és precízen mérni. A kísérlet magyarázata, hogy amennyiben a rúd makroszkopikus mágnesezettséggel rendelkezik, a mágnességet adó elemi mágneses dipólusmomentumok is egy irányba fognak állni. Az, hogy eközben a rúd elfordul, arra utal, hogy a mágnességet perdület kíséri. Ez önmagában nem meglepő, mert egy körpályán mozgó töltött részecske tud mágneses teret kelteni (ez a klasszikus kép az atomi mágnesség magyarázatára) és természetesen a körpályán való mozgáshoz perdület is tartozik. 1915-ben az még nem volt nyilvánvaló, hogy a kísérlet éppen a sajátperdületre mutat kísérleti bizonyítékot, mivel akkor még nem tudhatták, hogy a vasban éppenséggel az elektronok spinjéből és nem a pályamozgásukból származik a mágnesség.

Az elektron spinjének megértésében fontos további lépés a Stern–Gerlach-kísérlet, amikor is ezüstatomok (párosítatlan 5s elektronnal a külső héjon) eltérülését vizsgálták inhomogén mágneses térben egy atominyaláb-kísérletben. A klasszikus várakozás az, hogy az ezüstatomok egy ernyőre folytonos foltban csapódnak be; ezzel szemben az a meglepő eredmény adódott, hogy két folt képződött, ami arra utalt, hogy az ezüstatomok mágnessége a külső térhez képest annak nagyságától függetlenül mindig két irányt vehet fel.

1925-ben javasolta Wolfgang Pauli a róla elnevezett elvet, amikor a periódusos rendszerben megfigyelt megkettződésre keresett megmagyarázatot. Ekkor posztulálta, hogy az elektron rendelkezik egy „klasszikusan nem magyarázható kétértékűséggel” (*klassisch nicht beschreibbare Art von Zweideutigkeit* – idézet a [6] hivatkozás 2. kötet, 213. oldaláról). Ezzel párhuzamosan, tőle függetlenül ugyancsak 1925-ben javasolta Samuel Goudsmit és George Uhlenbeck a Stern–Gerlach-kísérlet és az atomok szinkrótron mágneses térben történő felhasadása magyarázatára, hogy az elektron rendelkezzen sajátperdülettel, amihez mágneses dipólusmomentum csatolódik. Érdekesképpen megjegyezzük, hogy Pauli már ezen a ponton is élesen elutasított a javasolt sajátperdületre bármilyen klasszikus értelmezést, azaz, hogy az elektron saját tengely körüli pörgése lenne ennek az oka. Éppen ezért a spin elnevezést sem tartotta szerencsésnek, azonban ez teljesen meghonosodott. Pauli a róla elnevezett egyenletben az elektron elektromágneses kölcsönhatásának leírására *ad hoc* módon építette be a sajátperdülethez tartozó

mágneses momentumot, ezzel kiegészítve a Schrödinger-egyenletet.

Az elektronspin története akkor „ért révbé”, amikor Dirac 1928-ban elkészítette a Schrödinger-hullámgyenlet relativisztikus kiterjesztését, pusztán azzal az elvárással, hogy az legyen invariáns a Lorentz-transzformációval szemben. Ebből mintegy melléktermékként kiderült, hogy az elektron rendelkezik saját perdülettel (angolul *intrinsic angular momentum*), amelynek értéke  $S = \sqrt{s(s+1)}\hbar$ , azonban egy tetszőlegesen felvett irányra (pl.  $z$  tengely) eső vetületének nagysága mindig  $S_z = \pm(\hbar/2)$ . A spin felfedezésének történetéről a [13] hivatkozásban olvashatunk részletesebben.

### 3. A spin szerepe a szilárdtestekben és az óriás mágneses ellenállás

A mágneses kölcsönhatást nem mutató szilárdtestekben a spin szabadsági fokra úgy gondolhatunk, mint egy ket-tős betöltést jellemző degenerációs paraméterre, ami egy kettős faktorként megjelenik a mérhető mennyiségekben, pl. a vezetőképességben, az elektronok fajhőjében vagy a mágneses szuszceptibilitásában. Az utóbbi paramétert megvizsgálva, azt figyelhetjük meg, hogy igen nagy mágneses térben tudjuk csak érdemben eltolni a fel és le mutató spinek energiaszintjeit. Tipikusan egy nagy számú 10 T-s mágneses tér is csak mintegy 1 meV-tal tolja el ezek energiáját, ami sokkal kisebb, mint a fémekben tipikus néhány elektronvoltos energiaskála.

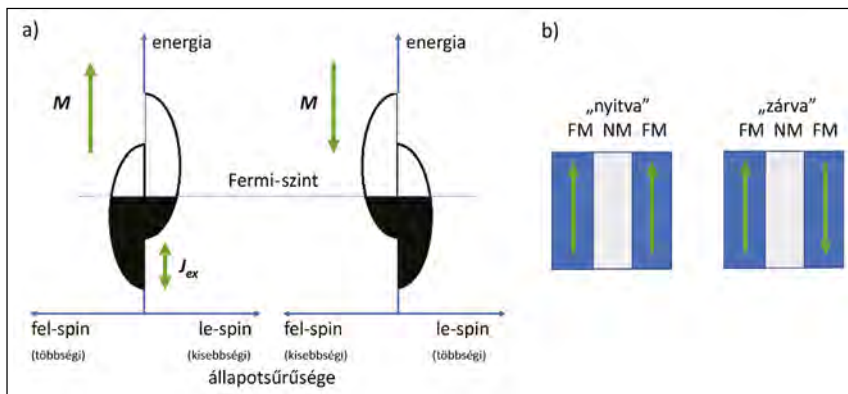
Azonban a ferromágneses fémekre az igen nagy (akár elektronvoltos nagyságrendű) kicserélődési kölcsönhatás a jellemző. Emiatt az anyagban megkülönböztetünk többségi és kisebbségi (angolul *majority*, illetve *minority*) spiniránnyal rendelkező elektronokat. A többségi spinű elektronok olyanok, hogy a mágneses momentumuk párhuzamos az anyagban preferált mágnesezettségi iránnyal, míg a kisebbségi spinű elektronok mágneses momentuma ezzel éppen ellentétes. A kicsit körülményes szóhasználatot az indokolja, hogy az elektronokra

mint negatívan töltött részecskékre a spin és mágneses momentum iránya éppen ellentétes.

Az 1. ábrán mutatjuk szemléletesen, hogy ilyenkor a többségi és kisebbségi spinű elektronok energiaszintjei hogyan tolnak el egymáshoz képest. A [14] hivatkozás mutat egy konkrét esetet a kobalt energiaszerkezetére és állapotosűrűségére. Az ábra szerint a többségi spinirányú elektronok energiaszintje lefelé tolik, míg a kisebbségié felfelé. A konkrét esetben, az átmenetifémekre (Fe, Co, Ni) ennek az a következménye, hogy a többségi spinirányú elektronokra a Fermi-szint az  $sp$  állapotokból álló hibrid sávba esik, míg a kisebbségié a nagyobb állapotosűrűségű,  $spd$  hibridekből származó sávokba. A kisebbségi spinű elektronokra a nagyobb állapotosűrűség és a  $d$  pályákhoz történő csatolás miatt lerövidül az impulzusrelaxációs élettartam. Ennek pedig az a következménye, hogy az eszköz megfelelő elektródája a kisebbségi spinű elektronok számára nagyobb ellenállásúként fog viselkedni, ezért az eszköz ellenállása nagymértékben függeni fog a két elektróda mágnesezettségének egymáshoz képesti irányától.

A spinszelepen alapuló ún. óriás mágneses ellenállás (GMR, *giant magnetoresistance*) jelenségét 1998-ban fedezte fel egymástól függetlenül Albert Fert és Peter Grünberg [1, 2], amiért a 2007-es fizikai Nobel-díjat megosztva kapták. A jelenséget elsősorban gyenge mágneses terek mérésére használják, pl. merevlemezekben tárolt adat kiolvasására. Ezekben az egyik ferromágneses réteg mágnesezettségének irányát fixálják, és a másik réteg mágnesezettsége tud szabadon, a külső tér irányába elfordulni.

A spinszelepen a közbülső, nem mágneses rétegnek fontos szerepe van: egyfelől ez választja el a két ferromágneses réteget, ami lehetőséget ad ezek egymástól izoláltan történő elfordítására, ezáltal a külső mágneses tér detektálható. Másfelől ez ad lehetőséget a rétegek közötti kontaktusellenállás beállítására – egyébként határrétegi reflexiók is felléphetnek. Harmadrészt pedig ebben a rétegben is mód van a spinirányok további manipulálására, hasonlóan egy három porttal rendelkező tranzistorhoz. Ez a koncepciója az úgynevezett Datta–Das-spintranzisztornak, amelynek a gyakorlati megvalósítása még várta magára [3]. Végül, a középső réteg vastagságával azt is be lehet állítani, hogy az átjutó elektronok diffúzívan jussanak át, vagy pedig alagúteffekttel. Ez utóbbi eszközt nevezik TMR-spinszelepnak (TMR, *tunnel magnetoresistance*). Spintronikai eszközöket javasoltak még adattárolásra is; az ún. MRAM (tetszőleges hozzáférésű mágneses memória) koncepciójában a memória az eszközök kikapcsolását követően sem veszne el. Egyelőre MRAM-prototípusok léteznek, de az eszközök még nem terjedtek el széles körben.



1. ábra. A vezetési elektronok energiasűrűsége ferromágneses fémekben a két spinirányra a mágnesezettségi irányához képest (a). A spinszelep eszközben a ferromágneses elektródák elrendezése a nyitott és zárt szelepek esetén (b). FM, illetve NM jelöli a ferro- illetve nem mágneses rétegeket. Az ábra a [14] forrás alapján készült

A fentiekből jól látható, hogy a spintronikai eszközök egyik alapvető eleme a nem mágneses réteg, és az eszközök viselkedése szempontjából döntő, hogy ebben a spinek iránya hogyan változik meg; ezért a következőkben ezzel, az ún. spinrelaxáció jelenségével foglalkozunk.

A spintronikai eszközökkel szemben általában az a várakozás, hogy sokkal kisebb energiaigénnyel, kisebb méretben tudják ugyanazt a funkcionalitást ellátni, mint az elektronikus eszköz párjaik. Ennek oka, hogy a hagyományos elektronikus eszközökben az elektronok árama (lényegében impulzusa) hordozza az információt. Az elektronok töltésük révén a Coulomb-kölcsönhatásban vesznek részt, ezzel szemben a spinjükre csak a relativisztikus spin-pálya kölcsönhatás hat, aminek egy kváziklasszikus levezetését adjuk meg itt.

Tekintsünk egy  $E(\mathbf{r})$  elektromos térben  $v$  sebességgel mozgó elektront, miközben külső mágneses tér nincs jelen. A részecske nyugalmi koordináta-rendszerében a Lorentz-transzformáció miatt a részecske mágneses teret érzékel, amelynek nagysága:

$$\mathbf{B} = -\frac{1}{c^2}(\mathbf{v} \times \mathbf{E}). \quad (1)$$

Az elektron  $\mu = -g\mu_B \mathbf{S}/\hbar$  nagyságú mágneses momentumához (ahol  $g \approx 2,0023$  az elektron  $g$ -faktora\*,  $\mu_B$  a Bohr-magneton és  $\mathbf{S} = \pm(\hbar/2)$ ) tartozó mágneses energia kifejezése:  $H_m = -\mu \cdot \mathbf{B}$ . Tekintsük azt az esetet, amikor az elektromos teret egy centrális (pl. atomi) potenciál hozza létre, azaz  $\mathbf{E} = -\nabla V(r)$ . Ekkor a vektorszorzat átírható:

$$\mathbf{v} \times \mathbf{E} = \frac{1}{m} \nabla V(r) \times \mathbf{p} = \frac{1}{m} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \mathbf{L}, \quad (2)$$

ahol felhasználtuk a perdület kifejezését:  $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ . A teljes energia kifejezésére pedig ebben az esetben ez adódik:

$$H_m = -\frac{g\mu_B}{\hbar mc^2 r} \frac{dV}{dr} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}. \quad (3)$$

Itt megjegyezzük, hogy ez a kváziklasszikus levezetés nem ad számot egy extra 2-es faktorról a fenti kifejezés nevezőjében, ami a helyes relativisztikus számolás következménye.

Az itt megjelenő  $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$  szorzat miatt kapta ez az energiakifejezés a spin-pálya energia (vagy spin-pálya kölcsönhatás) nevet történeti okokból. Azonban ebben a levezetésben kihasználtuk, hogy az elektromos teret létrehozó potenciál centrális, emiatt lett a pályaperdület egy jó kvantumszám. Azonban spin-pálya kölcsönhatást bármilyen elektromos tér létrehozhat, például a kétdimenziós heteroretegekre adott kapufeszültség hozza létre az úgynevezett Bychkov-Rashba spin-pálya kölcsönhatást, vagy a GaAs típusú, III-V vagy II-VI fél-

\* A Dirac-egyenlet pontosan  $g = 2$  értéket jósol meg, az ettől való eltérés kvantumelektrodinamikai korrekciók eredménye,  $\alpha/\pi \approx 0,0023$ , ahol  $\alpha$  a finomszerkezeti állandó.

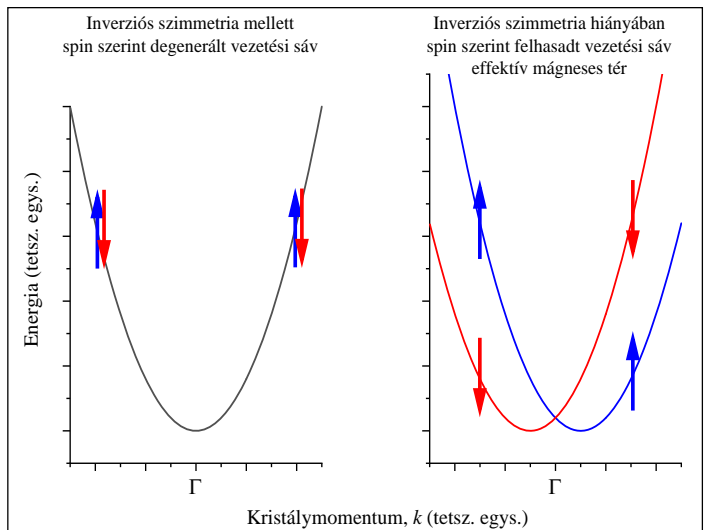
vezetőkben a két ion különböző töltése hoz létre egy beépített elektromos teret, az utóbbi hatása a Dresselhaus spin-pálya kölcsönhatás. Az atomi potenciálból származó spin-pálya kölcsönhatást nevezzük atomi vagy *intrinsic* spin-pálya kölcsönhatásnak is.

Mindenesetre a fenti energiakifejezésen látszik, hogy egyfelől relativisztikus, másfelől pedig a potenciál deriváltja jelenik meg benne, ami könnyű atomokra kisebb, mint maga a potenciál erőssége megfelelő egységekben, ezért a spin állapotát befolyásoló energiatagok sokkal kisebbek, mint az elektron impulzusára ható kölcsönhatás. Kivételek természetesen akadnak, tipikusan a nehezebb elemekből álló anyagok esetén lehetséges, hogy a derivált nagyobbá válik, mint a Coulomb-kölcsönhatás (a megfelelő hosszskálák figyelembevételével). Ekkor a spin-pálya kölcsönhatás olyan erőssé válik, hogy az elektronok energiaszintjeinek kialakításában is ez dominál.

### 3.1. A spinrelaxáció

A spinrelaxáció azt a folyamatot jelenti, amely során egy nem egyensúlyi spinpopuláció különböző szórási mechanizmusokon keresztül visszatér az egyensúlyi állapotba, egy  $\tau_{\text{spin}}$  karakterisztikus idővel. Zérus mágneses tér mellett ez az azonos számú fel- és le irányba álló spint jelöli, véges mágneses térben pedig a spinekhez tartozó Boltzmann-egyensúlyi állapotot. Több spinrelaxációs mechanizmus ismert, amelyek az anyagtól, a hőmérséklettől és a külső hatásoktól (például a mágneses vagy elektromos tértől) függenek. Ezek közül itt a két legfontosabbat mutatjuk be. Mindkettőre igaz, hogy a spin-pálya kölcsönhatáson keresztül fejtik ki a hatásukat.

Mint a legtöbb fizikai jelenségnél, a spinrelaxáció esetén is alapvető fontossága van a szimmetriának. Kramers tétele alapján, amennyiben egy rendszer rendelkezik



2. ábra. A spin szerinti energiadiszperzió szilárdtestekben egydimenziós esetben, amennyiben inverziós szimmetria van jelen, illetve ez sérül. Az inverziós szimmetria hiányában a fel és le spinű állapotokra továbbra is érvényes Kramers tétele, tehát a  $\Gamma$ , zónaközepi pontra tükrözve a diszperzió a spinirány felcserélése mellett szimmetrikus

időtükrozési szimmetriával (ez zérus mágneses térben egy nem mágneses rendszerre teljesül), úgy a  $|k, s\rangle$  kvantumállapotokra (itt  $k$  jelöli a szilárdtestbeni kristályimpulzust és  $s$  a spinállapotot) teljesül, hogy az antiszimmetrikus impulzuszórási párok energiája degenerált, azaz  $E|k, \uparrow\rangle = E|k, \downarrow\rangle$ . Amennyiben a kristály rendelkezik inverziós szimmetriával (azaz létezik legalább egy pontja, amire nézve az inverzió művelete a kristályt önmagába viszi át), úgy az azonos  $k$ -val rendelkező állapotok a spin szerint degeneráltak:  $E|k, \uparrow\rangle = E|k, \downarrow\rangle$ . Ezt a szituációt mutatja be a 2. ábra. Aszerint, hogy az inverzió jelen van-e vagy sem, dominál két különböző spinrelaxációs mechanizmus.

Az Elliott–Yafet-féle spinrelaxációs mechanizmus az inverzióval rendelkező anyagokban dominál (a legtöbb elemi fém ilyen). Ekkor a spin-pálya kölcsönhatás legfontosabb hatása, hogy a fémekben lévő, spin szerint degenerált energiaállapotokat összekeveri. A fenti jelölést megtartva, egy adott  $k$  állapothoz tartozó  $|k, \uparrow\rangle, |k, \downarrow\rangle$  bázisból kapjuk a spin-pálya kölcsönhatás sajátállapotait első rendben (felhasználva a Kramers-tételből adódó szimmetriaszabályokat az együtthatókban):

$$|\widetilde{k, \uparrow}\rangle = a_k |k, \uparrow\rangle + b_k |k, \downarrow\rangle, \quad (4)$$

$$|\widetilde{k, \downarrow}\rangle = a_{-k}^* |k, \downarrow\rangle - b_{-k}^* |k, \uparrow\rangle, \quad (5)$$

ahol a  $b_k/a_k$  abszolút értékének nagysága jellemzi a spin-pálya kölcsönhatás erősségét, de ez általában egy egynél jóval kisebb paraméter, amit jelölünk a továbbiakban  $\varepsilon$ -nal.

Mivel az állapotok a spin szerint keverték, kiderül, hogy egy hagyományos impulzuszórási létrehozhatja a spinek átfordulását. Jelöljük a  $k$ -ból  $k'$  állapotba történő impulzuszórási rátát  $W_{k \rightarrow k'}$ -val, az ezt kísérő esetleges spinszórási rátát pedig  $W_{k, \uparrow \rightarrow k', \downarrow}$ -val! Ekkor a két kifejezés között ez a kapcsolat adódik a keveredés miatt:

$$W_{k, \uparrow \rightarrow k', \downarrow} = \varepsilon^2 W_{k \rightarrow k'}. \quad (6)$$

Ennek jelentése, hogy az impulzuszórási rátával lesz arányos a spinek átfordulási rátája is, azonban ez sokkal ritkábban fog bekövetkezni. Egyben az impulzuszórási relaxációs idő,  $\tau$  és a spinrelaxációs idő,  $\tau_{\text{spin}}$  is arányos egymással:  $\tau_{\text{spin}} = \tau/\varepsilon^2$ , azaz a spinrelaxációs idő sokkal hosszabb lehet, mint az impulzusrelaxációs idő.

A másik igen fontos, inverziós szimmetriával nem rendelkező anyagokban – pl. III-V vagy II-VI félvezetőkben (erre példa a GaAs, illetve a ZnO) – jellemző mechanizmus a D'yakonov–Perel'-féle (DP) relaxációs folyamat. Ilyenkor az inverzió híján az adott  $k$  állapothoz tartozó spinek degenerációja megszűnik. Emiatt az adott spinekre vonatkozó energiadiszperzió úgy viselkedik, mintha ezt a felhasadást egy effektív mágneses tér hozná létre ( $\mathbf{B}(\mathbf{k})$ ), ezt a szituációt is mutatjuk a 2. ábrán. Ez az effektív mágneses tér a diszperzió  $k$ -függése miatt maga is  $k$ -függő (a nagysága és az iránya is). Az effektív mágneses tér körül a spinek iránya Larmor-precessziót

végez, ennek körfrekvenciáját jelöljük  $\Omega(\mathbf{k})$ -val! Ekkor fennáll a  $\Omega(\mathbf{k}) = (g\mu_B/\hbar)\mathbf{B}(\mathbf{k})$  összefüggés. Ennek az a következménye, hogy egy kezdetben spinpolarizált elektronsokaság – amelyhez mind különböző  $k$  értékek tartoznak – közös iránya idővel megszűnik. Azonban az elektronok impulzusrelaxációja miatt mindegyik egy új véletlen  $k$  állapotba kerül, így a precesszió újraindul. A pontos leírás is levezethető, és kiderül, hogy amennyiben fennáll az ún. mozgási keskenyedés feltétele, azaz az átlagos Larmor-frekvenciára teljesül, hogy  $\langle \Omega \rangle \tau \ll 1$ , akkor az adódik, hogy  $1/\tau_{\text{spin}} = \langle \Omega^2 \rangle \tau$ . A D'yakonov–Perel'-folyamatra tehát pont fordított összefüggés adódik a két relaxációs idő között, mint az Elliott–Yafet-mechanizmus esetén.

Természetesen van olyan eset is, amikor mindkét folyamat egyszerre jelen van, de a legtöbbször az egyik dominanciája figyelhető meg. Az Elliott–Yafet-mechanizmust először az 50-es években írták le, a D'yakonov–Perel'-folyamatot pedig a 70-es években. A szakirodalom ezeket nagyon sokáig teljesen diszjunkt folyamatoknak tekintette, mind a fizikai realizáció, mind pedig a matematikai leírásuk alapján. Azonban 2017-es közleményünkben megmutattuk [10], hogy a két mechanizmus közös formalizmussal, egy szemléletes operátortranszformáció segítségével tárgyalható.

### 3.2. A spindiffúzió jelensége

Szilárdtestekben a vezetési elektronok viselkedésére egy igen jó leírást ad az ún. kváziklasszikus közelítés. Eszerint az elektronok impulzusa  $\tau$  relaxációs időnként megváltozik. Az elektronokra tehát úgy gondolhatunk mintha véletlen bolyongást végeznének  $\tau$  időnként ütközve, miközben a spinállapotuk  $\tau_{\text{spin}} \gg \tau$  ideig fennmarad. Ebben az esetben az elektronok spinpolarizációjának vagy  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$  spinmágneszettségének hely- és időfüggésére egy diffúziót leíró parciális differenciálegyenletet kapjuk:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = D \nabla^2 \mathbf{M} - \frac{\mathbf{M}}{\tau_{\text{spin}}}. \quad (7)$$

Itt  $D$  jelöli a diffúziós állandót, amiről feltettük, homogén és izotrop (egyébként  $\nabla(D\nabla\mathbf{M})$ -et kellene használnunk, anizotrop esetben pedig diffúziós tenzonnal kell dolgoznunk). Mivel a diffúziós egyenlethez képest a (7) egyenlet tartalmaz egy relaxációs tagot is, szokás ezt diffúziós-relaxációs egyenletnek is nevezni. A szabadúthossz-közelítésben a diffúziós állandóra  $D = (1/d)\bar{v}\bar{\ell}$  adódik, ahol  $d$  értéke 3, ha a vizsgált objektum háromdimenziós, és értéke 2, amennyiben ez egy- vagy kétdimenziós. Szilárdtestekben a vezetési elektronokra  $D = (1/d)v_F^2\tau$  kapunk, ahol  $v_F$  a Fermi-sebesség.

A parciális differenciálegyenlet megoldását két esetben vizsgáljuk meg. Az első esetben a  $t = 0$  időpillanatban kezdeti perturbációként az origóra egy Dirac-delta függvényt helyezünk le:  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, 0) = \mathbf{M}_0\delta(\mathbf{r})$ . Ekkor (7) megoldása három dimenzióban:



$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{M}_0}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{|\mathbf{r}|^2}{4Dt}\right\} \exp\left\{-\frac{t}{\tau_{\text{spin}}}\right\}. \quad (8)$$

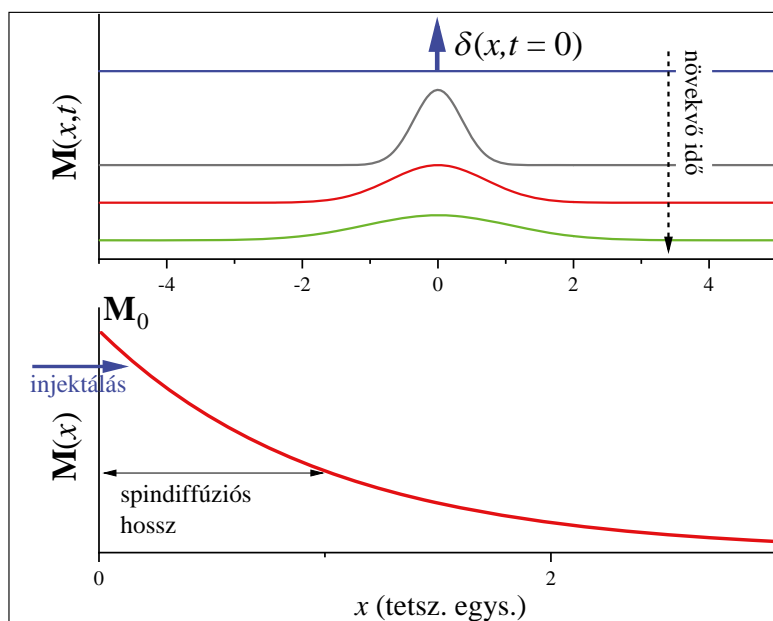
A kezdeti perturbáció szélessége tehát időben  $\langle |\mathbf{r}|^2 \rangle = 2Dt$  ütemben növekszik (itt  $\langle \cdot \rangle$  a várható értéket jelöli). Jól látható, hogy a relaxációs tag nélkül csak az időben kiszélesedő megoldást kapnánk. Ezen a ponton célszerű bevezetni a spindiffúziós hosszt (ez nem a szabad úthossz!), azaz azt a távolságot, ameddig a spinekből adódó mágnesezettség a spinrelaxáció egységnyi ideje alatt diffúzióval eljut:  $\delta_{\text{spin}} = [D\tau_{\text{spin}}]^{1/2}$ .

A másik vizsgált esetben az időfüggetlen megoldást keressük az egyszerűség kedvéért egy dimenzióban, véges mágnesezettség-injekció mellett, azaz  $\mathbf{M}(x=0) = \mathbf{M}_0$ . Ekkor az

$$M(x) = M_0 \exp\{-x/\delta_{\text{spin}}\} \quad (9)$$

megoldás adódik. Mindkét esetben tehát azt kapjuk, hogy a spindiffúziós hossz lesz a releváns fizikai mennyiség. Érdekességképpen megjegyezzük, hogy a félvezetőkbe (külső árammal vagy fotoindukált módon) bevitt nem egyensúlyi töltéshordozók teljesen analóg egyenleteket követnek, amennyiben nincs jelen külső elektromos tér. A két megoldást a 3. ábra mutatja be.

A spindiffúziót természetesen kísérheti ún. spindrifit is [11], amennyiben az elektronokat mozgató elektromos tér van jelen. Ebben az esetben a fenti egyenleteket mobilitási taggal is ki kell egészíteni, de ezt nem tárgyaljuk itt részletesen. Megint csak megjegyezzük, hogy a spindrifit, a -relaxáció és a -diffúzió jelensége analóg a félvezetőfizikában jól ismert ún. Haynes–Schockley-kísérlettel [9], amely a kisebb-segí töltéshordozók transzportjának első bizonyítéka volt.



3. ábra. A diffúziós-relaxációs egyenlet két esetének megoldásai. A felső ábrán az időfüggő esetet mutatjuk, amikor is az origóban pontszerű mágnesezettség van a  $t = 0$  időpillanatban. Az alsó ábrán az állandósult esetben megvalósuló mágnesezettségeloszlást mutatjuk be, miközben az ábra bal oldaláról folyamatosan polarizált spinű elektronokat pumpálunk az eszközbe

### 3.3. A spindiffúzió kísérleti bizonyítékai

A spinek makroszkopikus távolságskálákon történő transzportjára utaló első bizonyíték Jánossy András és Philippe Monod nevéhez fűződik, ami már csak a magyar vonatkozása miatt is rendkívül érdekes [4]. Kísérletükben nagy tisztaságú fémeken, lényegében ütközés nélkül, ballisztikus módon áthaladó ún. Larmor-hullámokat figyeltek meg, ami nem más, mint a spinpolarizált elektronsokaság transzportja. A módszer segítségével több, addig vizsgálhatatlan anyagban is (pl. wolfram, arany) kimutatták az elektronspinrezonancia-jelet [7]. Sajnos a Jánossy–Monod-kísérlet az úttörő jellege ellenére a nemzetközi szakirodalom számára kevésbé ismert.

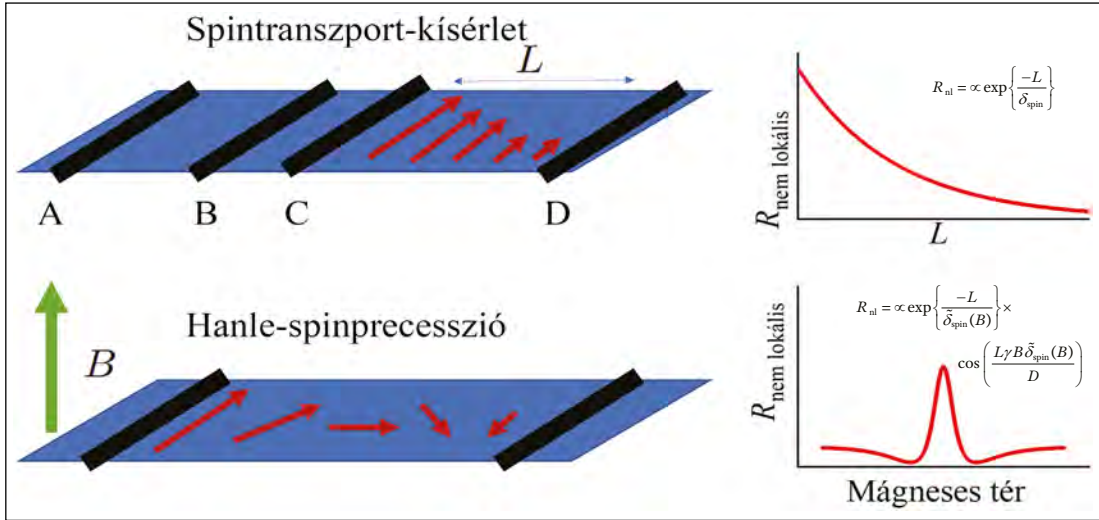
A spininjektálást először Johnson és Silsbee 1985-ös munkájában figyelték meg [5]. A nemzetközi szakirodalom ehhez a cikkhez köti a spintranszport első megfigyelését. Az eredményt egy modernebb cikk [12] nyomán tárgyaljuk és mutatjuk be a 4. ábrán. Az ábrán egy grafénrétegre négy darab ferromágneses kobaltból álló elektródát párolgattak. A kísérletben az A és B elektródák között áramot folyatva, a grafénban nem egyensúlyi spinpolarizáció alakul ki, amely diffúzióval halad minden irányba. A C és D elektródák szintén ferromágnesesek, ezért a köztük kialakuló feszültség attól fog függeni, hogy az elektródán egy adott spinű elektronból hány található meg. A le és fel spinű elektronok külön sávokat alkotnak, ezért ha az anyagban több pl. a fel spinű elektron, akkor ezek legfelső energiaszintje is magasabb, mint a le spinűké. A kísérletet nem lokális ellenállásmérésnek is nevezik, mivel a C és D elektródák között nem folyik áram. A mért nem lokális ellenállás nagysága a spindiffúziós hosszától, illetve a C és D elektródák távolságától függ. Ezen mérési módszer nagy hátránya, hogy a  $\delta_{\text{spin}}$  pontos meghatározásához több eszközt kell elkészíteni változó elektródátávolság mellett.

Pontosabb, a transzport- és spektroszkópiai elveket kombináló módszer az ún. Hanle-féle spinprecessziós kísérlet. Ennek lényege, hogy a transzportban részt vevő elektronok spinirányára merőleges mágneses teret alkalmaznak. E tér körül a spinek Larmor-precessziót végeznek, ezáltal a spinirányuk megváltozik, és az elektródára „jó” iránnyal érkező elektronok száma hangolható.

A Hanle-spinprecessziós kísérlet leírásához tekintsük a fenti diffúziós-relaxációs egyenlet stacionárius esetét a Larmor-precesszió jelenlétében:

$$D \frac{d^2 \mathbf{M}}{dx^2} - \frac{\mathbf{M}}{\tau_{\text{spin}}} + \gamma_e (\mathbf{M} \times \mathbf{B}) = 0. \quad (10)$$

Itt  $\gamma_e$  jelöli az elektron giromágneses faktort, aminek értéke közelítőleg  $\gamma/2\pi \approx 28$  GHz/T. A (10) kifejezés egyébként Bloch–Torrey-egyenletként is ismert.



4. ábra. A spindiffúzió kísérleti kimutatására használt, ún. nem lokális ellenállásmérés sematikája spintranszport-kísérletekben (felső ábra), illetve az ún. Hanle-féle spinprecessziós kísérlet sematikája (alsó ábra). Az ábra jobb odala mutatja a mért fizikai mennyiségek változását

A mágneses tér irányát illetően tegyük fel, hogy  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ , illetve hogy a mágnesezettség-injekció is  $\mathbf{M}(x=0) = (M_0, 0, 0)$ . Ezzel a következő megoldást kapjuk az egyenletre:

$$M_x = M_0 \exp\left\{-\frac{x}{\tilde{\delta}}\right\} \cos\left(\frac{\omega_0 \tilde{\delta}}{D} x\right), \quad (11)$$

$$M_y = M_0 \exp\left\{-\frac{x}{\tilde{\delta}}\right\} \sin\left(\frac{\omega_0 \tilde{\delta}}{D} x\right), \quad (12)$$

ahol bevezettük a Larmor-(kör)frekvenciát, ami  $\omega_0 = \gamma B$ . A (10) egyenletbe behelyettesítve a  $\tilde{\delta}^2$  (amit hívhatunk effektív spindiffúziós hosszának) kifejezésére egy másodfokú egyenlet adódik:

$$\omega_0^2 \tilde{\delta}^4 + (D/\tau_{\text{spin}}) \tilde{\delta}^2 - D^2 = 0. \quad (13)$$

Vegyük észre, hogy ebben az  $\omega_0$ -n keresztül megjelenik a mágneses tértől való függés. Egyben láthatjuk, hogy (13) visszaadja a szokásos spindiffúziós hosszat, azaz  $\delta = \delta_{\text{spin}}$ , amikor  $B = 0$ . A 4. ábrán mutatjuk a nem lokális ellenállás tipikus mágneseztér-függését. Hasonló görbéket mérve, amennyiben a diffúziós állandó ismert, a spindiffúziós hossz és így a spinrelaxációs idő is meghatározható.

#### Köszönetnyilvánítás

A cikk szerzője köszönetet mond a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatalnak, a 137852, 149457, TKP2021-EGA-02, TKP2021-NVA-02, és a 2017-1.2.1-NKP-2017-00001 pályázatok révén nyújtott támogatásért. A szerző köszönetet mond Kollarics Sándornak és Márkus Bence Gábornak a cikk alapos átolvasásáért, illetve prof. Forró Lászlónak és a Stavropoulos Center for Complex Quantum Matter (University of Notre Dame) intézetnek a cikk írása közbeni vendégszeretetéért.

#### Irodalom

1. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas (1988): Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61, 2472–2475.
2. G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn (1989): Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39, 4828–4830.
3. S. Datta, B. Das (1990): Electronic analog of the electro-optic modulator. *Applied Physics Letters*, 56(7), 665–667.
4. A. Janossy, P. Monod (1976): Spin diffusion in magnetic materials. *Physical Review Letters*, 37(9), 612–614.
5. M. Johnson, R. H. Silsbee (1985): Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals. *Physical Review Letters*, 55(17), 1790–1793.
6. R. Kronig, V. F. Weisskopf (eds) (1964): *Collected Scientific Papers by Wolfgang Pauli*, Vol. 1–2. Interscience Publishers, a division of John Wiley & Sons, Inc., New York.
7. P. Monod, A. Janossy (1977): Conduction electron spin resonance in gold. *Journal of Low Temperature Physics*, 26(5), 311–316.
8. G. A. Prinz (1998): Magnetoelectronics. *Science*, 282(5394), 1660–1663.
9. Wikipedia szerkesztők. Haynes–Shockley experiment, 2025. [Hozzáférés: 2025-01-28.]
10. L. Szolnoki, B. Dóra, A. Kiss, J. Fabian, F. Simon (2017): Intuitive approach to the unified theory of spin relaxation. *Phys. Rev. B*, 96, 245123.
11. N. Tombros, S. Tanabe, A. Veligura, C. Józsa, M. Popinciuc, H. T. Jonkman, B. J. van Wees (2008): Anisotropic spin relaxation in graphene. *Phys. Rev. Lett.*, 101, 046601.
12. N. Tombros, Cs. Józsa, M. Popinciuc, H. T. Jonkman, B. J. van Wees (2007): Electronic spin transport and spin precession in single graphene layers at room temperature. *Nature*, 448, 571–574.
13. S.-I. Tomonaga (1997): *The Story of Spin*. University of Chicago Press, Chicago, IL.
14. Wikipedia szerkesztők. Giant magnetoresistance – Wikipedia, the free encyclopedia, 2025. [Online; elérve: 2025. jan. 28.]
15. S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chitchekanova, D. M. Treger (2001): Spintronics: A spin-based electronics vision for the future. *Science*, 294(5546), 1488–1494.