



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

TDK DOLGOZAT

Nem-lokális spintranszport mérések grafén/BiTeBr heteroszerkezetekben

Szentpéteri Bálint

Témavezető: Makk Péter
egyetemi docens
BME Fizikai Intézet,
Fizika Tanszék

Csonka Szabolcs
egyetemi docens
BME Fizikai Intézet,
Fizika Tanszék

Konzulens: Kovács-Krausz Zoltán
doktorandusz
BME Fizikai Intézet,
Fizika Tanszék

BME

2018. szeptember 26.

Tartalomjegyzék

| | |
|--|-----------|
| 1. Bevezetés | 2 |
| 2. Kísérleti és elméleti háttér | 4 |
| 2.1. A vizsgált anyagok | 4 |
| 2.1.1. Grafén | 4 |
| 2.1.2. BiTeBr | 7 |
| 2.2. Spintronika alapok | 9 |
| 2.2.1. Elektromos spin injektálás és detektálás | 11 |
| 2.2.2. A vezetőképességi eltérés és az alagútátmenet szerepe | 13 |
| 2.3. Spin szórási mechanizmusok | 14 |
| 2.3.1. Elliott-Yafet mechanizmus | 15 |
| 2.3.2. D'yakonov-Perel mechanizmus | 16 |
| 2.3.3. Spinrelaxáció grafénben | 17 |
| 2.4. Nem-lokális spintranszport mérés | 17 |
| 2.4.1. Spin szelep | 18 |
| 2.4.2. Hanle-mérés | 21 |
| 2.5. Az elektromos méréseknél használt összefüggések | 23 |
| 2.5.1. Mobilitás meghatározása | 24 |
| 2.5.2. Diffúziós állandó meghatározása | 24 |
| 3. Mintakészítés és mérési elrendezés | 26 |
| 3.1. Mintakészítés | 27 |
| 3.2. Mérési elrendezés | 30 |
| 4. Mérések és diszkusszió | 32 |
| 4.1. Spin diffúziós mérések grafénben | 32 |
| 4.2. Grafén/BiTeBr heteroszerkezetek vizsgálata | 36 |
| 5. Összefoglaló és kitekintés | 44 |
| Irodalomjegyzék | 48 |

1. fejezet

Bevezetés

A spintronika alapötlete, hogy a spint használjuk fel információ tárolására és feldolgozására. A legfőbb célja, hogy a töltéshordozók spin szabadsági fokát kihasználva új és korszerű logikai valamint információ tárolására alkalmas eszközöket hozzon létre, az alacsony fogyasztásuk és gyors válaszidejük miatt. Ehhez az egyik fő cél olyan spintranszportcsatornát készíteni, melyben nagy a spinélettartam és a spinek hosszú utat tehetnek meg benne spin információ veszteség nélkül. A grafén a hangolható elektromos tulajdonságai, a nagy mobilitása, gyenge hiperfinom kölcsönhatása (nincs magspin) és a benne lévő gyenge spin – pálya kölcsönhatás miatt kiváló közeg spintranszportra, több mikrométeres benne a spin relaxációs hossz.

A hagyományos eszközökben a nagy és alacsony töltéshordozó koncentráció definiálja a logikai igent (1) és nemet (0). A spintronikában ezzel szemben a logikai kapuk a spin polarizáción és a spináram irányán alapulnak, például fel-spin \uparrow (1) és a le-spin \downarrow (0). A spin felhasználása későbbi kvantummechanikán alapuló áramkörökben számos új izgalmas lehetőséget kínál, ahol egy darab spin lehet egy kvantumbit, tehát egy kétállapotú rendszer. Felhasználva, hogy a kvantumbitek szuperpozíciójában is lehetnek a két állapotnak új lehetőségek nyílnak elektron spin alapú kvantumszámítógépek létrehozása felé, azonban ezt a dolgozatomban nem fogom kihasználni.

A spintronikai áramkörök az alábbi részfolyamatokra épülnek:

- (i) Injektálás – Az első lépés, hogy spin polarizált áramot hozunk létre az anyagban, amely többféle képen történhet például polarizált fényvel vagy ferromágneses (FM) kontaktusokkal (lásd 2.2. fejezet). A dolgozatomban ferromágneses kontaktusokkal történő injektálásra koncentrálok, mivel a mintakészítésnél FM kontaktusokat használtam.
- (ii) Transzport – Miután spinpolarizált áramot injektáltunk az anyagba a spinek a detektor felé haladnak az anyagban (csatorna). A transzportot, mely általában diffúzív, mintára kapcsolt feszültséggel lehet segíteni. A spinek a csatornában történő diffúzió közben relaxálódhatnak, ami a spin-polarizáció lecsökkenéséhez vezethet. Ez limitálhatja, hogy a spin információt milyen távolra lehet eljuttatni (lásd 2.3. fejezet).

- (iii) Detektálás – Az utolsó lépés a spinek detektálása. Ez történhet magnetooptikai Kerr-effektussal, azonban a mért jel nagyon kicsi, ezért a gyakorlatban ritkán használják. Történhet inverz spin–Hall-effektussal Pt elektródákkal is, azonban a gyakorlatban a legelterjedtebb ferromágneses kontaktusokkal detektálni, mivel így érhető el ezek közül a legjobb jel/zaj arány (lásd 2.2. fejezet).
- + Manipulálás – Az áramkörök fontos része a benne folyó áramok hangolása például a töltéssűrűség irányításával. Ehhez hasonlóan a spinpolarizáció módosítása fontos lépés a spintronikai áramkörökben (például Datta-Das tranzisztor), azonban ez még a gyakorlatban hiányzik. Ennek megvalósításának irányába végeztem kutatásokat a TDK munka keretében.

Spintronikai eszközök készítéséhez nem elég a jó spin transzport csatorna, hanem a spinek állapotának megváltoztatására is szükség van, ami több fajta módon is történhet. Bár a spin-áramok hangolhatók mágneses terek segítségével, a jobb integrálhatóság és kisebb mintaméret érdekében előnyösebb lenne az elektromos térrel hangolás. Erre a spin-pálya kölcsönhatás kínál lehetőséget, ami azonban a grafénben kicsi. Ennek megoldására kínálnak lehetőséget a grafénből és egy olyan anyagból készített heteroszerkezetek, melyekben nagy a spin-pálya csatolás. Grafénből és átmenetifém-dikalkogenidekből (TMDC) álló heteroszerkezeteken demonstrálták, gyenge anti-lokalizációs valamint spinszelep mérésekkel a spin-pálya kölcsönhatás megjelenését a grafénben [1, 2, 3, 4]. Azonban olyan nagy tömbi eredetű spin-pálya kölcsönhatással rendelkező anyaggal, mint a BiTeBr még nem demonstráltak hasonlót. Elméleti számítások alapján a grafénben spin-pálya kölcsönhatást indukálna proximit-effektussal BiTeBr [5].

Érdeemes megjegyezni, hogy a spin-pálya kölcsönhatás érdekes fázisok megjelenéséhez is vezethet. A grafén volt az egyik első anyag, amire azt jósolták, hogy topologikus szigetelő lehet, ami azonban a spin-pálya kölcsönhatás gyenge volta miatt azonban nem valósul meg. [6]

Előzetesen is foglalkoztam grafén/BiTeBr heteroszerkezetekkel a szakdolgozatom [7] és a tavalyi TDK-m [8] keretén belül, melyek során gyenge lokalizációs mérésekkel vizsgáltam a heteroszerkezeteket. A mostani dolgozatom keretén belül más úton indultam el, mely során szobahőmérsékleten spinszelep elrendezésben nem-lokális mérésekkel vizsgáltam a spintranszportot a heteroszerkezetben. A méréseket a Chalmers Műszaki Egyetem végeztem, Saroj Dash csoportjában, Kovács-Krausz Zoltán segítségével.

A dolgozat felépítése a következő: először ismertetem a mérésekhez szükséges kísérleti és elméleti háttérrel, majd a mintakészítés menetét. A dolgozat második felében ismertetem a nem-lokális mérések eredményeit és végül egy rövid kitekintéssel és diszkusszióval zárom.

2. fejezet

Kísérleti és elméleti háttér

Ebben a fejezetben ismertetni fogom a mérések megértéséhez szükséges elméleti háttérrel. Az anyagok rövid ismertetése után a spin-injektálásba adok rövid betekintést, majd áttekintem a nem-lokális spintranszport mérések elméletét. Végül röviden ismertetem a grafén karakterizálásához használt elektromos transzport mérések háttérét.

2.1. A vizsgált anyagok

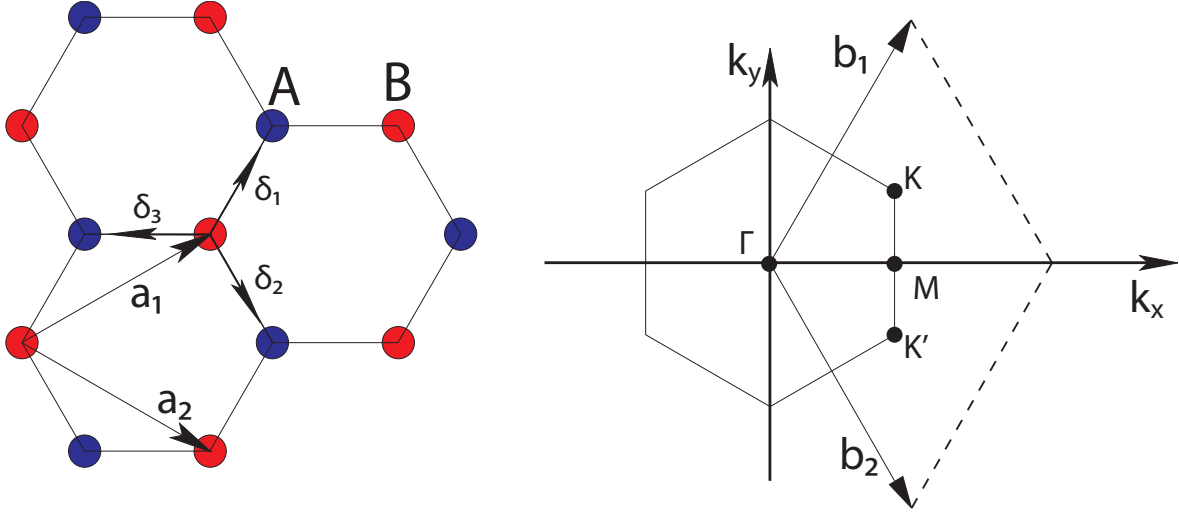
Spin injektálás, transzport valamint detektálás nem mágneses anyagokban napjainkban széles körben vizsgált terület, hogy kombináljuk a nem felejtő (non-volatile) memóriát logikai eszközökkel és integráljuk ezeket az áramköröket a jelenlegi technológiával. A spintranzisztor (Datta–Das tranzisztor) ötlete óta a spintranszport fémekben, félvezetőkben és kétdimenziós anyagokban intenzíven kutatott terület. A dolgozatom célja grafénben erősebb spin – pálya kölcsönhatást létrehozni és spin injektálást mérni benne, ezért röviden bemutatom a grafén és a BiTeBr jellemzőit.

2.1.1. Grafén

Az egyetlen atomi réteg vastag grafit monoréteg neve grafén. A grafénben a szén atomok méhsejtrácsot alkotnak (2.1. ábra) A grafén méhsejtrácsszerkezetének a stabilitásáért a szénatomok s-pályája és p-pályája között fellépő sp^2 hibridizáció felelős, melynek során egy szénatom három másik szénatommal alakít ki σ -kötést. A szomszédos szénatomok közti távolság $a = 1,42 \text{ \AA}$. A harmadik p-pálya, amely merőleges a hatszöges síkra¹ kovalens kötéssel kapcsolódik a szomszédos szénatom p_z -pályájához létrehozva a π -kötést. A p_z -pálya csak félig van betöltve, mivel csak egy elektron van rajta, így fontos szerepe van a grafén vezetési tulajdonságaiban [9, 10].

¹a továbbiakban p_z -pálya

A grafén egy 2D félfém nagy töltéshordozó mobilitással (szobahőmérsékleten meghaladhatja a $\mu = 15000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ értéket) és kis fény abszorpcióval. Ez számos felhasználási területen teszi érdekessé, mint például rugalmas elektronika területén, például a kijelzőkben a ritka elemek helyettesítésére. A mozgékony nagy töltéshordozó sűrűség mellett is magas marad, így a grafén elektromos transzportja akár μm -es skálán is ballisztikus marad [11, 12].



2.1. ábra. A grafén kristályszerkezete a baloldali ábrán látható. A kristályszerkezet \mathbf{a}_1 és \mathbf{a}_2 elemi vektorokkal jellemezhető. Az elemi cella két bázisatomból áll, amik az ábrán piros és kék színű körökkel vannak jelölve. A jobboldali ábrán látható a grafén Brillouin-zónája a nevezetes pontokkal feltüntetve [7].

A primitív bázisvektorok (2.1. ábra)

$$\mathbf{a}_1 = \frac{a}{2} (3, \sqrt{3}) \quad \mathbf{a}_2 = \frac{a}{2} (3, -\sqrt{3})$$

valamint a reciprokrács bázisvektorai ($\mathbf{a}_i \mathbf{b}_j = 2\pi \delta_{ij}$)

$$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{3a} (1, \sqrt{3}) \quad \mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{3a} (1, -\sqrt{3}).$$

A grafén sáv szerkezetét először Wallace számolta ki 1947-ben szoros kötésű közelítéssel [13]. A számolás menete a következő. A π -sáv meghatározásához a

$$H\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E(\mathbf{k})\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

Schrödinger-egyenletet kell megoldani, ahol H a Hamilton-operátor, $E(\mathbf{k})$ adott saját energia \mathbf{k} hullámszámvektor mellett és $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ kétkomponensű hullámfüggvény, ami két Bloch-függvény

$$\Phi_j(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{R}_j}^N e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}_{A,B}} \phi_j(\mathbf{r} - \mathbf{R}) \quad (2.2)$$

szuperpozíciójaként áll elő tekintettel a két bázisatomra ($j = 1, 2$), ahol $\phi_j(\mathbf{r} - \mathbf{R})$ az atomi hullámfüggvények.

Ha csak az első szomszéd kölcsönhatásokat vesszük figyelembe és az energiasajátérték számolásakor elhanyagoljuk az átfedési integrálokat, akkor a Hamilton-operátort a következő alakban írhatjuk fel:

$$H(\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} \epsilon_0 & -\gamma_0 f(\mathbf{k}) \\ -\gamma_0 f^*(\mathbf{k}) & \epsilon_0 \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

ahol $\epsilon_0 = \langle \phi_j(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j) | H | \phi_j(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j) \rangle$ a p_z állapothoz tartozó energiaszint, $\gamma_0 = -\langle \phi_A(\mathbf{r} - \mathbf{R}_A) | H | \phi_B(\mathbf{r} - \mathbf{R}_B) \rangle$ az átugrási (hopping) integrál és

$$f(\mathbf{k}) = \sum_{\delta_j} e^{i\mathbf{k}\delta_j} = e^{-ik_x a} \left[1 + 2e^{i\frac{3k_x a}{2}} \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2} k_y a\right) \right]. \quad (2.4)$$

A grafén diszperziós relációja $H(\mathbf{k})$ sajátértékeiből

$$E_{\pm}(\mathbf{k}) = \epsilon_0 \pm |\gamma_0| \sqrt{3 + 2 \cos(\mathbf{k}\mathbf{a}_1) + 2 \cos(\mathbf{k}\mathbf{a}_2) + 2 \cos(\mathbf{k}(\mathbf{a}_1 - \mathbf{a}_2))}. \quad (2.5)$$

A diszperziós reláció értéke a \mathbf{K} és \mathbf{K}' pontokban $E_{\pm}(\mathbf{k}) = \epsilon_0$. Ezekben a pontokban az $E_-(\mathbf{k})$ és $E_+(\mathbf{k})$ keresztezi egymást. Ezeket a pontokat Dirac-pontoknak nevezzük, valamint „völgyek”-ként is hivatkozunk rájuk. A grafénben vegyérték sáv is és a vezetési sáv is részben $E_+(\mathbf{k})$ -ból és $E_-(\mathbf{k})$ -ből származik.

A diszperziós relációt a \mathbf{K} és \mathbf{K}' Dirac-pontok körül sorba fejtve, bevezetve $\mathbf{q} = \mathbf{K} - \mathbf{k}$ a \mathbf{K} Dirac-pontoktól való eltérést és ϵ_0 -t választva az energia null-szintjének:

$$E_{\pm}(\mathbf{q}) = \pm \hbar v_F |\mathbf{q}|, \quad (2.6)$$

ahol $v_F = \frac{|\hbar|3a}{2\hbar} \approx 10^6$ m/s a Fermi-sebesség. A diszperziós reláció kúpos alakú, az energia \mathbf{q} hullámszámvektortól lineárisan függ. Az alacsony energiájú Hamilton-operátor

$$H_{\xi} = \hbar v_F \begin{pmatrix} 0 & \xi q_x - i q_y \\ \xi q_x + i q_y & 0 \end{pmatrix} = \hbar v_F \boldsymbol{\sigma} \mathbf{q}_{\xi}, \quad (2.7)$$

ahol $\xi = \pm 1$ a \mathbf{K} és \mathbf{K}' pontokra utal, $\boldsymbol{\sigma}$ komponensei a Pauli-mátrixok és $\mathbf{q}_{\xi} = \xi q_x + q_y$. A Hamiltoni olyan alakú, mint az $1/2$ spinű részecske ultra relativisztikus határesetére (vesd össze 2.31 és 2.35). A $\boldsymbol{\sigma}$ a részecske spinjéhez hasonló, amit pszeudospinnek nevezünk, amely azt jelzi, hogy a melyik bázis atomnál található a kvázi-részecske. Mivel a \mathbf{K} és \mathbf{K}' pontokban az energia sajátértékek megegyeznek, a Hamilton-operátor \mathbf{K} és \mathbf{K}' pontok körül degenerált (*valley degeneration*) [9, 14].

A (2.6) alapján a grafénnek nincs tiltott sávja, valamint a diszperziós reláció li-

néaris, melyek lehetővé teszik, hogy zökkenőmentesen szabályozzuk a töltéshordozó koncentrációt elektron és lyuk vezetés között kapufeszültséggel (2.5. fejezet). Továbbá a spin-pálya kölcsönhatás és a hiperfinom kölcsönhatás elhanyagolható a grafénben, amely nano- és akár mikroszekundumos spin élettartamot is megenged elméletileg [15].

A grafénben az állapotsűrűség a következőképp számolható:

$$g_{2D}(\epsilon)d\epsilon = g \frac{d^2k}{(2\pi)^2} = g \frac{2\pi k dk}{(2\pi)^2}, \quad (2.8)$$

ahol $g_{2D}(\epsilon)$ az állapotsűrűség, $g = 4$ degenerációs faktor a spindegenerációból és \mathbf{K} és \mathbf{K}' degenerációból. (2.8) és (2.6) összefüggésekből az állapotsűrűség

$$g_{2D}(\epsilon) = \frac{g}{2\pi} k \frac{1}{\frac{d\epsilon}{dk}} = \frac{g}{2\pi} \frac{|\epsilon|}{\hbar^2 v_F^2} = \frac{2}{\pi} \frac{|\epsilon|}{\hbar^2 v_F^2}. \quad (2.9)$$

A grafénben az elektronsűrűség

$$n_e(\mu) = \int_0^\infty d\epsilon g_{2D}(\epsilon) f(\epsilon) = \frac{2}{\pi \hbar^2 v_F^2} \int_0^\infty d\epsilon \frac{\epsilon}{1 + e^{\frac{\epsilon - \mu}{k_B T}}} = \frac{2(k_B T)^2}{\pi \hbar^2 v_F^2} \int_0^\infty du \frac{u}{1 + e^{u - \frac{\mu}{k_B T}}}, \quad (2.10)$$

ahol $f(\epsilon)$ a Fermi-függvény, μ a kémiai potenciál, T a hőmérséklet és k_B a Boltzmann-állandó. Az utolsó egyenlőségénél az integrál megoldása másodrendű polilogaritmus függvény (Li), melynek definíciója hatványsor alakban

$$Li_s(z) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{z^k}{k^s}, \quad (2.11)$$

melyet felhasználva az elektronsűrűség

$$n_e(\mu) = -\frac{2}{\pi} \left(\frac{k_B T}{\hbar v_F} \right)^2 \cdot Li_2 \left(-e^{\frac{\mu}{k_B T}} \right). \quad (2.12)$$

A lyukak sűrűsége is hasonló alakú [16]

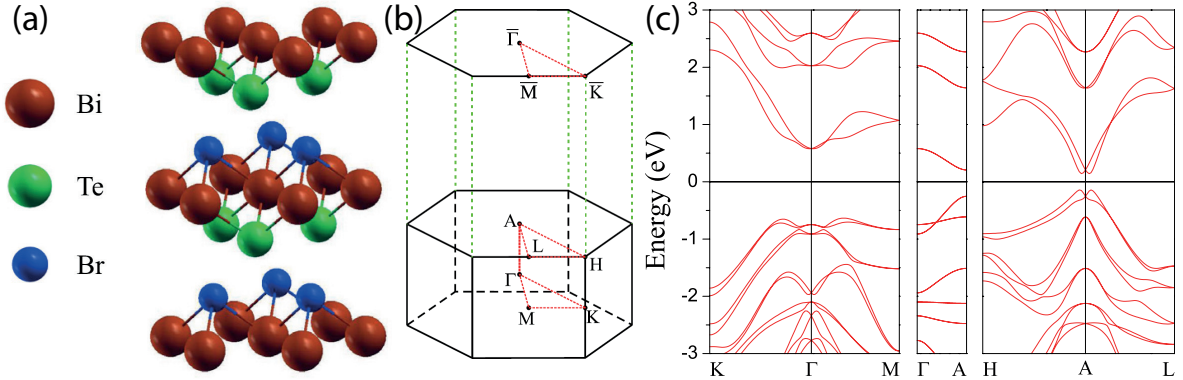
$$n_h(\mu) = -\frac{2}{\pi} \left(\frac{k_B T}{\hbar v_F} \right)^2 \cdot Li_2 \left(-e^{\frac{-\mu}{k_B T}} \right) = n_e(-\mu). \quad (2.13)$$

2.1.2. BiTeBr

A bizmut-tellúr-bromid (BiTeBr) a bizmut-tellúr-halogenidek BiTeX ($X = \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$) családjába tartozik. Kristályszekezete réteges, bizmut, tellúr és bróm rétegek váltják egymást a 2.2/a. ábrán látható módon. Tércsoportja $P3m1$. A rétegekre merőleges tengely² mentén C_{3v} szimmetriával rendelkezik, valamint a z-tengely mentén a különböző

²z-tengely

rétegek a sorrendje miatt nincs inverziós szimmetriája. Rácsállandója a z-tegely mentén $c = 6,487 \text{ \AA}$, a laterális irányokban $a = 4,2662 \text{ \AA}$. Egy BiTeBr monorétegben bizmut és a tellúr rétegek együtt egy pozitív töltésű $(\text{BiTe})^+$ kettős réteget alkotnak, ehhez kapcsolódik ionosan a negatív töltésű Br^- réteg a bizmut réteg felől, amely miatt a BiTeBr poláros kristály, a z-tengely mentén poláros. A tellúr és bróm rétegek között másodlagos vdW-erők lépnek fel, ami miatt elméletileg hasítható, tehát BiTeBr vékony réteg állítható elő. [17].



2.2. ábra. A BiTeI alapvető tulajdonságai. (a) a kristályszerkezete, (b) a Brillouin-zónája, (c) a számított elektron-sávszerkezete. [18]

A BiTeBr azért különleges anyag, mivel gigantikus méretű tömbi eredetű Rashba-féle spin felhasadással bír, hasonlóan a BiTeI-hez, melyet spin és szög felbontásos fotoemissziós-spektroszkópiával (SRARPES) fedeztek fel [19, 20]. A Rashba-effektus lényege, hogy olyan kondenzált anyagi rendszerekben (például felületi ötvözetek, heteroszerkezetek, BiTeBr), amelyekben sérül az inverziós szimmetria a spin-pálya kölcsönhatás feloldja a Bloch állapotok spin degenerációját [21].

A BiTeX erős spin-pálya kölcsönhatása több feltétel együttes teljesülésének eredménye. Ezek a feltételek tömbi anyagokban a következők. Az első feltétel, hogy nagy legyen a spin-pálya kölcsönhatás egy olyan rendszerben, amiben sérül az inverziós szimmetria. A második feltétel, hogy keskeny legyen a tiltott sáv. A harmadik és egyben az utolsó feltétel, hogy a valenciasáv tetejének és a vezetési sáv aljának azonos legyen a szimmetriája. Ezek a feltételek teljesülnek a BiTeBr-ban: a BiTeBr-ban a nagy spin-pálya kölcsönhatás, mely főleg a Bi atomokból származik, mivel a Bi nehéz elem, és a spin-pálya kölcsönhatás erőssége az atomokban a rendszámmal nő. A spin-pálya kölcsönhatás letolja az alsó vezetési sávot a Fermi-szint közelébe, amely miatt keskeny a tiltott sáv. A harmadik feltétel azért teljesül, mert az ionos kötés miatt felépő negatív kristálytérben a p-állapotok úgy hasadnak fel, hogy a valencia sáv teteje és a vezetési sáv alja is p_z -állapotú [22].

A BiTeBr első-elvű (ab-initio) számításokkal meghatározott sávszerkezete a 2.2/c. ábrán látható. A Fermi-szint felett elhelyezkedő vezetési sávokért főleg a Bi 6p-állapotai

felelősek. A Fermi-szint alatt a valenciasávok főként a Te és Br 5p-állapotaiból származnak. A 2.2/c. ábrán látható, hogy a valenciasáv teteje és a vezetési sáv alja felhasadnak két ellentétes spinű állapotra. A felhasadás mértékét a hullámszámeltolás ($k_0 = \pm 0,043 \text{ \AA}^{-1}$), a Rashba-energia ($E_R = 42 \text{ meV}$), és a Rashba-paraméter (α_R) jellemzi. A Rashba-energiát a felhasadt két vezetési sáv keresztezési pontjához tartozó energia és a vezetési sáv minimumához tartozó energia különbségéből határozható meg [20, 18].

A BiTeBr-ban a Fermi-szint közelében az elektronokat kétdimenziós elektrongázként közelítve az elektronok Hamilton-operátora

$$H = H_0 + \frac{\hbar}{4m^2c^2} \boldsymbol{\sigma} (\nabla V \times \mathbf{p}) \mathbf{e}_z \approx \frac{\mathbf{p}^2}{2m^*} + \alpha_R (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}) \mathbf{e}_z,$$

ahol a második tag a spin-pálya kölcsönhatásból származik, m^* az elektron effektív tömege, $\alpha_R (\propto \nabla V \times E_z)$ a Rashba-paraméter, $\boldsymbol{\sigma}$ a Pauli-vektor. A Rashba-effektusból származó energia $E_R = \pm \alpha_R |\mathbf{k}|$, ahol a Rashba-paraméter $\alpha_R \approx 2 \text{ eV \AA}^{-1}$.

Ez a $\alpha_R \approx 2 \text{ eV \AA}^{-1}$ érték viszonylag nagy más anyagokhoz képest. Összehasonlításképpen például a BiTeI Rashba-paramétere $\alpha_R = 3,8 \text{ eV \AA}^{-1}$, a második jelenleg ismert legnagyobb Rashba-paramétere az ezüstfelületre párologtatott Bi felületi ötvözetnek van ($\alpha_R = 3,05 \text{ eV \AA}^{-1}$). Az arany felületén $\alpha_R = 0,33 \text{ eV \AA}^{-1}$ és bizmut felületén $\alpha_R = 0,55 \text{ eV \AA}^{-1}$. A BiTeX-eket a nagy Rashba-paramétere miatt szokták óriás Rashba-effektussal bíró anyagoknak is hívni [19, 20].

A BiTeBr kristály egyik végén Te, a másik végén Br réteg van. Ezek a felületek makroszkopikusan homogénnek tekinthetők, viszont atomi méretekben felületi rácshibák és szennyezők jelennek meg a felületén. A BiTeBr kristály használata heteroszerkezetekben feltehetően előnyösebb, mint a BiTeI a kisebb a Rashba-paramétere ellenére is, mivel a BiTeI kristály felületén Te és I atomokból álló kevert réteg alakul ki a kristály rétegződési hibái miatt. Ebben a kevert rétegben a Te és I atomok poláros doménekbe rendeződnek, melyek átlagos mérete körülbeül 100 nm [23]. Ezek a domének egyenlő számban helyezkednek el a felületen, ami miatt a BiTeI hatása a heteroszerkezetekben kiátlagolóhat [24]. A BiTeBr felületén akár 1 mm nagyságú is lehet egy domain mérete [25], így a heteroszerkezetekben használt BiTeBr rétegek felülete, melyek néhány μm átmérőjűek eltekintve az atomi lépcsőktől, feltehetően egyetlen doménből állnak.

2.2. Spintronika alapok

A mágnesség a párosítatlan spinű elektronokból ered az anyagban. Egy ferromágneses anyagban (FM), pl. Fe, Co, Ni a 3d pályák nincsenek teljesen betöltve, így az elektronok a Hund-szabályoknak és a Pauli-elvnek megfelelően rendeződnek. A párhuzamos (triplet) és anti-párhuzamos (singlet) spinbeállítás energia különbsége a *kicse-*

rélődési energia. Ha a spinek párhuzamos rendeződése során a kicserélődési energia származéka nagyobb, mint a kinetikus energia növekedése, akkor az anyagot ferromágnesnek nevezzük, és spinek spontán rendeződnek (spontán szimmetria sértés), amely véges mágnesezettséget eredményez termikus egyensúlyban a Curie-hőmérséklet alatt. A ferromágnesség egyszerű modellje a Stoner-modell, mely a Hubbard-modell átlagtér közelítése, mely során feltesszük, hogy az anyag mágnesezettsége homogén, és így a spinfüggő egyrészecskés energia

$$\epsilon_\xi(\mathbf{k}) = \epsilon(\mathbf{k}) \mp U \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow}, \quad (2.14)$$

ahol $\epsilon(\mathbf{k})$ az egyrészecskés energia spinfüggetlen része, U a kicserélődési energia, és N_\uparrow a fel-spinű elektronok száma (és N_\downarrow a le-spinű elektronok száma) az anyagban [26]. A kifejezésen jól látható, hogy az energianívók ellentétesen tolódnak el egymáshoz képest. Mivel az állapotok mindkét alsávban a kémiai potenciálig töltődnek be így több lesz a fel-spinek³ száma a Fermi-szint alatt, mint a le-spineké ($N_\uparrow > N_\downarrow$). Az összelektron-szám a Fermi-szint alatt $N = N_\uparrow + N_\downarrow$. Ezzel a jelöléssel az anyag mágnesezettsége

$$M = \mu_B (N_\uparrow - N_\downarrow), \quad (2.15)$$

ahol $\mu_B = e\hbar/2m_e$ a Bohr-magneton, e az elemi töltés és m_e az elektron tömege. Az *állapotsűrűség*, amely megadja az adott energián elérhető állapotok számát egységnyi térfogatra

$$g_\xi(E) := \frac{1}{V_d} \sum_{\alpha, \mathbf{k}} \delta(E - E_\alpha(\mathbf{k})) = \sum_{\alpha} \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \delta(E - E_\alpha(\mathbf{k})), \quad (2.16)$$

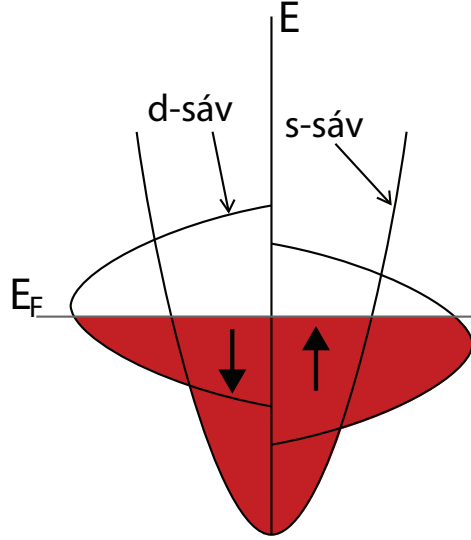
ahol V_d a d dimenziós térfogat, α a sávindex, \mathbf{k} a hullámszám vektor és $\xi(=\uparrow$ vagy $\downarrow)$ a spin index. Az állapotsűrűséggel definiálható a FM belső spin polarizációja:

$$P = \frac{(g_\uparrow - g_\downarrow)}{(g_\uparrow + g_\downarrow)} \quad (2.17)$$

A ferromágneses anyagokban a Bloch-Boltzmann elmélet alapján az elektromos áramot felbonthatjuk a két különböző spinű töltéshordozók áramára $j = j_\uparrow + j_\downarrow$. A többi fizikai mennyiség is hasonlóan spinfüggő, a teljes fajlagos vezetőképesség a két spin fajlagos vezetőképességének összege ($\sigma = \sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow$). Ebben a leírásmódban az *áram polarizációja* [27]

$$P_j = \frac{(\sigma_\uparrow - \sigma_\downarrow)}{(\sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow)}. \quad (2.18)$$

³A továbbiakban a fel-spinű részecskék alatt a többségi spineket értem.



2.3. ábra. Az állapotsűrűség (g) spin szerinti felhasadása ferromágneses anyagokban a kicserélődési kölcsönhatás miatt.

A spinfüggő fajlagos vezetőképességeket az Einstein-relációval ki lehet fejezni

$$\sigma_\xi = e^2 g_\xi D_\xi \quad \text{és} \quad D_\xi = \frac{1}{d} v_{F\xi} l_\xi, \quad (2.19)$$

ahol D a *diffúziós együttható*, ξ a spin index, d a dimenzió, v_F a Fermi-sebesség és l az elektron közepes szabad úthossza [28]. A szakirodalomban spin polarizációra (P) gyakran a β és γ jelölést használják megkülönböztetve a belső és a felületi polarizációt.

A ferromágnes és nem mágneses (NM) anyag határfelületén a spinfüggő vezetőképességet (G_s) a határátmenet spinfüggő ellenállásának (R_s) segítségével definiálhatjuk, mint $G_s = R_s^{-1}$ [29].

2.2.1. Elektromos spin injektálás és detektálás

A nem mágneses anyagban (NM) a fel- és le-spinű töltéshordozók vezetőképessége megegyezik. Azonban, ha egy ferromágneses anyagon keresztül (ferromágneses kontaktuson) folytatunk áramot a NM anyagba, akkor a töltéshordozókkal együtt spint és így mágnesezettséget is injektálunk, más szóval elektromos spin injektálást hajtunk végre, amely által nem-egyensúlyi spin-sűrűséget idézünk elő egy nem mágneses anyagban egy ferromágneses kontaktus segítségével. A létrejövő mágnesezettség az új anyagban a *spinfelhalmozódás*, melyet a fel- és le-spinelek elektrokémiai potenciál különbségével definiáljuk

$$\mu_s = \mu_\uparrow - \mu_\downarrow. \quad (2.20)$$

Mértékét az összspin injektálási ráta és a spin-átfordulási ráta egyensúlya határozza meg. A spin diffúzió miatt a spin felhalmozódás nem csak a határfelületre korlátozódik, hanem a FM és NM régiókban is megjelenik. A spinfelhalmozódás exponenciálisan

lecseng a FM/NM határfelületről a távolság függvényében a spin relaxációs folyamatok miatt az anyagban (lásd 2.3. fejezet), melynek karakterisztikus méretskálája a *spin diffúziós hossz* (λ_s).

A spinfüggő töltésáram sűrűség a diffúziós tartományban a drift áram és a diffúziós áram összegeként írható fel

$$j_\xi = \sigma_\xi \mathbf{E} - eD\nabla\delta n_\xi = -\frac{\sigma_\xi}{e} \left(e\nabla\Phi_e + \frac{\nabla\delta n_\xi}{g_\xi(E_F)} \right) = -\frac{\sigma_\xi}{e} \nabla\mu_\xi, \quad (2.21)$$

ahol $\mathbf{E} = -\nabla\Phi_e$ az elektromos térerősség vektor, Φ_e az elektromos potenciál, δn_ξ a nem-egyensúlyi elektronsűrűség ξ spinre és $\mu_\xi = \mu_\xi^{chem} + e\Phi_s$ az elektrokémiai potenciál, amely az egyensúlyi energiától való eltérés (kémiai potenciál) és az elektrosztatikus potenciál összege. A második egyenlőségénél kihasználtam az Einstein-relációt (2.19).

Stacionárius esetben a kontinuitási egyenlet a spin szórási folyamatai miatt

$$\nabla j_\xi = \pm e \left(-\frac{\delta n_\uparrow}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{\delta n_\downarrow}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \right), \quad (2.22)$$

ahol $+$ a $\xi = \uparrow$ spinekre ($-$ a $\xi = \downarrow$ spinekre) és $\tau_{\xi\xi'}$ az átlagos spin szórási idő ξ spinből ξ' spinbe. A kontinuitási egyenletből következik, hogy a teljes áram állandó ($\nabla j = j_\uparrow + j_\downarrow = 0$) és a spin polarizált áram helyfüggő ($j_s = j_\uparrow - j_\downarrow$). Termikus egyensúlyban az összspin átfordulás nulla ($g_\uparrow/\tau_{\uparrow\downarrow} = g_\downarrow/\tau_{\downarrow\uparrow}$) (részletes egyensúly elve). A részletes egyensúly elvét felhasználva és a (2.21) és a (2.22) egyenletekből következik, hogy μ_ξ kielégíti a diffúziós egyenletet [30, 31, 32]

$$\nabla^2 \mu_s = \frac{\mu_s}{\lambda_s^2}, \quad (2.23)$$

ahol $\lambda_s = \sqrt{D\tau_{sf}}$ a spin diffúziós hossz, $\tau_s = (\tau_{\downarrow\uparrow}^{-1} + \tau_{\uparrow\downarrow}^{-1})^{-1}$ a spin élettartama⁴ és $D_s = \frac{D_\uparrow D_\downarrow (g_\uparrow + g_\downarrow)}{g_\uparrow D_\uparrow + g_\downarrow D_\downarrow}$ az átlagos spin diffúziós állandó. Általános megoldása

$$\mu_s = \tilde{a}e^{-x/\lambda_s} + \tilde{b}e^{x/\lambda_s}, \quad (2.24)$$

ahol \tilde{a} és \tilde{b} illesztési paraméterek. Felhasználva, hogy a töltésáram megmarad és a (2.21) egyenletet a kémiai potenciál mindkét spinre meghatározható

$$\mu_\xi = a + bx \pm \frac{c}{\sigma_\xi} e^{-x/\lambda_s} \pm \frac{d}{\sigma_\xi} e^{x/\lambda_s}, \quad (2.25)$$

ahol a , b , c és d illesztési paraméterek. Ez alapján a kémiai potenciál, és így a spin polarizáció exponenciálisan csökken a határfelületről távolodva, tehát az injektáló kon-

⁴Egy másik a szakirodalomban használt konvenció a kétszeresével definiálni a spinélettartamot $\tau_s = 2(\tau_{\downarrow\uparrow}^{-1} + \tau_{\uparrow\downarrow}^{-1})^{-1}$.

taktustól távolodva exponenciálisan cseng le a spinpolarizáció.

2.2.2. A vezetőképességi eltérés és az alagútátmenet szerepe

A FM/NM határfelületén a spinfelhalmozódás

$$\mu_s = e(V^\uparrow - V^\downarrow) = eIP_i R_{NM} = eI\gamma_i R_{NM}, \quad (2.26)$$

ahol I az határfelületen átmenő áram, γ_i a felületi spinpolarizáció, tehát a spininjektálás hatékonysága és

$$R_{NM} = \frac{\lambda_{s,NM}}{\sigma_{NM}A} = R_\square \frac{\lambda_{s,NM}}{W} \quad (2.27)$$

a nem mágneses anyag effektív ellenállása, melyet *spin ellenállásnak* is hívják, ahol R_\square a négyzetes ellenállás és W a nem mágneses csatorna szélessége. A spininjektálás hatékonysága [33]:

$$\gamma_i = \frac{R_{FM}\beta_{FM} + R_C\gamma_C}{R_{FM} + R_C + R_{NM}}, \quad (2.28)$$

ahol $R_{FM,NM,C}$ a ferromágnes, a normál anyag és a kontaktus effektív ellenállása, β_{FM} a ferromágnes belső polarizációja és γ_C a kontaktus polarizációja. Az effektív ellenállások függvényében két határesetre van:

$$\gamma_i = \begin{cases} \frac{R_{FM}\beta_{FM}}{R_{FM}+R_{NM}} & R_C \ll R_{FM}, R_{NM} \rightarrow \text{transzparens kontaktus} \\ \gamma_c & R_C \gg R_{FM}, R_{NM} \rightarrow \text{alagútkontaktus} \end{cases} \quad (2.29)$$

Transzparens kontaktus esetén a R_{FM}/R_{NM} arány határozza meg a spininjektálás hatékonyságát. Ha $R_{FM} \sim R_{NM}$ akkor nagy $\gamma_i \simeq \beta_{FM}$ spinpolarizáció érhető el. Azonban ha $R_{FM} \ll R_{NM}$, például félvezetők és grafén esetén, akkor a spininjektálás hatékonysága alacsony $\gamma_i \simeq \frac{R_{FM}}{R_{NM}}\beta_{FM}$. Ez a vezetőképesség illesztés problémája.

Nagy ellenállású kontaktus esetén (pl. alagútkontaktus) a spininjektálást γ_C adja meg, amely nagy lehet. Ebben az esetben a kontaktus spinszűrűként működik, mely a kontaktus spinfüggő ellenállásától és a FM spinfüggő állapotsűrűségétől függ. FM/I/NM határfelületnél az alagútáram a FM betöltött állapotai és a NM anyag üres állapotai konvolúciójától függ a meghajtó feszültség ablakában. A FM betöltött állapotai a Fermi-szintnél lévő állapotsűrűségtől $g_\xi(\epsilon_F)$ függ, ami spinfüggő, ennek következtében spinfüggő az alagútáram. Emiatt egy alagútátmenet a FM és NM anyagok között nagy spinpolarizációt és spinfelhalmozódást tesz lehetővé a NM anyagban. [34]

Grafén esetén a $R_{FM} \ll R_{NM}$ feltétel majdnem mindig teljesül. Ekkor az átlagos kontaktus ellenállás R_b és az alagútátmenet spinpolarizációja karakterizálja a spinfüggő kontaktus ellenállást

$$R_\xi = 2(1 \pm \gamma_i)R_b. \quad (2.30)$$

2.3. Spin szórási mechanizmusok

A spinek bármilyen anyagban véges élettartamúak a spin – pálya kölcsönhatás (SOI) és a hiperfinom kölcsönhatás miatt. A két fő mechanizmus, ami a spinrelaxációhoz járul hozzá a SOI miatt az Elliott-Yafet (EY) és a D'yakonov-Perel (DP) mechanizmus.

A spin – pálya kölcsönhatás

A spin a részecskék alapvető kvantummechanikai tulajdonsága, melynek létezését a Stern–Gerlach-kísélet bizonyította be 1922-ben. A feles spinű részecskéket pl. az elektront a Dirac-egyenlet (2.31) (és az abból származtatott Dirac-mezők) segítségével írhatjuk le

$$(i\hbar\partial - mc)\psi = (i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu - mc)\psi = 0, \quad (2.31)$$

ahol i a képzetes egység, $\hbar = h/2\pi$ a redukált Planck-állandó, γ^μ Dirac-mátrixok, ∂_μ a négyes derivált, m a fermion tömege és c a fénysebesség. Megoldásai négykomponensű hullámfüggvények (bispinorok). Szabad esetben az egyenlet megoldása felbontható pozitív és negatív frekvenciájú spinorokra. A fermion saját koordináta rendszerében ($p = (mc, \mathbf{0})$) a Dirac-egyenlet a következő alakot ölti, ha behelyettesítjük a pozitív frekvenciájú síkhullám megoldást ($\psi(x) = u(p)e^{-ip^\mu x_\mu/\hbar}$)

$$(\gamma^\mu p_\mu - mc)\psi = (\gamma^0 - 1)u(m, \mathbf{0}), \quad (2.32)$$

amelynek 2 független megoldását a következő alakban írhatjuk

$$u(\mathbf{p} = 0, \boldsymbol{\xi} = +\frac{1}{2}) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad u(\mathbf{p} = 0, \boldsymbol{\xi} = -\frac{1}{2}) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.33)$$

ahol $\boldsymbol{\xi}$ a spin z irányú vetülete és a feles értéke a Dirac-spinor transzformációs tulajdonságaiból következik. A Dirac-egyenlet másik két negatív frekvenciás megoldását a $(\gamma^0 + 1)v(m, \mathbf{0})$ egyenletből kapjuk, melyek antirészecskékhez tartoznak. [35, 36]

A spin – pálya kölcsönhatás egy relativisztikus energiakorrekció a Schrödinger-egyenlethez. Külső mágneses tér esetén a Dirac-egyenletbe (2.31) a kannonikus impulzus helyett a kinetikus impulzust írjuk a minimális csatolás (minimal coupling) elve alapján

$$(i\hbar\partial - q\mathbf{A} - mc)\psi = [\gamma^\mu (i\hbar\partial_\mu - qA_\mu(x)) - mc]\psi(x) = 0, \quad (2.34)$$

ahol q a fermion töltése és $A_\mu = (\phi/c, -\mathbf{A})$ a négyes vektorpotenciál. A (2.34) egyenlet

a $-c\gamma^0$ -lal való szorzás után felírható a

$$i\hbar\partial_t\psi = [c\gamma^0\gamma^i(p_i - qA_i) + q\phi + \gamma^0mc^2]\psi \quad (2.35)$$

alakban, melynek megoldását a $\psi = \psi(\mathbf{x})e^{-iEt/\hbar}$ alakban keresve a stacionárius Dirac-egyenlethez jutunk. Ha a megoldást két részre osztjuk, akkor a (2.35) egyenlet

$$\begin{pmatrix} E - mc^2 - q\phi & -c\sigma^i(p_i - qA_i) \\ -c\sigma^i(p_i - qA_i) & E + mc^2 - q\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi \\ \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

alakban írható, ahol σ^i a Pauli-mátrixok, χ és φ az ún. nagy- és kiskomponens. A kiskomponens kifejezhető az alsó egyenletből. Ezt sorfejtve v/c szerint nulladrendben a Pauli-Schrödinger-egyenlethez jutunk

$$\left(\frac{(\mathbf{p} - q\mathbf{A})^2}{2m} + q\phi - \frac{\hbar q}{2m} \mathbf{B}\boldsymbol{\sigma} \right) \chi = (E - mc^2)\chi. \quad (2.37)$$

Magasabb rendben sorfejtve további korrekciók lépnek fel a Schrödinger-egyenlethez, köztük a spin-pálya kölcsönhatás

$$H_{sp} = \frac{\hbar}{4m^2c^2} \boldsymbol{\sigma} [\nabla(q\phi) \times (\mathbf{p} - q\mathbf{A})], \quad (2.38)$$

mely a nevét onnan kapta, hogy zérus mágneses térben centrális potenciál esetén felírható a

$$H_{sp} = \frac{1}{2m^2c^2r} \frac{d(q\phi)}{dr} \mathbf{S}\mathbf{L} \quad (2.39)$$

alakban, ahol $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ az impulzuszórátor és $\mathbf{S} = \hbar/2\boldsymbol{\sigma}$ a spin órátor. [37, 38]

A spin-pálya kölcsönhatás kváziklasszikusan a következőképpen értelmezhető: egy elektromos térben mozgó elektron egy $\mathbf{B} = -\gamma(\mathbf{v} \times \mathbf{E})/c^2$ effektív mágneses teret érez, melyet beírva a Zeeman Hamiltoniba és figyelembe véve a Thomas-precesszióból származó energiát [39] is a 2.38 egyenlettel megegyező energiakorrekcióhoz jutunk.

A spin-pálya kölcsönhatásnak elsősorban nagyobb rendszámú elemek esetén ill. szilárdtestekben a kötött pályák spin-pálya $j = l \pm \frac{1}{2}$ felhasadásában van szerepe.

2.3.1. Elliott-Yafet mechanizmus

Elliott (1954) vette észre először, hogy a vezetési elektronok spinje momentum szórással relaxálódhat, a rács ionok által indukált spin-pálya csatolásnak köszönhetően. SOI jelenlétében a Bloch-függvények nem saját állapotai a σ_z órátornak, hanem a $|\uparrow\rangle$ és a $|\downarrow\rangle$ állapotok keverékei. Csak a SIO önmagában nem vezet spin relaxációhoz, mivel a SOI azokat a különböző spinű elektronokat csatolja össze, melyek hullámszám-

vektora megegyezik, azonban a sáv eltérhet és a SIO általában sokkal kisebb, mint a sávok közötti távolságok. Azonban a SOI-t momentum szórással kombinálva, mint például fononok, szennyezők, rácshibák vagy az anyag széle, a fel- és a le-spinű állapotok csatolásához vezet, mely spinrelaxációhoz vezet (*EY mechanizmus*). A szórócentrumok miatt az elektron véges valószínűséggel szóródik át más spin állapotba. A spin átfordulás valószínűsége egyenesen arányos a szórási valószínűségével ($\tau_s \propto \tau_p$), amit az atomok tömege és a mérete határoz meg. Az EY mechanizmussal le lehet írni a spin relaxációt fémekben, a legtöbb tiszta kristályokban bizonyos mértékig. A grafénben a szén atomok könnyűek, amely miatt kicsi a SOI benne, amely miatt az EY mechanizmus nagy spin élettartamot kellene, hogy eredményezzen.

2.3.2. D'yakonov-Perel mechanizmus

D'yakonov-Perel (DP) mechanizmus írja le a spin relaxációt olyan rendszerekben, amelyekben nincs inverziós szimmetria. Két különböző atom jelenléte a Bravais-rácsban tömbi inverziós asszimmetriát eredményez (Rashba-Dresselhaussen). Beépült vagy külső elektromos mező szerkezeti inverziós asszimmetriát eredményez (Bychkov-Rashba). Mindkét eset \mathbf{E} elektromos teret eredményez, melyben a mozgó elektronok egy effektív \mathbf{k} függő mágneses teret $\mathbf{B}(\mathbf{k})$ érznek. Ha csatolás elég erős, akkor az anyagban a spineket külső mágneses térrel lehet manipulálni (Rashba-effektus). A \mathbf{k} függő mágneses térben az elektronok precesszálnak $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}) = \frac{e}{m}\mathbf{B}(\mathbf{k})$ frekvenciával, amely a momentum szórással kombinálva, melyet a momentum relaxációs idő τ_p jellemez, spin fázisvesztéshez (dephasing) vezet.

Ha $\tau_p \Omega_{av} \lesssim 1$, ahol Ω_{av} az átlagos amplitúdója a belső Larmor-frekvenciának, akkor úgy lehet tekinteni az egyes elektronokra, mint precesszáló spinekre fluktuáló mágneses térben, melynek amplitúdója és iránya véletlenszerűen változik τ_p átlagos időközrel. Az elektronok spinje $\delta\phi = \Omega_{av}\tau_p$ szöggel fordul el, mielőtt más irányba kezdene precesszálni más sebességgel. Ennek eredményeképpen a spin véletlenszerűen járja be a Bloch-gömböt, mely során a fázis változása $\phi(t) \approx \delta\phi\sqrt{t/\tau_p}$. A spin relaxációs időt $\phi(\tau_s) = 1$ -el definiálva

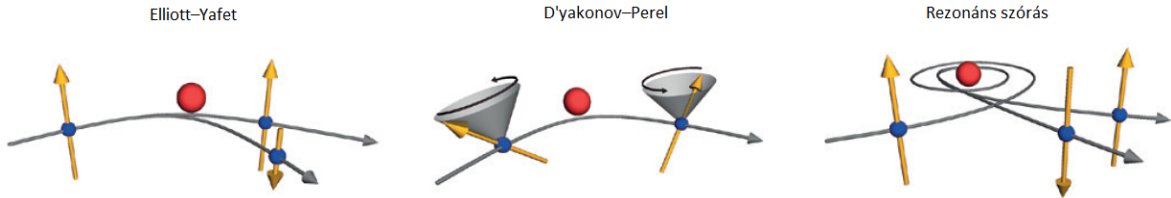
$$\frac{1}{\tau_s} = \Omega_{av}^2 \tau_p \quad (2.40)$$

adódik, mely alapján a spin relaxációs idő fordítottan arányos a momentum szabad úthosszal. A DP mechanizmus során szemben az EY mechanizmussal minél többet szóródik az elektron annál nagyobb a spin szabad úthossz.

Az inverziós asszimmetriával bíró anyagokban mindkét mechanizmus jelen van és számos tényező befolyásolja, hogy melyik dominál. [32]

2.3.3. Spinrelaxáció grafénben

A grafénben a hiperfinom kölcsönhatás elhanyagolható. A belső SOI a grafénben elméleti számítások alapján $24 - -50 \mu\text{eV}$, amely alapján mind az EY mechanizmus, mind a DP mechanizmus mikroszekundumos spinélettartamot jósol a grafénben, ami több nagyságrenddel nagyobb, mint a kísérletileg mért értékek. Az eltérés oka, valamint az, hogy a grafénben melyik az elsődleges mechanizmus jelenleg is nyitott kérdés. [40]



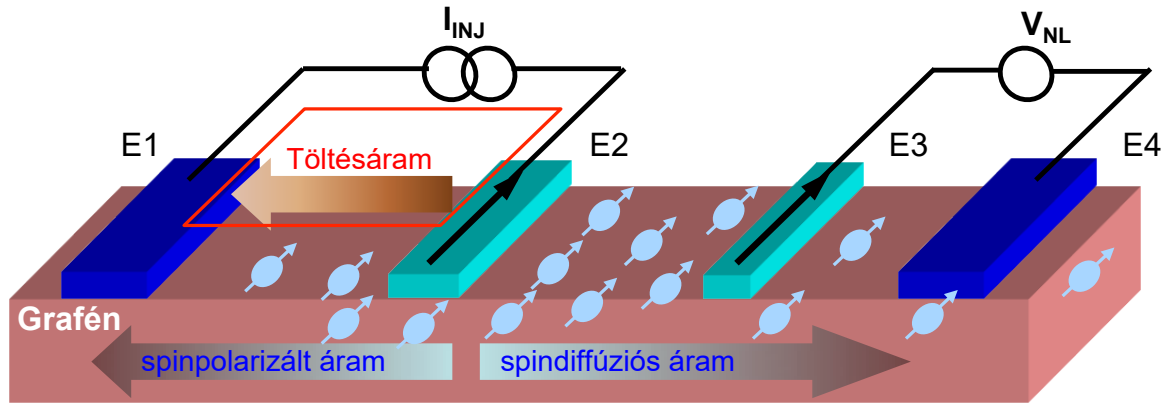
2.4. ábra. *Illusztratív ábra a 3 spinrelaxációs mechanizmusról a grafénben: Elliot–Yafet, D'yakonov–Perel és rezonáns szórás a lokális mágneses momentumokon. A kék pontok az elektronokat/lyukakat jelzik, a sárga nyilak a spinjük irányát. A piros pontok a szórócentrumokat jelölik, és a szürke kúpok a spin precessziót reprezentálják. [40]*

A grafénben a spinrelaxációban fontos szerepet játszik a mágneses momentumokon, való szóródása az elektronoknak. Bizonyos energiákon (rezonáns energiákon) a szóródó elektronok több időt töltenek el a szórócentrumok közelében, ahol precesszálnak momentumok által keltett spin-átfordító térben, ami miatt miután az elektron elhagyja a szórócentrumot egyenlő valószínűséggel lesz $|\uparrow\rangle$ és $|\downarrow\rangle$ állapotban, ennek eredményeképpen a spin-átfordulási idő lesz a spin élettartama. Emiatt már 1 ppm mágneses momentum is akár 100 ps spinélettartamot eredményez. Mágneses momentumok lehetnek mágneses szennyezők, a grafén felületére adszorbeált H-atomok valamint a rácshibák és vakanciák is mágneses momentumot eredményeznek.

2.4. Nem-lokális spintranszport mérés

Elektromosan kétféleképpen injektálhatunk spint nem mágneses (NM) anyagba lokálisan és nem-lokálisan. Lokális méréseknél közvetlenül mérjük a minta kétpont ellenállását ferromágneses elektródákkal. Az egyik elektródán injektáljuk a spin-polarizált áramot, ami a NM anyagon keresztül eljut a második elektródához. Lokális méréseknél a spin- és töltésáramot együtt mérjük, ami számos effektushoz vezet, melyek zavarják és akár el is nyomhatják a spinjelet. Ennek kiküszöbölésére kínál megoldást a nem-lokális elrendezés.

A nem-lokális méréseknél 4 kontaktust használunk (2.5). Két egymás mellett fekvő kontaktuson áramot folytatunk. Ez az injektor áramkör (az ábrán az E1-es és az E2-es kontaktusok), ahol az E2-es ferromágneses kontaktus az injektor. Az injektorból



2.5. ábra. Spin injektálás és transzport grafén spinszelepbén. Sematikus ábra nem-lokális spin transzport mérési geometriáról. A kék szimbólumok a spinpolarizált töltéshordozókat jelölik. [40]

spin-polarizált áramot injektálunk a NM anyagba, amely az injektorból mindkét irányba diffundál, mind az E1-es kontaktus felé (spináram és töltésáram), mind az E3-as kontaktus felé (spináram töltésáram nélkül). A spináramot az E3-as és az E4-es kontaktusok között mért feszültséggel detektáljuk, ahol az E3-as FM kontaktus a detektor. Ezt az elrendezést nem-lokálisnak hívjuk, mivel a feszültséget a meghajtott áramkörön kívül mérjük.

2.4.1. Spin szelep

A mért nem-lokális feszültség (V_{nl}) pozitív vagy negatív attól függően, hogy az E2-es és az E3-as kontaktus mágnesezettsége párhuzamos vagy ellentétes egymáshoz képest a 2.6. ábrán látható módon. A két beállításban mért feszültség különbsége a nem-lokális spinjel, amit ellenállássá alakíthatunk, ha leosztjuk az injektált árammal

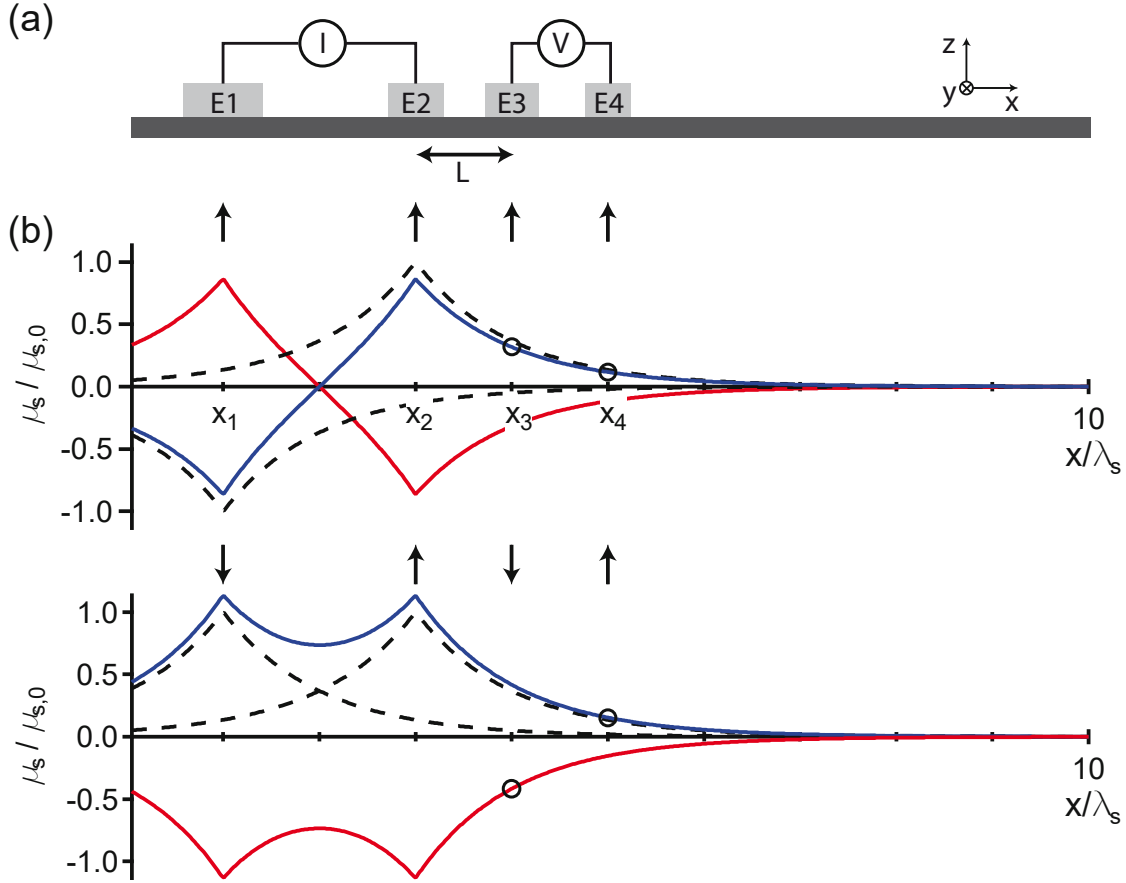
$$\Delta R_{nl} = \frac{V_{nl}^p - V_{nl}^{ap}}{I_{inj}}. \quad (2.41)$$

A nem-lokális ellenállás $R_{nl} = V_{nl}/I_{inj}$ lehet negatív és pozitív is a spinpolarizáció függvényében. Az E1-es és az E2-es kontaktus ideális esetben NM, de az én esetemben FM a mintakészítés egyszerűsítése miatt.

Az injektort $x=0$ -ban definiálva a (2.25) egyenlet megoldása

$$\mu_x i = \pm \mu_0 e^{-\frac{x}{\lambda_{NM}}}, \quad \text{ahol} \quad x \geq 0 \quad (2.42)$$

és pozitív (negatív) a $\xi = \uparrow$ ($\xi = \downarrow$) spinekre. Ha feltesszük, hogy nincs töltésáram a



2.6. ábra. Sematikus ábra nem-lokális spinszelepről. (a) 4 ferromágneses kontaktus a nem mágneses anyagon. Az injektáló és detektáló áramkörök fel vannak tüntetve. (b) Spinfelhalmozódás (μ_{\uparrow} - kék görbe és μ_{\downarrow} - piros görbe) ha minden elektróda párhuzamos (felső ábra) és ha a detektor elektróda ellentétes mágnesezettségű (alsó ábra). A fekete szaggatott vonalak az injektor és a detektor spinfelhalmozódását jelzik külön-külön. Végtelen hosszú vezetési csatornát tételezünk fel a (széleken fellépő effektusokat elhanyagoljuk). [34]

detektoron, akkor a detektált kémiai potenciál

$$\mu_{FM} = \frac{\gamma_d[\mu_{\uparrow}(L) - \mu_{\downarrow}(L)]}{2} + \frac{\mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow}}{2}. \quad (2.43)$$

A referencia (E4-es) kontaktuson is hasonló összefüggés érvényes, de ha feltesszük, hogy elég távol van, akkor az első tag elhanyagolható, és csak a második tag ad járulékot $\mu_{ref} = \frac{1}{2}(\mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow})$. A mérhető nem-lokális feszültség a detektor áramkörön

$$V_{NL} = \frac{\mu_{FM} - \mu_{ref}}{e} = \pm \frac{\gamma_i \gamma_d R_{\square} \lambda_{NM} I_{inj}}{2W} e^{-\frac{L}{\lambda_{NM}}}, \quad (2.44)$$

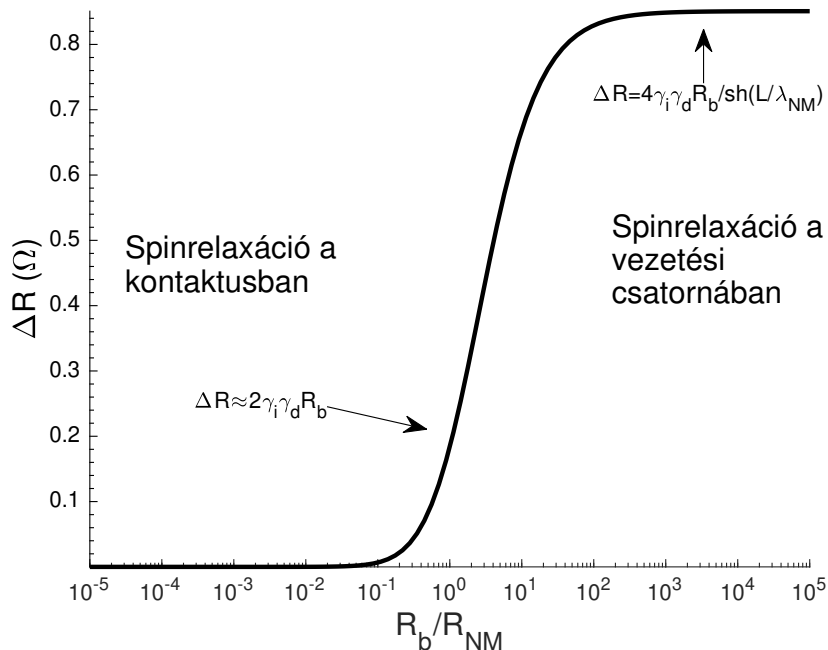
ahol γ_i az injektor polarizációja, γ_d a detektor polarizációja, L a NM szakasz hossza az injektor és a detektor között, W a szélessége, λ_{NM} a spin diffúziós hossz NM anyagban és $R_{\square} = \rho_{nm}/h$ a négyzetes ellenállás (grafénre $R_{\square} = \rho_{nm}$), ρ_{nm} a fajlagos ellenállás és h NM anyag vastagsága.

A detektált jel pozitív, ha az injektor és detektor kontaktus mágnesezettsége párhuzamos, és negatív, ha azzal ellentétes. Ezt spin-szelep jelnek is hívják. A mérése úgy történik, hogy a kontaktusokkal párhuzamos mágneses teret pásztázunk negatívból pozitív terek felé és fordítva. Egy bizonyos mágneses tér felett a kontaktus mágnesezettsége megfordul, negatív lesz a spinjel feltéve, hogy nincs háttér, ami egy ofszet feszültséget ad a feszültséget. Ez a koercitiv tér függ a kontaktus tulajdonságaitól, főként a kontaktus szélességétől, melyet megfelelően megválasztva jól láthatóvá tehető a spinjel ugrása (lásd 4.2a. és a 4.5. ábra).

A (2.44) összefüggés a $R_b \gg R_{NM}$ határesetben érvényes. Általános esetben figyelembe kell venni a kontakt ellenállást is, aminek megoldását a Boltzmann-egyenletből származtathatjuk (részletekért lásd [41]). Az általános megoldás

$$\Delta R_{nl} = \frac{4\gamma_i\gamma_d R_b}{2\text{ch}\left(\frac{L}{\lambda_{NM}}\right) + \left(\frac{R_b}{R_{NM}} + \frac{R_{NM}}{R_b}\right) \text{sh}\left(\frac{L}{\lambda_{NM}}\right)}, \quad (2.45)$$

amit a 2.7. ábrán ábrázoltam. 3 részre osztható a görbe. A baloldalon, amikor $R_b \ll (L/\lambda_{NM})R_{NM}$, tehát túl kicsi a kontakt ellenállás. Ebben a régióban nagyon kicsi a spinjel ($\Delta R \approx 2\gamma_i\gamma_d R_b^2/R_{NM}$), mivel ekkor a spinek főként a kontaktuson relaxálódnak. Ebben a tartományban a főként a kontaktusról ad információt a spinjel.



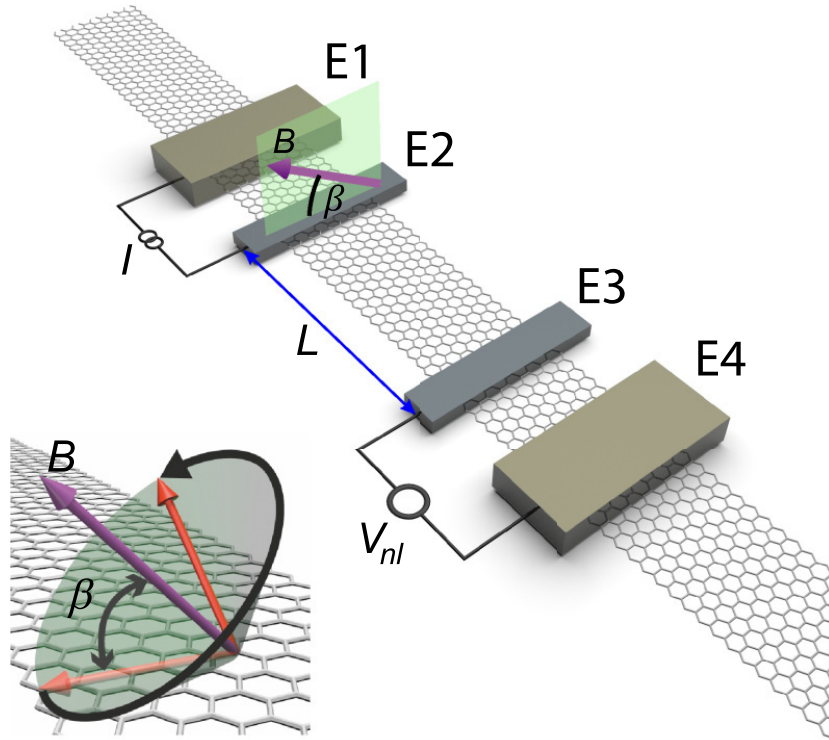
2.7. ábra. A spinjel kontaktusok átlagos ellenállásának (B_b) és a kontaktusok közötti nem mágneses vezetési csatorna ellenállásának (B_{NL}) hányadosának függvényében. A (2.45) összefüggést ábrázoltam $L/\lambda_{NM} = 1$ esetén. 3 régióra osztható fel B_0/B_{NL} szerint.

A középső tartományon, amikor $(L/\lambda_{NM})R_{NM} < R_b < (\lambda_{NM}/L)R_{NM}$ teljesül a kontakt ellenállás növelésével nő a spinjel, mivel R_b növelésével csökken a visszaszó-

ródás a kontaktusokba és nő a spinfelhalmozódás. Továbbá a spinjel nagysága a NM anyag spinrelaxációs hosszától is függ. Ebben a tartományban is főként az elektródákon történik a relaxáció, így a Hanle-mérésekből meghatározott karakterisztikus idő ebben a tartományban sem a transzport csatornát jellemzi.

A jobboldali régióban, amikor $R_b \gg (L/\lambda_{NM})R_{NM}$ a spinrelaxáció főként a vezetési csatornában történik és $\Delta R = 4\gamma_i\gamma_d R_b \text{sh}\left(\frac{L}{\lambda_{NM}}\right)$ értékhez szaturálódik a spinjel. Ebben a tartományban a spintranszport mérések főként a csatornát jellemzik. [41, 42]

2.4.2. Hanle-mérés



2.8. ábra. Sematikus ábra a Hanle-elrendezésről feltüntetve a 4 db ferromágneses kontaktust. A nem-lokális elrendezésben az áramot E1 és E2 között van injektáljuk és a nem-lokális feszültséget E3 és E4 között detektáljuk. A standard Hanle-mérés során a mágneses tér merőleges a minta síkjára, és a spin a mágneses térre merőlegesen precesszál. Az alsó sematikus ábra a ferde spinprecessziót jelzi (fekete nyíl) a mágneses térre (kék nyíl) merőleges irányban. β a mágneses tér és a minta síkja által bezárt szög. [43]

A spinrelaxációt tipikusan Hanle spin precessziós mérésekkel vizsgálják, amely az előzőleg bemutatott nem-lokális spinszelep elrendezésben történik (2.8. ábra). A Hanle-effektus során a mintát a minta síkjára merőleges mágneses térbe helyezük, amely spinprecessziót és fázisvesztést okoz a laterális csatornában. A Hanle-mérés során az injektorból a detektor felé diffundáló spinek $\omega_L = g\mu_B B_\perp/\hbar$ Larmor-frekvenciával precesszálnak, és a diffúzió miatt a töltéshordozók más és más fázist vesznek fel, amely fázisvesztést (depahsing) okoz, ami miatt lecsökken a spinpolarizáció. Ballisztikus transz-

port esetén a nem-lokális jel csupán a Larmor-frekvenciával oszcillálna, amely egy $\cos(\omega_L)$ szorzófaktort eredményezne a (2.44) egyenletben. Realisztikusabb esetben a spinek véletlenszerűen diffundálnak, amely kváziklasszikusan a Bloch-egyenletekkel írható le

$$\frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t} = D \nabla^2 \mathbf{s} + \gamma_c \mathbf{s} \times \mathbf{B} - \overline{\tau_s}^{-1} \mathbf{s}, \quad (2.46)$$

ahol $\mathbf{s} = (s_x, s_y, s_z)$ spinpolarizáció vektor ($s = n_\uparrow - n_\downarrow$), D diagonális mátrix, aminek a diagonális elemei D_s , azaz a spin diffúziós konstans, \mathbf{B} a külső mágneses tér, $\gamma_c = g\mu_B/\hbar$ a giromágneses együttható, μ_B a Bohr-magneton, g a g-faktor és $\overline{\tau_s}^{-1}$ egy szimmetrikus mátrix, amely a spinrelaxációs időket tartalmazza az anyagban különböző irányokba. Egy dimenzióban az Bloch-egyenlet megoldása a (2.44) képlet felhasználásával a

$$V_{NL} = \pm \frac{\gamma_i \gamma_d R_{\square} I_{inj}}{W} \int_0^{\infty} \sqrt{\frac{D_s}{4\pi t}} e^{-\frac{L^2}{4\pi t}} \cos(\omega_L t) e^{-\frac{t}{\tau_s}} dt \quad (2.47)$$

integrálra vezet, ahol $+$ a párhuzamos illetve $-$ az ellentétes injektor és detektor mágnesezettségre. Az integrandus első két tagja a spindiffúzióra, a \cos -os tag a precesszióra és az utolsó tag a fázisvesztésre utal. Az integrál analitikus megoldása

$$V_{NL} = \pm \frac{\gamma_i \gamma_d R_{\square} I_{inj}}{W} \Re \left[\frac{e^{-L \frac{\omega}{D}}}{2\sqrt{D\omega}} \right], \quad (2.48)$$

ahol $\omega = 1/\tau_s - i\omega_L$. Az integrál másik a (2.48) egyenlettel ekvivalens megoldása

$$V_{nl}(B_{\perp}) = V_{nl} \sqrt{\frac{1}{2}} \frac{1}{f(b)} \left[\sqrt{1+f(b)} \cos \left(\frac{|b|}{\sqrt{1+f(b)}} \sqrt{\frac{L^2}{2\tau_s D}} \right) - \right. \quad (2.49)$$

$$\left. - \frac{|b|}{\sqrt{1+f(b)}} \sin \left(\frac{|b|}{\sqrt{1+f(b)}} \sqrt{\frac{L^2}{2\tau_s D}} \right) \right] \exp \left[- \left(\sqrt{\frac{1+f(b)}{2}} - 1 \right) \sqrt{\frac{L^2}{\tau_s D}} \right],$$

ahol $f(b) = \sqrt{1+b^2}$ és $b = \gamma_c B \tau_s$.

Merőleges beesés esetén a spinek a grafén síkjában precesszálnak, így a síkon belüli spinélettartamot mérjük τ_s^{\parallel} -t. Ha a mágneses tér β szöveget zár be a minta síkjával, akkor a nem-lokális feszültség

$$V_{nl}(B, \beta) = V_{nl}(B=0) [\cos^2(\beta) + \sin^2(\beta) V_{nl}(B_{\perp})]. \quad (2.50)$$

A spinek a mágneses térre merőlegesen precesszálnak, így a mért spinélettartam (τ_s^{β}) tartalmazni fogja a síkra merőleges spinélettartamot (τ_s^{\perp}) is $\beta \neq 90^\circ$ esetén. Általános esetben τ_s^{\parallel} és τ_s^{\perp} különbözik, amiről ad információt az *anizotrop spinélettartam arány*

$$\zeta = \tau_s^{\perp} / \tau_s^{\parallel} = (\lambda_s^{\perp} / \lambda_s^{\parallel})^2. \quad (2.51)$$

Izotrop esetben, például a grafén esetében $\zeta = 1$, tehát τ_s^{\parallel} és τ_s^{\perp} megegyezik [44, 43]. A fázisvesztés következtében a precesszáló spin komponens egy bizonyos B_d mágneses tér felett lecseng és B_d felett a maradék nem precesszáló spinkomponens, ami párhuzamos a mágneses térrel, ad járulékot a spinjelhez R_{nl}^{β} -hoz. Izotrop esetben a mért szögfüggő nem-lokális ellenállást B_d mágneses tér felett csak a \cos^2 -es tag határozza meg a (2.50) egyenletben:

$$R_{nl}^{\beta,iso} = R_{nl}(B = 0) \cos^2(\beta). \quad (2.52)$$

Általános anizotrop esetben, amikor ζ 1-től különböző is lehet a Bloch-egyenletekből levezethető R_{nl}^{β} általános megoldása

$$R_{nl}^{\beta} = \sqrt{f(\zeta, \beta)} \exp \left[-\frac{L}{\lambda_s^{\parallel}} \left(\sqrt{\frac{1}{f(\zeta, \beta)}} - 1 \right) \right] R_{nl}^{\beta,iso}, \quad (2.53)$$

ahol

$$f(\zeta, \beta) = \frac{\tau_s^{\beta}}{\tau_s^{\parallel}} = \left[\cos^2(\beta) + \frac{1}{\zeta} \sin^2(\beta) \right]^{-1}. \quad (2.54)$$

Ami alapján R_{nl}^{β} -t $\cos^2 \beta$ függvényében ábrázolva egy egyenest kapunk izotrop esetben. R_{nl}^{β} -t a 4.10b. ábrán tüntettem fel különböző ζ -k mellett $\cos^2 \beta$ függvényében, ami konkáv $\zeta > 1$ és konvex $\zeta < 1$ esetén.

Ezek a képletek alapvető szerepet játszanak a spinélettartam, a spin diffúziós konstans és a spin diffúziós hossz meghatározásában [29, 45, 43, 40].

2.5. Az elektromos méréseknél használt összefüggések

A mérések során a kapuelektrodára adott feszültséggel a minta töltéshordozó sűrűségét, és ezáltal a Fermi-szintet hangolhatjuk. A kapuelektrodát és a grafént együtt egy síkkondenzátor két fegyverzeteként modellezhetjük, amik között SiO_2 van, így a töltéssűrűséget a

$$n = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r (V_G - V_{CNP})}{ed} \quad (2.55)$$

kifejezéssel becsülhetjük meg, ahol ϵ_0 vákuum permittivitása, ϵ_r a relatív dielektromos állandó (SiO_2 esetén $\epsilon_r = 3,9$), d a két fegyverzet távolsága (esetünkben $d \approx 280$ nm), e az elemi töltés, V_G a kapufeszültség és V_{CNP} a töltésemlegességi pont, ahol ideális esetben $n = 0$. A pontos arányossági tényező a kapufeszültség és töltéshordozó sűrűség között Hall mérésekből kapható meg. A graféneken általában töltött szennyezők lehetnek jelen. Homogén töltéseloszlás eltolja a V_{CNP} -t. Azonban a nem homogén térben fluktuáló töltéseloszlás, lokalizált elektron-lyuk régiókat eredményez, melyek véges töltéshordozó sűrűséget okoznak (residual charge density), és ezt figyelembe véve a

töltéshordozó sűrűség

$$n(V_G - V_{CNP}) = \sqrt{n_0^2 + (\alpha|V_G - V_{CNP}|)^2} = \sqrt{n_0^2 + \left(\frac{\epsilon_0\epsilon_r|V_G - V_{CNP}|}{ed}\right)^2}, \quad (2.56)$$

ahol n_0 a *maradék töltéshordozó sűrűség*, α töltéshordozó sűrűség és a kapufeszültség és közötti arányossági tényező ideális esetben. [46]

A fajlagos vezetőképességet felírhatjuk az elektronokból és lyukakból származó vezetőképességek összegeként

$$\sigma = \mu_e n_e e + \mu_h n_h e, \quad (2.57)$$

ahol $\mu_{e,h}$ az elektronok illetve lyukak mobilitása, e az elemi töltés és $n_{e,h}$ az elektron illetve lyuk sűrűség.

2.5.1. Mobilitás meghatározása

A töltéssemlegességi pont (Dirac-pont) felett (alatt), tehát ha $V_G > V_{CNP}$ ($V_G < V_{CNP}$) az elektrokémiai potenciál a vezetési sávban (valenciasávban) helyezkedik el, így a többségi töltéshordozók elektronok (lyukak). Ha a kisebbségi töltéshordozókat elhanyagoljuk, akkor a

$$\sigma = \mu n e = \frac{\mu_{e,h} \epsilon_0 \epsilon_r (V_G - V_{CNP})}{d} + \sigma_0 \quad (2.58)$$

összefüggéssel megbecsülhető a minta mobilitása, ahol σ_0 a grafén minimális vezetőképessége a töltéssemlegességi pontban. Egy másik módszer a minta mobilitásának becslésére, ha a grafén ellenállás – kapufeszültség görbére illesztjük a

$$R_{teljes} = R_k + \frac{L}{W} \frac{1}{\mu_{e,h} e n (V_G - V_{CNP})} \quad (2.59)$$

kifejezést figyelembe véve a kontaktusok ellenállását (R_k), valamint a maradék töltéshordozó sűrűséget (2.56) felhasználásával.

2.5.2. Diffúziós állandó meghatározása

A mobilitás és a diffúziós állandó között teremt kapcsolatot az Einstein-reláció:

$$\mu_{e,h} = \frac{e D_{e,h}}{n_{e,h}} \frac{dn_{e,h}}{d\mu}, \quad (2.60)$$

ahol $\mu_{e,h}$ az elektronok illetve lyukak mobilitása, e az elemi töltés, $D_{e,h}$ az elektronok illetve lyukak diffúziós állandója, $n_{e,h}$ az elektron illetve lyuk sűrűség és μ a kémiai potenciál.

Elektron-lyuk szimmetriát feltételezve ($D = D_e = D_h$) a fajlagos vezetőképességet a következő formában írhatjuk át

$$\sigma = \mu_e n_e e + \mu_h n_h e = e^2 \left(D_e \frac{dn_e}{d\mu} + D_h \frac{dn_h}{d\mu} \right) = e^2 D \frac{d(n_e + n_h)}{d\mu}. \quad (2.61)$$

A (2.12) és a (2.13) összefüggéseket és a

$$\frac{dLi_2(\mu)}{d\mu} = Li_1(\mu) = -\ln(1 - e^{\frac{\mu}{k_B T}}) \quad (2.62)$$

azonosságot felhasználva $\frac{d(n_e + n_h)}{d\mu}$ grafén esetén [16]

$$\frac{d(n_e + n_h)}{d\mu} = \frac{2}{\pi} \frac{|\mu|}{\hbar^2 v_F^2}. \quad (2.63)$$

A (2.63) összefüggést felhasználva a fajlagos vezetőképesség

$$\sigma = \frac{2e^2 D \mu}{\pi \hbar^2 v_F^2} \quad (2.64)$$

alakban írható, amiből a diffúziós állandó kifejezhető. A kémiai potenciált a Fermi-szinttel közelítve ($\mu = E_F = \hbar v_F \sqrt{\pi n}$), amit a (2.6) összefüggésből és a

$$n = g \iint_{|\mathbf{q}| \leq k_F} \frac{d^2 \mathbf{q}}{(2\pi)^2} \rightarrow k_F = \sqrt{\pi n} \quad (2.65)$$

összefüggés felhasználásával számolhatunk, ahol k_F a Fermi-hullámszámvektor. [47]

A (2.64) kifejezésből a diffúziós állandó grafén monorétegre

$$D = \frac{\sigma \hbar v_F}{2e^2} \sqrt{\frac{\pi}{n(V_G - V_{CNP})}} = \frac{\sigma \hbar v_F}{2e^2} \sqrt{\frac{\pi}{\sqrt{n_0^2 + \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon_r |V_G - V_{CNP}|}{ed}\right)^2}}}, \quad (2.66)$$

ahol az utolsó egyenlőség (2.55)-ből következik. A diffúziós állandóból és a Fermi-sebességből meghatározható a grafénben a transzport relaxációs ideje (τ_{tr}) és a közepes szabad úthossz ($\lambda_e = v_F \tau$):

$$D = \frac{1}{2} v_F^2 \tau_{tr} = \frac{1}{2} v_F \lambda_e. \quad (2.67)$$

3. fejezet

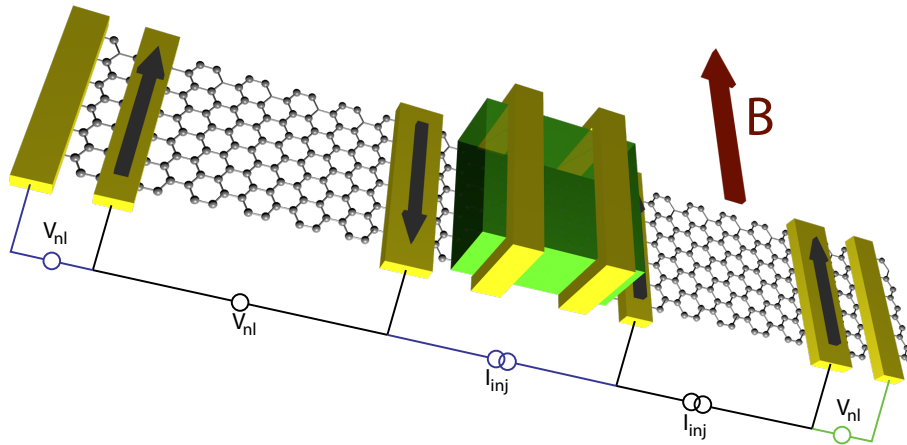
Mintakészítés és mérési elrendezés

A grafén/BiTeBr heteroszerkezetek előállításához és vizsgálatához a 3.1. ábrán látható elrendezést kívántam megvalósítani. Az ábrán 8 db ferromágneses kontaktus látható: 2 db a BiTeBr tetején és 3-3 db a heteroszerkezet két oldalán. Ez az ideális elrendezés, mivel ebben a felállásban 3 helyen lehet nem-lokális méréseket (pl. Hanlemérést) végrehajtani: a heteroszerkezeten és a heteroszerkezet két oldalán a graféneken, amely lehetőséget biztosít a összehasonlító mérésekre a grafén és a heteroszerkezet között. Továbbá ebben az elrendezésben lehetőség van vertikális transzport mérésekre a BiTeBr tetején lévő kontaktusokat használva, amivel vizsgálható, hogy van-e elektromos kontaktus a két réteg között, valamint hogy mekkora a kontakt ellenállás a grafén és a BiTeBr között.

A megvalósítás során gyakori, hogy valamelyik kontaktus nem működik, vagy nem mutat a mérés rajtuk spinjelet, melynek számos oka lehet többek között az, hogy a ferromágneses kontaktus nem egy doménből áll és az injektált áram spinpolarizációja kiátlagolódik, vagy rossz az alagútátmenet pl. apró lyukak (*pinhole*-ok) vannak benne, ahol a ferromágnessel közvetlenül érintkezik a grafén.

A ferromágneses kontaktusok mágnesezettsége alakanizotrópia miatt a kontaktusok hosszanti tengelyével párhuzamosan áll (lásd 3.1. ábra) A ferromágneses kontaktusok kritikus tere a kontaktusokkal párhuzamos mágneses tér esetén¹ a kontaktusok szélességétől függ, ami miatt a mintakészítésnél az injektor és a detektor lábat különböző vastagságúnak érdemes készíteni, hogy különböző külső mágneses térben kapcsoljanak át, ezáltal elkülönült mágneses tér tartományokban jelenjenek meg a kontaktusok mágnesezettségének különböző konfigurációi: $\uparrow\uparrow$, $\uparrow\downarrow$, $\downarrow\downarrow$. A kontaktusokat érdemes megtörni a graféneken kívül (például a 3.2. ábrán láthatóan), ezáltal mesterségesen doménfalat létrehozni, hogy a kontaktusok egy doménből álljanak a grafén felett, melyek mágnesezettségének iránya jól meghatározható legyen és ne függjön a kontaktus távolabbi részeitől.

¹A koercitív tér felett a ferromágneses kontaktus mágnesezettsége megfordul és a mágneses mező irányával párhuzamosan áll be.



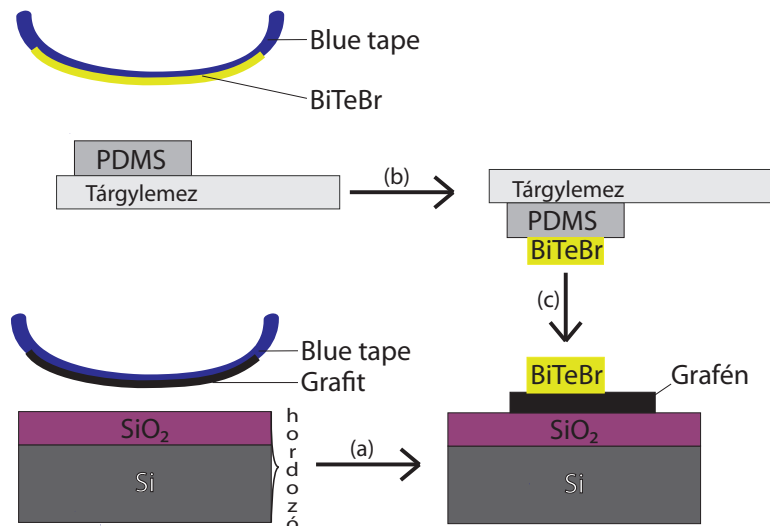
3.1. ábra. Sematikus ábra az ideális spintranszport mérésekre alkalmas mintáról. A vezetési csatorna a grafén, ami hatszöggráccsal van feltüntetve. A zöld téglatest a BiTeBr. A graféne 6 db és a BiTeBr kristályon 2 db ferromágneses kontaktus van (sárga téglatestek). A kontaktusok mágnesezettségének lehetséges orientációja nyilakkal vannak jelölve, amit az ábrán bordó nyíllal jelölt irányú mágneses térrel (\mathbf{B}) lehet átfordítani. Az injektor és a detektor különböző vastagságú. 3 helyen mérhetünk nem lokális jelet: a heteroszerkezeten (fekete kapcsolási rajz) és a heteroszerkezet két oldalán (kék illetve zöld kapcsolási rajz ugyanazzal a középső kettő kontaktuspárral).

3.1. Mintakészítés

A mintakészítés a Chalmers Műszaki Egyetem tisztaterében történt. A későbbiekben tárgyalt heteroszerkezet előállításához nagyorientáltságú pirolitikus grafitot (HOPG) és Michael Yakushev csoportjától kapott BiTeBr egykristályt használtam. Ezen kívül természetes grafitot és kémiai gőzfázisú leválasztással (CVD) előállított grafénból is készítettem spinszelepeket, azonban az ezeken történt méréseket nem tárgyalom. A dolgozatban a HOPG-ból előállított mintákra koncentrálok.

A Van der Waals heteroszerkezetek elkészítéséhez nem állt rendelkezésre megfelelő transzfer állomás Chalmers-sen, ezért ezt összeállítottunk. A módszer lényege, hogy egy különleges kis adhéziójú ragasztószalag (blue tape) segítségével mikrométer méretű vékony kristályt választunk le a tömbi megfelelőjéből és ezeket egymásra helyezük mikroszkóp és átlátszó polimerek segítségével [48]. A technika koncepcionálisan egyszerűnek tűnik, elegendő hozzá néhány alapvető eszköz (például egy jó mikroszkóp). A gyakorlatban viszont a megfelelően tiszta körülményeken kívül szükség van a vékonyrétegek egymás felé pozicionálásának mikrométeres pontosságára. Az eljárás egy mikroszkóp alatt történik mikromanipulátorok használatával. A kristályokat finoman kell összeérinteni dörzsölés nélkül úgy, hogy lehetőleg ne legyen folyadék vagy polimer a hasított felületek között, hogy minimalizáljuk a szennyezettséget.

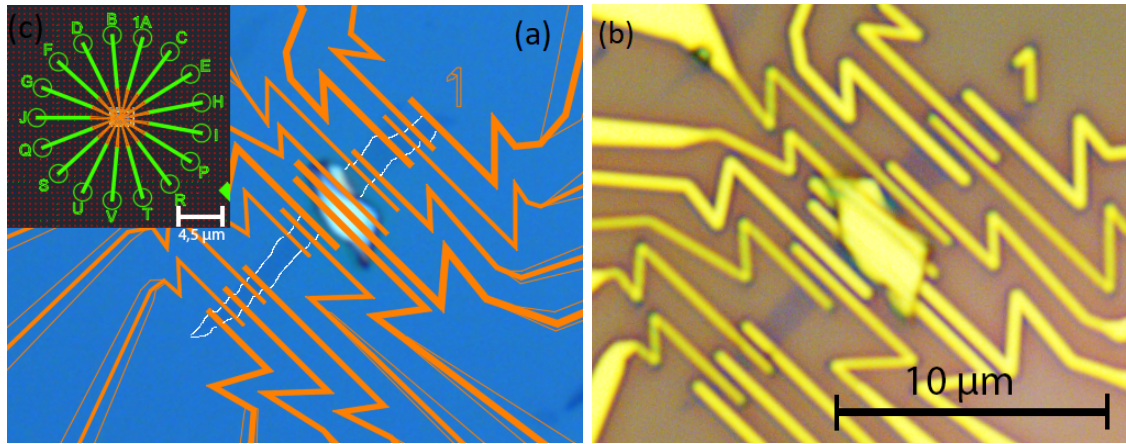
Az általam készített grafén/BiTeBr heteroszerkezet előállításának menete a 3.2.



3.2. ábra. Grafén/*BiTeBr* heteroszerkezetek készítésének folyamata. Az (a) lépés grafén leválasztása egy *Si/SiO₂* hordozóra. A (b) lépés a *BiTeBr* leválasztása PDMS hártýára, amit egy mikroszkóp tárgylemezre helyeztem elötte. A (c) lépés a *BiTeBr* kristály ráhelyezése (stamping) a grafénre. [8]

ábrán látható módon történt, mely során grafént mechanikai leválasztással (exfoliáció) állítottam elő ragasztószalag segítségével egy n-dóptolt *Si/SiO₂* hordozóra, melyen a *Si*-ra növesztett *SiO₂* 280 nm vastag. Ennél a *SiO₂* vastagságnál a grafénról és a *Si*-ről visszaverödő fény konstruktív interferenciája miatt látható a hordozón a grafén. A *BiTeBr* vékonyrétegeket hasonlóan ragasztószalaggal állítottam elő a tömbi kristályból vékony poli(dimetil-polisziloxán) (PDMS) hártýára, amely egy átlátszó rugalmas polimer. A *BiTeBr* kristályok optikailag egyformák, a színük nem függ a vastagságuktól, amely előzetes AFM vizsgálatok alapján széles tartományon változik 30 nm-től egészen több 100 nm-ig. A kristályok előállítás után a *BiTeBr* kristályokkal borított PDMS-t a *Si/SiO₂* hordozó felé helyeztem optikai mikroszkóp alatt, majd a kívánt kristályokat egymás felé pozicionáltam mikromozgatók segítségével, majd finoman összeérintettem őket és eltávolítottam a PDMS-t a hordozótól, melynek következtében a *BiTeBr* a grafén felületére került a PDMS-ről. Az általam használt technika előnye, hogy nem használtam más polimert csak PDMS-t, így a transzfer után nem kellett eltávolítani a hordozóra olvadt polimert (száraz transzfer).

Az elkészült heteroszerkezetekre ezt követően spinszelep elrendezésben ferromágneses kontaktusok kerültek elektronsugaras litográfia segítségével. Ehhez a heteroszerkezetre kétféle (IMA EL8 és AR-P 6200.13 1:2 IPA) lakkréteget pörgettem fel a hordozóra egy centrifuga segítségével. Ezt követően megterveztem, hogy hogyan kerüljenek fel a mintára litografálással a kontaktusok AutoCAD szoftver segítségével (3.3a. ábra). A mintára tervezett kontaktusok szélességét 100 nm és 300 nm között változtattam, hogy a könnyebb spinjel detektáláshoz eltérő koercitív terük legyen, mely ebben az esetben 20 mT és 60 mT között változik. A grafén szakaszra tervezett injektor és detektor párt



3.3. ábra. (a) AutoCAD szoftverrel készített terv az egyik a HGEX05 heteroszerkezetről az elektronsugaras litográfiához. A narancssárga vonalak jelzik a kontaktusok helyét. A grafén fehér vonallal van körberajzolva. A színes sárgás kék sokszög a BiTeBr kristály. A betét ábra távolabbi kép a tervről. Az ábrán a kontaktusok betűkkel vannak jelölve. A kör alakú végződéseinél vezetékkeljük ki ún. „bonder” segítségével a mintatartó foglalathoz, melyet a mérőműszerekkel kötünk össze. (b) Optikai mikroszkóp felvétel az elkészült mintáról a lakkréteg eltávolítása után. (a) ábrával összehasonlítva jól látható, hogy a kontaktusok (sárga vonalak) a megfelelő helyre kerültek. A lila alakzat a kontaktusok alatt a grafén és a grafén közepén látható sárga sokszög a BiTeBr.

a heteroszerkezet hosszával megegyező távolságra terveztem egymástól, valamint minden kontaktus között legalább 300 nm távolságot hagytam. Az elkészült terv alapján készült az elektronsugaras litográfiai lépés a mintán, amit az előhívás követett, mely során kétfajta előhívó oldatot használtam (először n-Amil-t majd MBK:IPA 1:1 oldatot). Az előhívott minta a párologtatóba került, melyben a mintára ferromágneses kontaktusok kerültek alagútátmenettel. Ehhez először két lépésben 1 nm vastag² Ti-t párologtattunk rá, amit a párologtató tiszta oxigén gázzal történő feltöltésével eloxidáltunk, így végül 1 nm vastagságú TiO₂ szigetelő réteg került a kontaktusok alá. Ezt követően a 80–100 nm vastagságú Co-ot párologtattunk, ami a ferromágneses kontaktus. A párologtatás folyamata 1 napig tartott, mivel a párologtató leszívása ultranagy vákuumra a minta behelyezése valamint az oxidációs folyamatokat követően időigényes. A párologtatást követően a mintáról leoldottam a litográfiai lépésénél használt rezsiztet acetonnal (3.3b. ábra).

A mintakészítés spinjel szempontjából legkritikusabb lépése az oxidnövesztés, ami leggyakrabban TiO₂, vagy újabban hexa bór-nitrid (hBN). Hiszen megfelelő vastagságúnak kell lenni, hogy megfelelő nagyságú alagút ellenállása legyen az eltérő vezetőképességek kompenzálása miatt (lásd 2.2.2. fejezet), ami miatt nem lehet túl vékony, valamint túl vastag sem mivel ekkor nincs vezeték. Már 1 Å vastagság változás is komoly ellenállás változást eredményez az alagútátmenetnél az exponenciális vastagság függése miatt.

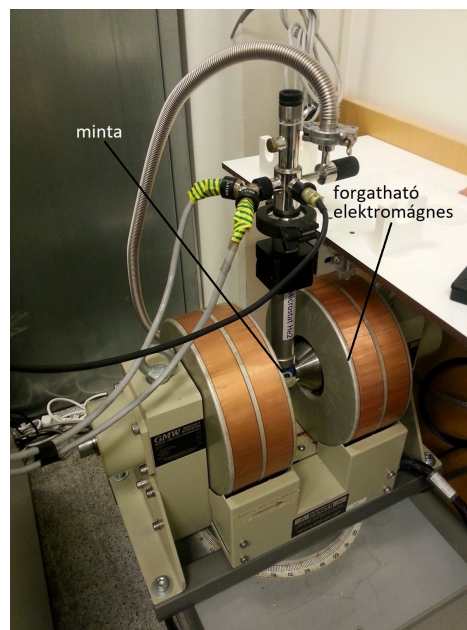
²Mindkétszer 0,5 nm vastagságú Ti réteget.

Az elkészült mintát egy mintatartóba ragasztottam vezető ezüstpaszta segítségével. Az elkészített ferromágneses kontaktusok végeit (3.3a. ábrán a körök), valamint a mintatartó alját, ami érintkezik a heteroszerkezet alatt lévő Si hordozóval³, hozzá kötöttem a mintatartó kontaktusaihoz ún. szálikötő (bonder) segítségével vékony réz szálakkal.

A mérésekhez számos mintára volt szükség, hogy működő mintát kapjak, mivel nem minden kontaktus működött vagy a grafén optikailag nem látható módon meg volt szakadva és, így nem vezetett. Ezen felül a Co levegőn oxidál, ami miatt a minták véges élettartamúak és a mérések során is több ment tönkre.

3.2. Mérési elrendezés

A mérési elrendezés a 3.4. ábrán látható. A közepén látható fém rúd a mintatartó, melynek az alján foglal helyet a minta. A mintatartó vákuumozható és a mérés során végig vákuumban mértem, mivel a kobalt oxidálódik a levegőn. Az ábrán látható két nagy tekercs az elektromágnes, aminek a közepén két vasmag között van a minta. A mágnes helyzete és így a mágneses tér iránya a vízszintes tengely mentén változtatható a mintára merőleges és a kontaktusokkal párhuzamos sík mentén.



3.4. ábra. A mérési elrendezésről készült felvétel. A felvétel közepén látható fémcső alján található a minta. A cső vákuumozható. A nagy tekercsek a forgatható elektromágnes, aminek a vasmagjai között van a minta.

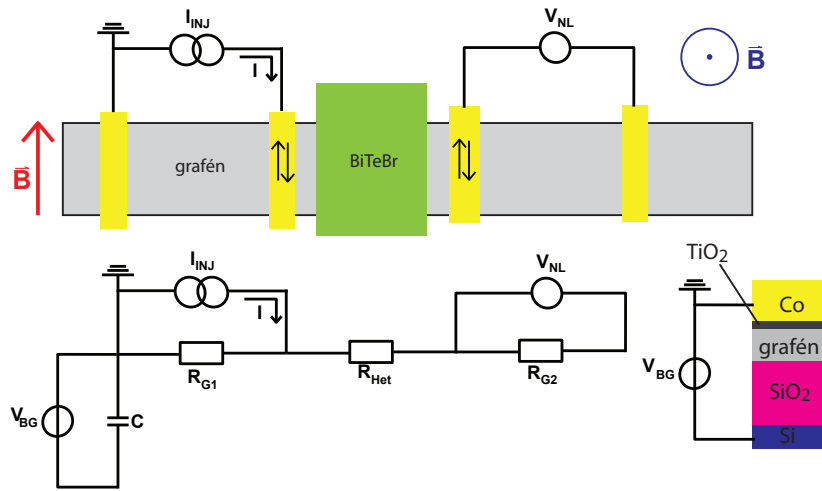
A mérés kapcsolási rajzát a 3.5. ábra mutatja. A méréshez egy áramforrást használtam, valamint a kapuelektrodához egy feszültség forrást, amit az ábrán V_{BG} feszültséggel tüntettem fel. A mérőeszközöket GPIB porton keresztül összekötöttem egy számítógéppel és egy LabVIEW környezetben megírt mérőprogrammal vezéltem a méréseket.

³Ez a hátsó kapuelektroda a minta alatt.

A kapufeszültséggel a grafén töltéshordozó sűrűségét tudjuk változtatni (lásd 2.5.fejezet). Tipikusan -40 V és 40 V között változtattam a kapufeszültséget, mivel ebben a tartományban még a SiO_2 átütési feszültsége alatt vagyunk. Nem-lokális méréseknél az injektált áramot (I_{inj}) $\pm 40\ \mu\text{A}$ között változtattam, de voltak minták, ahol $100\ \mu\text{A}$ felé is elmentem, ami elég nagy számít vékonyrétegek esetén. A másik kontaktus páron detektált nem-lokális feszültség az injektált áramtól függ, de tipikusan μV nagyságrendű, és a belőle számolt nem-lokális ellenállás tipikusan $\text{m}\Omega$ – Ω nagyságrendű.

Lokális a méréseknél a minták karakterizálásához a feszültséget mértem a mintára adott áram függvényében, valamint a kapufeszültség függést $1\ \mu\text{A}$ meghajtó áram mellett. A minta ellenállásait lokális mérésekkel határoztam meg, mely során a tipikus grafén szakaszok ellenállása négy-pont mérésekből néhány $\text{k}\Omega$ volt és 3 terminálos mérésekből a kontaktusok ellenállása széles tartományon változott néhány $\text{k}\Omega$ -tól több $100\ \text{k}\Omega$ -ig, amely a rájuk kapcsolt áramtól is függött.

A mintát tipikusan $\pm 150\ \text{mT}$ között változó mágneses térbe helyeztem, amit tipikusan 2 másodpercenként $1\ \text{mT}$ lépésközzel változtattam. A mágneses tér irányát manuálisan lehetett változtatni az elektromágnes forgatásával a kontaktusok mágnesezettségével párhuzamos és a minta síkjára merőleges irányok között (3.4. ábra). Spinszelep méréseknél a mágneses tér a kontaktusokkal párhuzamosan állt, hogy a kontaktusok mágnesezettségét át lehessen fordítani. A tipikus koercitív tér $20\ \text{mT}$ és $60\ \text{mT}$ között változott. A Hanle-méréseknél a mágneses tér a minta síkjára merőlegesen állt, és így a minta síkjában precesszáltak a spinek.



3.5. ábra. A nem-lokális elrendezés kapcsolási rajza. Bal oldalon I_{inj} áramot hajtunk a R_{G1} ellenállású grafén szakaszon, ami mellett van a vizsgált tartomány (heteroszerkezet) R_{Het} ellenállással. A heteroszerkezet jobb oldalán mérjük a nem lokális feszültséget (V_{nl}) a R_{G2} ellenállású grafén szakaszon. A kapufeszültséghez (V_{BG}) egy feszültségforrást kötünk a Si és az áramforrás földelt végére, melyek között a SiO_2 kapacitással modellezhető. Spinszelep elrendezésben mágneses tér (\mathbf{B}) a kontaktusokkal párhuzamos irányú (piros) és Hanle-elrendezésben a minta síkjára merőleges (kék).

4. fejezet

Mérések és diszkusszió

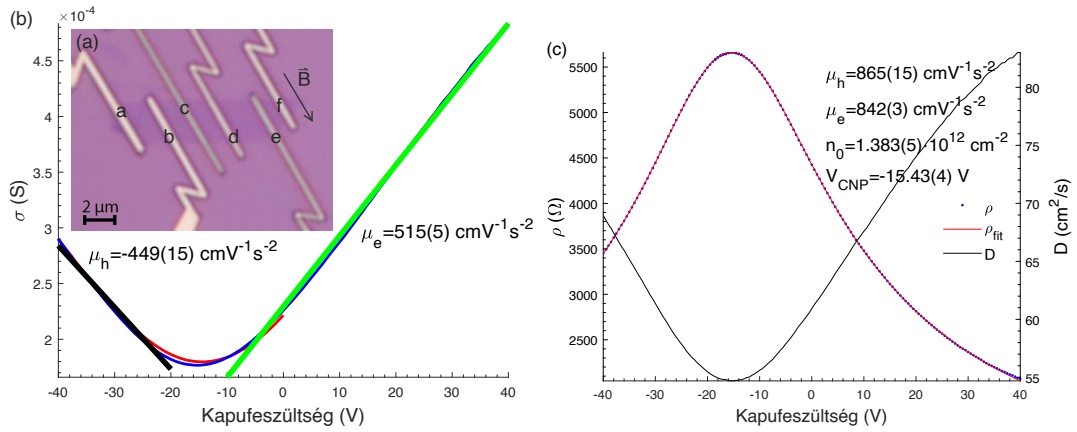
Ebben a fejezetben bemutatom a korábban ismertetett transzportméréseket először egy grafén mintán, majd rátérek a heteroszerkezetek vizsgálatára. A méréseket szoba-hőmérsékleten végeztem. A mérések során először két terminálos mérésekkel megvizsgáltam, hogy mindegyik kontaktus működik-e, valamint nincs-e valahol megszakadva a grafén. Három terminálos mérésekkel a kontaktusok ellenállását határoztam meg annak érdekében, hogy melyik kontaktusokat érdemes spin injektálásra illetve detektálásra használni. Négy terminálos lokális mérésekkel pedig az egyes szakaszok ellenállását tanulmányoztam.

A minta karakterizálását követően nem-lokális méréseket végeztem különböző injektor áram és kapufeszültség értékeknél a minta síkjával párhuzamos illetve a Hanle-méréseknél a mintára merőleges mágneses tér függvényében. A heteroszerkezet vizsgálatánál nem csak merőleges térnél végeztem Hanle-méréseket.

4.1. Spin diffúziós mérések grafénben

Mielőtt rátérnék a heteroszerkezetek vizsgálatára először egy grafén mintán végzett spin transzport méréseket mutatom be. Ilyen mérések az irodalomban rendelkezésre állnak pl. [42, 40, 44], és a saját eredményeim összevetésével minősíteni lehet a használt grafén valamint a ferromágneses kontaktusok injektálásának hatékonyságát.

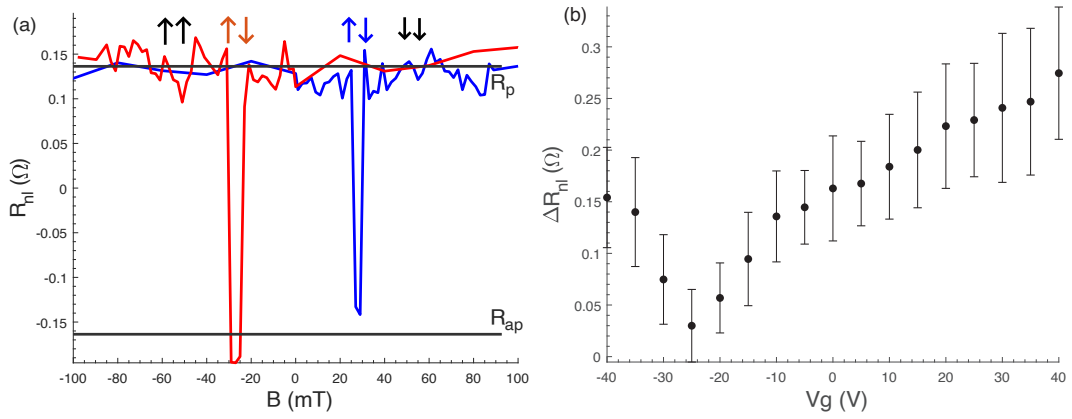
A 4.1a. ábrán látható egy optikai mikroszkóppal készített felvétel a kikontaktált grafénről, amin a vizsgálatokat végeztem. A felvételen betűkkel vannak megjelölve az egyes kontaktusok. Az c és d kontaktust I_{inj} árammal hajtottam meg és a a és b kontaktusok között mértem V_{nl} -t, tehát a b és c kontaktusokat használtam a nem-lokális méréseknél detektorként illetve injektorként. A grafén szakasz hossza $L = 1,22 \mu\text{m}$ és a szélessége $W = 3 \mu\text{m}$, amiket atomerő mikroszkóp segítségével határoztam meg. A többi kontaktus közötti távolság is L -hez hasonló. A grafén szakasz négy pont ellenállás mérésből meghatározott fajlagos ellenállása $4,43 \text{ k}\Omega$. A 3 terminálos mérésekből meghatározott



4.1. ábra. A grafén szakasz fajlagos ellenállásának illetve vezetőképességének és a diffúziós állandó kapufeszültség függése négy-pont ellenállás mérésekből. (a) A vizsgált grafén optikai mikroszkóppal készített felvétele megjelölve a kontaktusokat. A grafén sötét lilán látszik a sárga kontaktusok között. (b) A grafén fajlagos vezetőképessége és a rá illesztett egyenesek, melyből a mobilitás megbecsülhető. (c) A grafén fajlagos ellenállása és diffúziós állandója a kapufeszültség függvényében. A grafikonon a fajlagos ellenállásgörbére illesztett (2.59) függvény paramétereit vannak feltüntetve.

injektor kontakt ellenállása 2,2 k Ω és a detektor ellenállása 0,87 k Ω . A köztük lévő szakaszon felvett négy-pont ellenállás kapufeszültség függése a 4.1. ábrán látható. A 4.1b. ábrán a fajlagos vezetőképesség kapufeszültség függését mutatja, amihez a vezetőképességet a minta geometriai paramétereivel (L/W) normáltam, tehát beszoroztam a vizsgált szakasz hosszával és leosztottam a szélességével. A grafikonon látható, hogy a kapufeszültséggel hangolható a töltéssűrűség és a vezetőképesség a diszperziós relációval összhangban lineáris nő és a töltésemlegességi pontban minimuma van. A lineáris szakaszokra egyenest illesztettem, melynek meredekségéből a (2.58) összefüggéssel segítségével megbecsülhető a grafén mobilitása, amire töltésemlegességi ponttól jobbra, amikor az elektronok a többségi töltéshordozók $\mu_e = 515(5)$ $\text{cmV}^{-1}\text{s}^{-2}$ értéket kaptam. A 4.1c. ábrán a minta fajlagos ellenállását ábrázoltam, melyre a (2.59) összefüggést illesztettem, amiből szintén megbecsültem a grafén mobilitását, ami $\mu_e = 842(3)$ $\text{cmV}^{-1}\text{s}^{-2}$. A két módszerrel megbecsült mobilitások nagyságrendileg összhangban vannak egymással, szobahőmérsékleten ilyen nagyságrendű mobilitást várunk a graféntől SiO_2 -n. M mobilitás pontos meghatározása Hall-méréssel lehetséges. Továbbá a grafén diffúziós állandóját is feltüntettem az ábrán, melyet a (2.66) összefüggésből határoztam meg, melynek kapufeszültség függő értéke a 55 cm^2/s és 83 cm^2/s között változott. A meghatározott értékek tipikusak, az irodalomban lévő értékekkel összhangban vannak. A grafén diffúzív, a töltéshordozók közepes szabad úthossza 11-17 nm, ami több nagyságrenddel kisebb a grafén szakasz hosszától, így a spin a 2.2.1. fejezetben tárgyalt elméletnek megfelelően terjed és a spin diffúziós egyenletek írják le benne a spin terjedését.

A minta elektromos tulajdonságainak feltérképezését követően a grafént a kontaktusokkal párhuzamos mágneses térbe helyeztem. Úgy, hogy a c és d kontaktus között



4.2. ábra. Spinszelep mérések grafénen. (a) Nem-lokális feszültség a kontaktusokkal párhuzamos mágneses tér függvényében. A kék (piros) görbe a mágneses tér növelése (csökkenése) mellett készült. (b) $\Delta R_{nl} = R_p - R_{ap}$ a kapufeszültség függvényében. A mérések $I_{inj} = -40 \mu A$ áram mellett készültek.

I_{inj} áramot hajtottam meg és az a és b között mérem V_{nl} -t. Egy tipikus spinszelep mérés látható a 4.2a. ábrán. A mérés során nagy negatív mágneses térről indultam, hogy a kontaktusok a térrel párhuzamosan álljanak be ($\uparrow\uparrow$), majd az ellentétes irányba kezdtem el növelni a teret, és 22 mT értéknél a nem-lokális jel ugrott, amikor az egyik kontaktus mágnesezettsége átfordult ($\uparrow\downarrow$). A mágneses teret tovább növelve a 24 mT mágneses térnél megint ugrása volt a jelnek, amikor a másik kontaktus is beállt a mágneses térrel párhuzamos irányba ($\downarrow\downarrow$). A mérést pozitívól negatív mágneses terek felé is megcsináltam, ami az előzőhöz hasonló viselkedést mutatott. A nem-lokális ellenállásnak ($R_{nl} = V_{nl}/I_{inj}$) ugrása az injektorra és a detektorra jellemző koercitív mágneses tereknél van. Az ellenállás ugrása, tehát a két ellenállásérték különbsége, a nem-lokális spinjel ($\Delta R_{nl} = R_{nl}^p - R_{nl}^{ap}$), ami az ábra alapján $R_{nl}(V_g = 40 \text{ V}) = 0,28(6) \Omega$, melynek meghatározása során R_{nl}^{ap} -t a két ugrás átlagával számoltam ($\uparrow\downarrow$ régiók). A mérések során a háttérjel nagyjából $0,55\Omega$, ami mérésenként változott. Ezt a háttérrel a méréseknél levontam, és így tüntettem fel a nem-lokális ellenállásokat az ábrákon. Továbbá a felvett spinjelek szórása $60 \text{ m}\Omega$ körül ingadozott mérésenként.

A nem nem-lokális spinjelet felvettem különböző kapufeszültségeknél, amely a 4.2b. ábrán látható. ΔR_{nl} tendenciája a grafén ellenállásával megegyező tendenciát mutatott a (2.44) összefüggésnek megfelelően, tehát a töltésemlegességi ponttól távolodva nőtt a spinjel nagysága. A mérések során minél nagyobb spinjelre kell törekedni, hogy javítsuk a jel-zaj arányt így érdemes töltésemlegességi ponttól távol mérni. Ezt később fogom diszkutálni.

A grafénen végzett spinszelep méréseket követően a mágneset úgy forgattam el, hogy a mágneses tér a minta síkjára merőleges legyen, majd Hanle-méréseket végeztem grafénen ugyanabban az elrendezésben, mint amit a spinszelep méréseknél használtam. Az előző mérésekhez hasonlóan felvettem a nem-lokális ellenállást a mágneses tér függ-

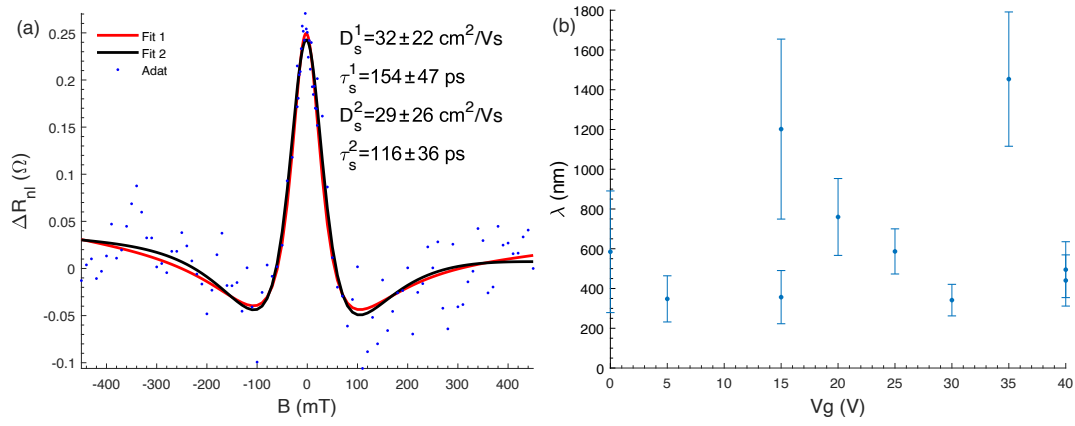
vényében. A görbékét az injektor és a detektor mágnesezettségének párhuzamos illetve antipárhuzamos beállása esetén is felvettem úgy, hogy a mágnest visszaforgattam a kontaktusokkal párhuzamosan, majd megfelelő nagyságú térrel ellentétes beállításba hoztam a kontaktusokat és végül visszaforgattam a mágneses teret és felvettem azt antipárhuzamos beállításban a Hanle-görbét. Ebben az esetben figyelni kell arra, hogy ha a mágneses tér nem teljesen merőleges, akkor a kontaktusokkal párhuzamos komponense is lesz, amely átfordíthatja a kontaktusokat elég nagy tereknél. A kétféle kontaktus beállításban felvett görbéket kivontam egymásból ($\Delta R_{nl} = R_{nl}^p - R_{nl}^{ap}$), hogy a mérést befolyásoló kvadratikus háttértől megszabaduljak. A 4.3a. ábrán látható egy tipikus Hanle-görbe kék pontokkal, ami a mágneses tér növelésével Lorentz-görbe szerűen csökken a nem precesszáló spinkomponens járulékának ellenállásának értékére. A görbére a (2.47) integrál kétféle megoldását illesztettem figyelembe véve, hogy a mért mágneses tér origója eltolódhat valamint a kvadratikus háttérrel, amely különböző effektusokból származik többek között inhomogén töltésfelhalmozódásból az injektor alatt [49]. Ezeket figyelembe véve a (2.48) összefüggést ΔR_{nl} -re átírva az illesztett görbe

$$\Delta R_{NL}(B) = a + b(B - B_0) + c(B - B_0)^2 + R_{nl,0} \Re \left[\frac{e^{-L \frac{\omega}{D_s}}}{2\sqrt{D_s \omega}} \right], \quad (4.1)$$

ahol $\omega = 1/\tau_s - i\omega_L$, $\omega_L = g\mu_B/\hbar(B - B_0)$ a Larmor-frekvencia, B_0 az offset mágneses tér, a , b és c illesztési paraméterek a kvadratikus háttérre, $L = 1.22 \mu\text{m}$ a vizsgált grafén szakasz hossza, D_s a spin diffúziós állandó és τ_s a spinélettartam. Az illesztésből $D_s = 32(22) \text{ cm}^2/\text{s}$ és $\tau_s = 154(47) \text{ ps}$. A (2.49) kifejezést is hasonlóan módosítottam, és az illesztésből $D_s = 29(26) \text{ cm}^2/\text{s}$ és $\tau_s = 116(36) \text{ ps}$. A két görbe hasonló eredményt adott, az illesztések paraméterei hibahatáron belül megegyeztek, valamint a spin diffúziós állandó hibahatáron belül megegyezett a vezetőképesség kapufeszültség függéséből számolt diffúziós állandóval.

Felvettem különböző kapufeszültségeken Hanle-görbéket, melyeknek csak az amplitúdója és a négyzetes háttér illesztési paraméterei függtek a kapufeszültségtől. Meghatároztam spin diffúziós hossz ($\lambda_s = \sqrt{D\tau_{sf}}$) különböző kapufeszültségeknél, ami a 4.3b. ábrán látszik. Az értékek 300 nm és 1400 nm között szórnak. Az irodalom alapján ennek konstansnak kellene lennie, és a legtöbb általam mért pont nagyjából 300 nm és 750 nm között van, és az ettől eltérő pontok hibája nagy, ezekben a pontokban a diffúziós állandó illesztési hibája nagyon nagy volt a rossz jel/zaj viszony miatt.

A 300 – 800 nm-re becsülhető spin diffúziós hossz 2 nagyságrenddel nagyobb, mint az elektronok közepes szabad úthossza ($\lambda_e = v_F\tau = 10 - 20 \text{ nm}$), amit a (2.67) összefüggésből határoztam meg. továbbá spin diffúziós hossz a kontaktusok távolságával összemérhető ($L = 1, 22 \text{ nm}$). A spin diffúziós hosszak alapján b és c kontaktus közötti grafén szakasz ellenállása 1, 14(60) k Ω , ami összemérhető a kontaktusok átlagos el-



4.3. ábra. (a) Hanle-görbe $V_g = 20$ V kapufeszültségnél a töltésemlegességi ponttól távol. A Hanle-mérés során felvett nem-lokális spinjel a minta síkjára merőleges mágneses tér mellett, ami a kontaktusok mágnesezettségének párhuzamos illetve ellentétes állásában felvett Hanle-görbék különbsége. A mért adatpontokra a (2.49)-t (a piros görbe) és a 2.48-t (fekete görbe) illesztettem, melyeknek paramétereit feltüntettem a grafikonon. (b) A Hanle-görbék illesztéséből meghatározott spin diffúziós hossz (λ_s) a kapufeszültség függvényében.

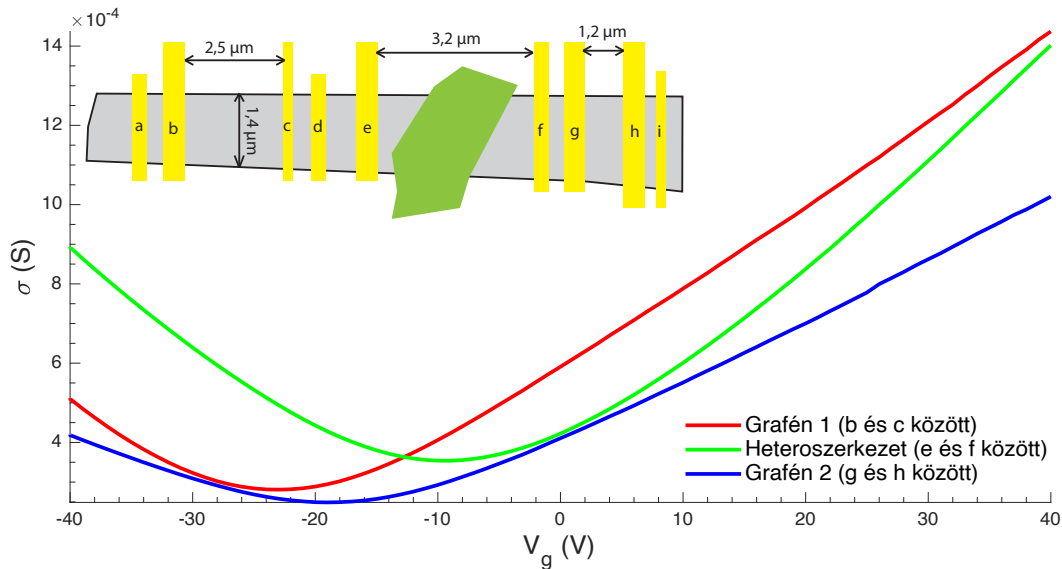
lenállásával ($R_b = 1,5$ k Ω). A két ellenállás aránya alapján a 2.7. ábra középső régióján vagyunk, ahol jelentős a spinrelaxáció a kontaktusokon, és amiatt a Hanle-mérésekből kapott adatok minta specifikusak és nem csak a grafént jellemzik, hanem az alagútátmenetet is.

Összességében elmondható, hogy a mintakészítés során sikerült működő grafén spin szelepet létrehozni, melyben a kontaktusok alagútátmenete elegendően rezisztív, hogy nem-lokális jelet lássak. A Spin diffúziós Hanle elemzések alapján 300 – 800 nm a spin szabad úthossza 10-20 nm szabad úthossz mellett. A sikeres grafén méréseket követően rátérek a heteroszerkezeteken végzett spin szelep mérések tárgyalására.

4.2. Grafén/BiTeBr heteroszerkezetek vizsgálata

A fejezet során egy mintán (Minta 2) ismertetem a méréseket a grafénen végzett méréshez hasonló szerkezet szerint, valamint a fejezet végén röviden ismertetem a többi heteroszerkezet méréseit. A 2-es minta a 3.3. ábrán látható. A BiTeBr tetején lévő kontaktusok nem működtek feltehetően amiatt, mivel BiTeBr kristály 245 nm vastag, míg kontaktusok 100 nm vastagok, és emiatt a kontaktus meg volt törve a kristály szélénél.

A heteroszerkezet és mellette két oldalt a grafén vezetőképességének kapufeszültség függése a 4.4. ábrán látható. Nincs drámai változás, a görbék azonos nagyságrendbe esnek. A töltésemlegességi pont a grafén szakaszokon -23 V és -19 V a heteroszerkezeten -9 V. Az eltérések oka, hogy ez egyes grafén szakaszoknak más a szennyezettsége, illetve a poláros BiTeBr kristály is eltolhatja V_{CNP} -t. A görbék meredekségéből megbecsült

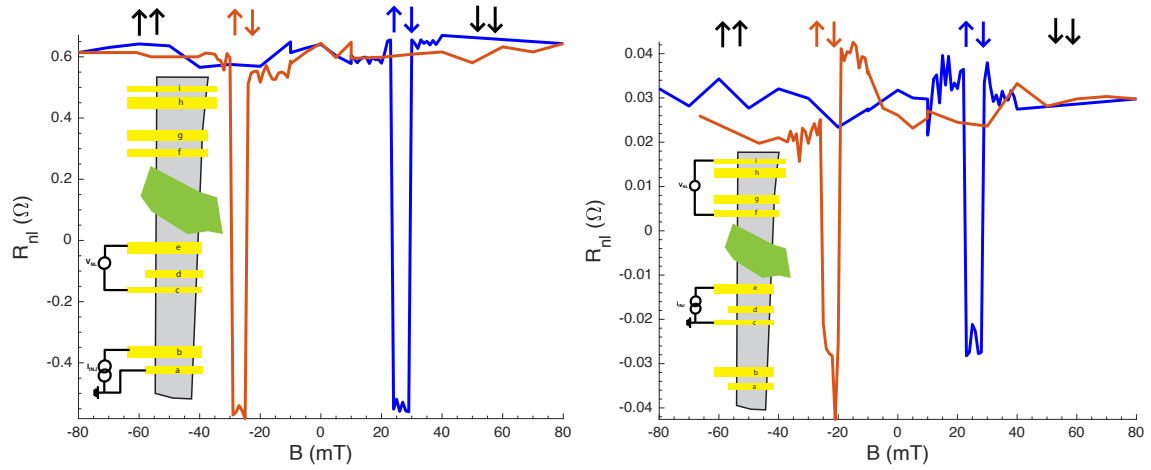


4.4. ábra. A 2-es minta vezetőképessége a kapufeszültség függvényében 3 tartományon: A heteroszerkezeten az e és f kontaktus között (zöld görbe) és a heteroszerkezet két oldalán a graféne (b és c kontaktusok közötti szakaszon piros görbével illetve a g és h kontaktusok közötti szakaszon kék görbével. A kis ábrán a minta sematikus rajza látható feltüntetve az egyes szakaszok hosszát valamint a használt kontaktusokat.

átlagos mobilitása a grafén szakaszoknak $1100 \text{ cmV}^{-1}\text{s}^{-2}$ és $1700 \text{ cmV}^{-1}\text{s}^{-2}$ között változik. A heteroszerkezet mobilitása $2100 \text{ cmV}^{-1}\text{s}^{-2}$, ami azonos nagyságrendbe esik a grafén szakaszokéval, kicsit nagyobb, feltehetően azért, mert a BiTeBr kristállal fedett grafén szakaszt a BiTeBr megvédte a szennyezőktől.

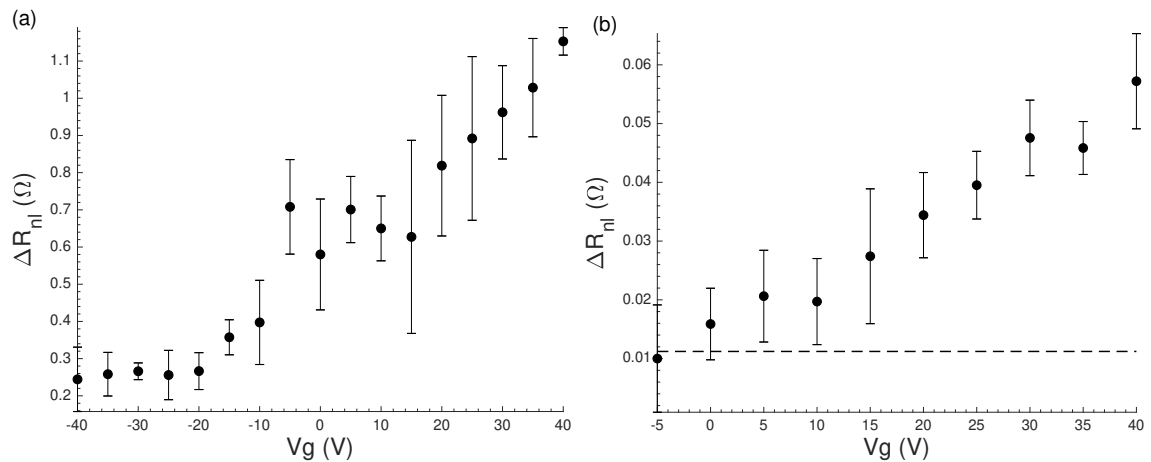
A b és a c kontaktus közötti grafén szakasz kétpont és négy pont ellenállása alapján $\frac{R_{2T}-R_{4T}}{2R_{AT}} = \frac{R_b}{R_{NL}} = 1,5$, tehát a 2.7. ábra középső részén vagyunk. A szakaszon 1Ω nagyságrendű spinjelet mértem, amit a 4.5a. ábrán tüntettem fel. A heteroszerkezet mellett a graféne csak ezen a részen láttam spinjelet. A heteroszerkezeten, tehát az e és f kontaktusok között a spin relaxáció helyét megadó ellenállás arány $\frac{R_b}{R_{NL}} = 2,2$, ami azt jelenti, hogy ezen a részen is a 2.7. ábra középső részén vagyunk, amikor a spinrelaxáció mind a kontaktusokon, mind a vezetési csatornában jelentős. Emiatt a heteroszerkezeten mért spintranszport mérések nem csak a heteroszerkezetet karakterizálják, hanem, az egész mintát.

A heteroszerkezeten mért spinjel, ami a 4.5b. ábrán látható, 2 nagyságrenddel kisebb, mint a mellette lévő grafén szakaszon. A drasztikus csökkenés oka származhat abból, hogy a heteroszerkezetnél a kontaktusoknak kisebb a spininjektálási hatékonysága, amit $\frac{R_b}{R_{NL}}$ arányból nem várnánk. A másik lehetséges ok, hogy a BiTeBr idéz elő spinrelaxációt vagy grafénbe injektált SOI-val vagy úgy, hogy az elektronok a BiTeBr-ba is bediffundálnak ezáltal egy másik spinrelaxációs csatornát létrehozva, azonban ekkor a heteroszerkezet vezetőképesség-kapufeszültség görbéje laposabb lenne, mint a 4.4. ábrán, mivel a tömbi méretű BiTeBr-on keresztül is történne vezetés, ami kapufeszültség



4.5. ábra. Nem-lokális feszültség a kontaktusokkal párhuzamos mágneses tér függvényében. A kék (piros) görbe a mágneses tér növelése (csökkentése) mellett készült $I_{inj} = -40 \mu A$ áram és $40 V$ kapufeszültség mellett. (a) A b és c kontaktusok közötti spinszelep mérés (b) Az e és f között a heteroszerkezeten felvett spinszelep mérés.

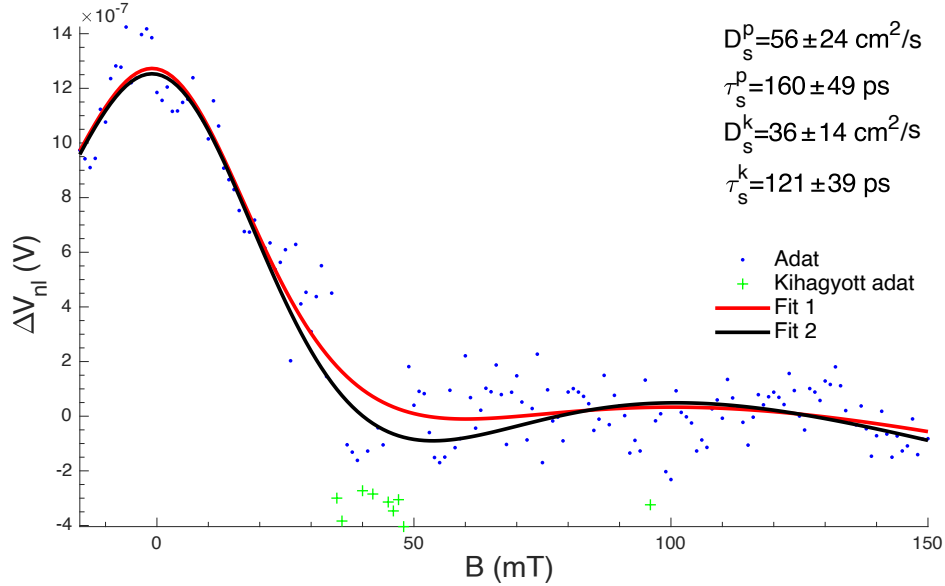
független, mivel a grafén leárnyékolja.



4.6. ábra. A felvett $\Delta R_{nl} = R_p - R_{ap}$ a kapufeszültség függvényében (a) a grafénen és (b) a heteroszerkezeten. A mérések $I_{inj} = -20 \mu A$ áram mellett készültek. A szaggatott vonal a kontaktusok mágnesezettségének párhuzamos beállása mellett mért jel szórása.

A nem-lokális spinjelet felvettem különböző kapufeszültségeknél, ami a 4.6. ábrán látható, mind a grafénen (4.6a. ábra) mind heteroszerkezeten (4.6b. ábra). A heteroszerkezeten végzett mérések a grafénhez hasonlóan az ellenállásával megegyező tendenciát mutatott a (2.44) összefüggésnek megfelelően a kapufeszültség függvényében. Negatív kapufeszültségeknél a töltésemlegességi ponthoz közeledve a spinjel összemérhetővé vált a zajjal, mivel a spinjel kisebb volt, ami rosszabb jel/zaj arányt eredményezett. Hogy jobb jel/zaj arányt érjek el a továbbiakban $40 V$ kapufeszültségek mellett végeztem a méréseket.

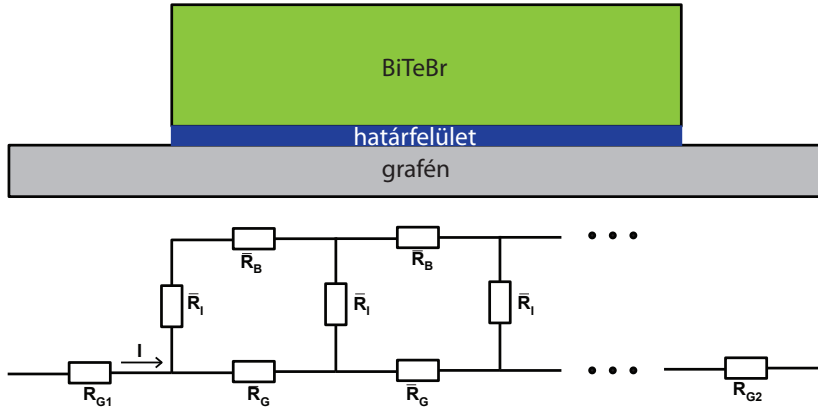
A heteroszerkezeten készített Hanle-mérés $40 V$ kapufeszültségnél a 4.7a. ábrán látható. A Hanle-mérés során a kontaktusok instabilak voltak, ami miatt ugrások vannak



4.7. ábra. Hanle-mérés a heteroszerkezeten. A kék és a zöld pontok a nyers adatok. A fekete görbe a nyers adatokra illesztett görbe és a piros görbénél az illesztés csak a kék adatpontokra történt. Az illesztések paramétereit fel vannak tüntetve felső indexel jelölve, hogy melyik görbéhez tartoznak (k a fekete és p a piros). A mérés $I_{inj} = -20 \mu A$ áram mellett készült.

a görbén, és ezek akkor is látszódtak miután kivontam a párhuzamosból az ellentétes beálláshoz tartozó görbét. Emiatt a görbére két esetben illesztettem a görbét: a nyers adatra, valamint arra, amikor nem vettem figyelembe az ugráshoz tartozó adatpontokat. Az illesztések paramétereit a 4.7. ábrán láthatók, melyek hibahatáron belül megegyeztek egymással. Az illesztésből meghatározott spin szabad úthossz $\lambda_s = 944 \pm 252$ nm, ami harmada az injektor és a detektor közti távolságnak. A vezetőképesség kapufeszültség függéséből becsült töltés diffúziós állandó 40 V kapufeszültségnél $260 \text{ cm}^2/\text{s}$ ami nagyjából 5-ször nagyobb, mint a Hanle-mérésekből meghatározott spin diffúziós állandó. A nagy eltérés abból származhat, hogy a spinrelaxáció főként a kontaktuson történik, és így a Hanle-mérés nem a diffundáló spinekről ad információt. Az illesztésből a spinélettartam $\tau_s = 121 \pm 39$ ps, ami a grafén minta spinélettartamával összemérhető. Ez arra utal, hogy a heteroszerkezetenél a spinrelaxáció ugyanakkora, mint a grafénél, tehát nem okoz jelentős változást a BiTeBr kristály. Ez látszólagos ellentmondáshoz vezet a 4.6. ábrán látható tartalommal, ahol a BiTeBr szakaszon jelentősen kisebb spin jelet láttunk mint a tiszta grafén szomszédján.

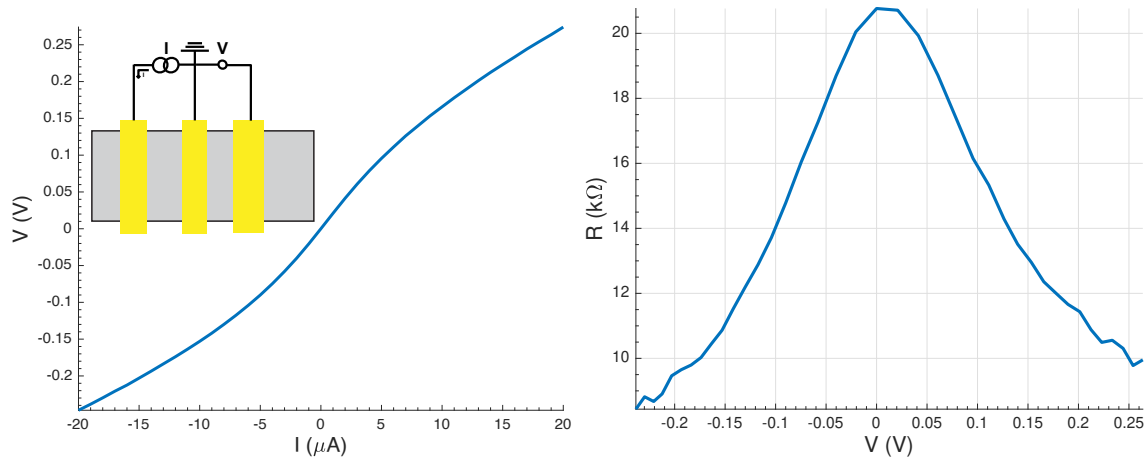
Az ellentmondás feloldásához vizsgáljuk meg a heteroszerkezetben a határfelület ellenállását, amit vertikális transzportmérésekkel a legegyszerűbb meghatározni, ha a BiTeBr tetején is van kontaktus, azonban enélkül is megbecsülhető a határfelület ellenállása. Ehhez tekintsük a 4.8. ábrán látható ellenállás modelljét a heteroszerkezetnek, melyhez a a grafén és a BiTeBr fajlagos ellenállásának valamint a minta négy-pont ellenállásának ismerete szükséges. Az ábrán R_{G1} és R_{G2} a kontaktusok és a heteroszerkezet



4.8. ábra. A heteroszerkezeten nem-lokális mérés sematikus ábrája és egyszerű áramköri modellje. A kapcsolási rajzon \bar{R}_G a grafén normált ellenállása, \bar{R}_B a BiTeBr normált ellenállása, \bar{R}_I a határfelület normált ellenállása, R_{G1} és R_{G2} a kontaktusok és a heteroszerkezet közötti grafén szakaszok ellenállása.

közötti grafén szakaszok ellenállása, \bar{R}_G a grafén normált ellenállása a heteroszerkezetben, $R_B \approx 100\Omega$ a BiTeBr ellenállása, amit más minták alapján becsültem és \bar{R}_I a határfelület normált ellenállása. Itt a normált ellenállás alatt azt értem, hogy hány ellenálláshurkot veszünk figyelembe az eredő ellenállás számolása során. A heteroszerkezetben a grafén fajlagos ellenállását a mellette lévő szakaszok fajlagos ellenállásával becsültem ($\rho_G \simeq 2,3\text{ k}\Omega$), amiből $R_{G1} + R_{G2} = 1,15\text{ k}\Omega$ és $\bar{R}_G = 4,1/n\text{ k}\Omega$, ahol n az ellenálláshurkok száma amit figyelembe vettem. Ezekkel az értékekkel számolva a 4.8. ábrán lévő kapcsolási rajz alapján a határfelület ellenállása legalább $R_I \gtrsim 30\text{ k}\Omega$, és minél több hurkot veszünk figyelembe annál nagyobb (egy adott értékhez konvergál) azonban jelentősen nem nő így akár 1 db ellenállás hurokkal is adható egy alsó becslés a határfelület ellenállására. A fentiek alapján arra a következtetésre jutottunk, hogy a határfelületi ellenállás egy-két nagyságrenddel nagyobb mint a grafén és a BiTeBr becsült ellenállása. Mindezek alapján azt várjuk, hogy a spintranszportot végző elektronok főként a grafénben maradnak, és onnan nem hatolnak át a BiTeBr-ba. Ez a kép konzisztens azzal a kísérleti megfigyeléssel, hogy a BiTeBr nem változtat a tiszta grafén szakaszon tapasztalt spin relaxációs időn, a BiTeBr kölcsönhatása a grafénben haladó elektronokkal elhanyagolható. Ez igaz mind a valós, mind a virtuális alagutazási folyamatokra is, azaz a nagy határfelületi ellenállás várhatóan azt is eredményezi, hogy nem jön létre jelentős spin-pálya kölcsönhatás a grafénben.

Az előzőek alapján a kicsi spinjelt nem a BiTeBr okozza, hanem a kontaktuson történő spinrelaxáció. Ennek bizonyításához vizsgáljuk meg az alagútátmenet a kontaktusokon. Ehhez 3 terminálos elrendezésben felvettem az áram feszültség-karakterisztikát a kontaktusokon. A 4.9a. ábrán tüntettem fel az e kontaktus $I - V$ karakterisztikáját, ami jól láthatóan nem-lineáris és ez a nem-linearitás jellemzi az alagútátmenetet. Az $I - V$ karakterisztikából meghatároztam differenciális ellenállást ($R_{diff} = \frac{dV}{dI}$), a görbe

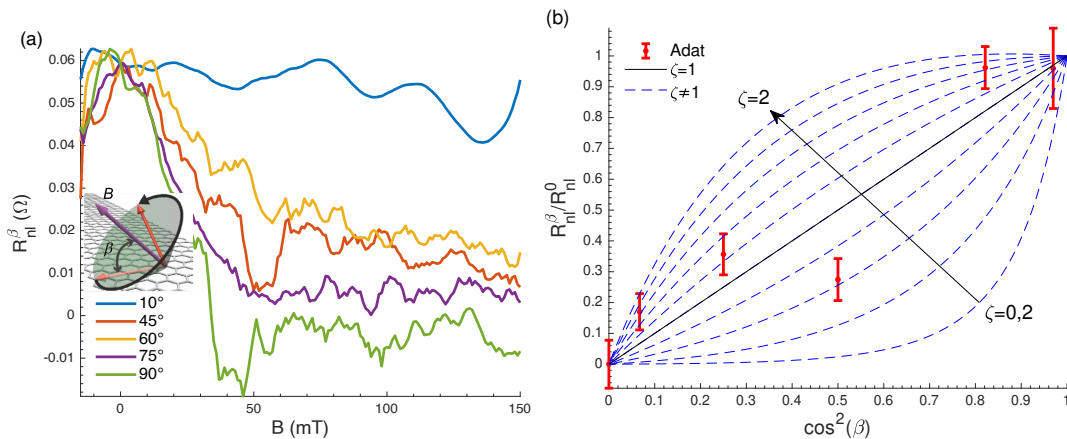


4.9. ábra. A 2-es minta e kontaktus áram-feszültség karakterisztikája 3 terminálos mérésrel zérus kapufeszültség mellett. (a) Nem-lineáris I - V karakterisztika. A betétábra a 3 terminálos mérés sematikus ábrája, melynél csak a kontaktusra eső feszültséget mérjük. (b) A nem-lineáris I - V karakterisztikából meghatározott differenciális ellenállása a kontaktusnak.

numerikus deriválásával. Az e kontaktus differenciális ellenállásának zérus feszültségnél maximuma van (4.9b. ábra), és ennek értéke ($21 \text{ k}\Omega$) jellemzi az alagútátmenetet. Az f kontaktusnál (detektor) $R_{diff}(V = 0) = 2,4 \text{ k}\Omega$, ami fele akkora mint a heteroszerkezet 4-pont ellenállása ($5,1 \text{ k}\Omega$). Ez az asszimmetria nagy spinrelaxációhoz vezet, mivel a rosszul illesztett vezetőképesség tartományon vagyunk a 2.7. ábrán. Ezzel szemben a grafénen lévő két kontaktus alagútátmenet ellenállásai egy nagyságrenddel nagyobbak voltak ($\approx 20 \text{ k}\Omega$), mint a grafén szakasz ellenállása ($2 \text{ k}\Omega$). A 3-as mintán, a heteroszerkezet mellett láttam spinjelet és a heteroszerkezeten nem. Ebben a határfelület ellenállása $8 \text{ k}\Omega$ körüli volt, ami összemérhető volt a grafén ellenállásával ($4,7 \text{ k}\Omega$), ami azt jelenti, hogy a BiTeBr jobb elektromos kontaktusban van a grafénnel, mint az 2-es mintán. Azokon a mintákon (minta 1, minta 5, minta 6), melyeken vertikális transzportot is tudtam mérni a határfelület ellenállása $4 \text{ k}\Omega$ alatt volt, ami kisebb volt, mint a kontaktus ellenállások és összemérhető volt a grafén ellenállásával, tehát elektromosan jó kapcsolat volt a grafén és a BiTeBr között. Ezeken a mintákon a heteroszerkezet mellett sem láttam spinjelet, így a heteroszerkezet spin relaxációs folyamataira, ezen mintákból nem tudunk következtetést levonni. Összességében egy megállapítást tehetünk ezen minták vizsgálatából, hogy a BiTeBr és grafén közötti határfelületi ellenállás nagyságrendet változik mintáról mintára. Mivel a BiTeBr hatása a grafén spintranszportjára erősen függ a határfelület minőségétől, további analízisre van szükségünk ennek megértéséhez.

A mérésekből világossá vált a heteroszerkezetben a határfelület alapvető szerepet játszik. Ha a határfelület ellenállása nagy a BiTeBr nem változtatja meg a grafén spintronikai tulajdonságait. Ugyanakkor kis ellenállású határfelület esetén a BiTeBr

szakaszokon nem tapasztaltam spin jelet. Ez adódhat abból, hogy megfelelő határfelület esetén a BiTeBr jelentősen lerontja a grafénben a spin relaxációt. Ugyanakkor ezt az elvégzett mérések alapján még nem állíthatjuk bizonyossággal, hiszen mással is magyarázható a spin jel hiánya, például a ferromágneses kontaktusok szigetelő rétegének hibáival (pinhole-ok). Ennek kizárásához további mérésekre van szükség, ahol teljesülnie kell az alábbiaknak a heteroszerkezeten végzett nem-lokális mérésekben használt detektor és injektor lábak esetén: i) minden láb alagút karakterisztikát mutat; ii) a heteroszerkezet melletti grafén szakaszon ezen lábak segítségével sikeres spin szelep mérést lehetett végrehajtani. A vizsgált mintákon ezeket a feltételeket nem sikerült mind igazolni, így további minták készítése a rövidtávú célom.



4.10. ábra. Spinélettartam anizotrópia vizsgálata. (a) Hanle-mérések különböző döntöttségű mágneses terek esetén. (b) A Hanle-mérésekből meghatározott $R_{nl}^\beta/R_{nl}^0 = R_{nl}^\beta/R_{nl}(B=0)$ -al lenormálva $\cos^2(\beta)$ függvényében. A maradék nem-lokális ellenállást (R_{nl}^β) a (2.53) összefüggés adja meg, amit az ábrán szaggatott vonalakkal ábrázoltam $\zeta = 0,2$ és $\zeta = 2$ között 0,2 lépésközzel. Az izotrop esetet ($\zeta = 1$) fekete görbével ábrázoltam.

A 2-es mintán a heteroszerkezet további karakterizálására különböző ferde a minta síkjával β szöget bezáró mágneses tér mellett is készítettem Hanle-méréseket (2.8. ábra), amellyel spinélettartam irányfüggéséről kapható információ. Amiatt, hogy ferde mágneses tér esetén a mágneses térnek a kontaktusokkal párhuzamos komponense is van, ami átfordíthatja a kontaktusok mágnesezettségét, csak az egyik irányba növeltem a mágneses teret. Merőleges ($\beta = 90^\circ$) mágneses térben felvett Hanle-görbe a 4.7a. ábrán látható. A görbéken a fázisvesztéshez tartozó kritikus mágneses tér $B_d \approx 100$ mT. A görbéken a $B > B_d$ mágneses térhez tartozó nem-lokális ellenállást vettem R_{nl}^β -nak, miután a zérus mágneses térhez tartozó értékeket egy pontba toltam ahogy a 4.10a. ábrán látható. Megfigyelhető, hogy a dőlés szögének növelésével $R_{nl}^\beta \rightarrow R_{nl}(B=0)$ értékhez tart hasonlóan, mint izotrop esetben. A lenormált R_{nl}^β -t $\cos^2(\beta)$ függvényében ábrázoltam a 4.10b. ábrán. Az ábrán feltüntettem a (2.53) összefüggés megoldását behelyettesítve a minta paramétereit $\zeta = 0,2$ és $\zeta = 2$ között 0,2 lépésközzel. Az ábra

alapján nem egyértelmű ζ értéke a mérések pontatlansága miatt. Ha a SOI a grafén síkján belüli orientációt részesíti előnyben pl. Rashba-típusú SOI esetén (BiTeBr), akkor $\zeta < 1$. Ezzel szemben ha a SOI a grafén síkjra merőleges orientációt részesíti előnyben pl. a völgyek közötti szórás jelenléte miatt, akkor $\zeta > 1$ ¹. A mérés egyiket sem mutatja, hanem az izotrop grafén esetéhez hasonló, ami összhangban van τ_s -sel.

¹Például az átmenetfém-dikalkogenidák esetében [50].

5. fejezet

Összefoglaló és kitekintés

Munkám során BiTeBr/grafén heteroszerkezetekben vizsgáltam a BiTeBr óriás spin – pálya kölcsönhatásának hatását grafénre. Új minta geometriát fejlesztettem ki, ami lehetővé teszi spin szelep mérések elvégzését. A minták elkészítéséhez optimalizáltam egy 2D heterostruktúrák készítésére szolgáló mikroszkóp-mikromanipulátor rendszert a Chalmers Egyetemen. Az új nem-lokális mérési geometria lehetővé tette hogy a spin transzportot a töltés transzporttól függetlenül lehessen vizsgálni. Részletes spinszelep és Hanle-méréseket végeztem az elkészült mintákon. Az adatok analizálásából meghatároztam a spin relaxációs időt grafénben, ami megegyezett korábbi irodalmi adatokkal. BiTeBr/grafén heteroszerkezeten elsőként sikerült spinszelep és Hanle-méréseket is elvégezni. Míg a spin szelep mérések a tiszta grafén mintához képest jelentősen kisebb spin jelre utaltak, a Hanle-mérések grafénnel megegyező spin relaxációs időt adtak. Az ellentmondás okát sikerült a kontaktusok relaxációs folyamataival magyarázni. Egy ellenállás modell keretében a BiTeBr grafén határfelület ellenállására becslést adtam. Ez azt mutatta, hogy a BiTeBr gyengén volt csatolva a részletesen vizsgált mintában, ami okozhatja a BiTeBr gyenge hatását a spin transzportra. További mintákon végzett mérések azt mutatták ki, hogy a határfelületi ellenállás erősen mintafüggő, jelentősen kisebb is lehet, mint a részletes analízisben szereplő mintánál.

A végkövetkeztetés levonásához, hogy indukál-e spin – pálya kölcsönhatást a BiTeBr további mérések szükségesek a 3.1. ábrán látható elrendezésben olyan mintákon, ahol jó minőségű a határfelület. Ehhez optimalizálni kell a mintakészítést mind a határfelület minőségének javítása mellett pl. gloveboxban inert közegben készíteni a mintákat, mind a ferromágneses kontaktusokat pl. néhány atomsor vastag hBN-t használni alagútátmenetként.

Irodalomjegyzék

- [1] A. Avsar, J. Y. Tan, T. Taychatanapat, J. Balakrishnan, G. Koon, Y. Yeo, J. Lahiri, A. Carvalho, A. S. Rodin, E. O'Farrell, G. Eda, A. H. C. Neto, and B. Özyilmaz, „Spin–orbit proximity effect in graphene,” *Nature Communications*, vol. 5, sep 2014.
- [2] Z. Wang, D. Ki, H. Chen, H. Berger, A. H. MacDonald, and A. F. Morpurgo, „Strong interface-induced spin–orbit interaction in graphene on WS₂,” *Nature Communications*, vol. 6, sep 2015.
- [3] B. Yang, M.-F. Tu, J. Kim, Y. Wu, H. Wang, J. Alicea, R. Wu, M. Bockrath, and J. Shi, „Tunable spin–orbit coupling and symmetry-protected edge states in graphene/WS₂,” *2D Materials*, vol. 3, p. 031012, sep 2016.
- [4] A. Dankert and S. P. Dash, „Electrical gate control of spin current in van der waals heterostructures at room temperature,” *Nature Communications*, vol. 8, p. 16093, jul 2017.
- [5] M. Zhang, *Electronic properties and topological phases in graphene-based van der waals heterostructures*. PhD thesis, National University of Singapore, 2014.
- [6] C. D. Beule, M. Zarenia, and B. Partoens, „Transmission in graphene–topological insulator heterostructures,” *Physical Review B*, vol. 95, mar 2017.
- [7] B. Szentpéteri, „BiTeI/grafén hibrid nanoáramkörök készítése és vizsgálata,” szakdolgozat, Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, 2017.
- [8] B. Szentpéteri, „Spin – pálya kölcsönhatás vizsgálata grafén/BiTeBr/hBN heteroszerkezetekben,” TDK dolgozat, 2017.
- [9] A. H. C. Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov, and A. K. Geim, „The electronic properties of graphene,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 81, pp. 109–162, jan 2009.
- [10] J. N. Fuchs and M. O. Goerbig, *Introduction to the Physical Properties of Graphene*. 2008.

- [11] A. K. Geim and K. S. Novoselov, „The rise of graphene,” *Nature Materials*, vol. 6, pp. 183–191, mar 2007.
- [12] J. Baringhaus, M. Ruan, F. Edler, A. Tejada, M. Sicot, A. Taleb-Ibrahimi, A.-P. Li, Z. Jiang, E. H. Conrad, C. Berger, C. Tegenkamp, and W. A. de Heer, „Exceptional ballistic transport in epitaxial graphene nanoribbons,” *Nature*, vol. 506, pp. 349–354, feb 2014.
- [13] P. R. Wallace, „Erratum: The band theory of graphite [phys. rev. 71, 622 (1947)],” *Physical Review*, vol. 72, pp. 258–258, aug 1947.
- [14] J. Cserti, *A grafén fizikájának alapjai*. 2013.
- [15] C. Ertler, S. Konschuh, M. Gmitra, and J. Fabian, „Electron spin relaxation in graphene: The role of the substrate,” *Physical Review B*, vol. 80, jul 2009.
- [16] G. Zebrev, „Graphene field effect transistors: Diffusion-drift theory,” in *Physics and Applications of Graphene - Theory*, InTech, mar 2011.
- [17] A. Shevelkov, E. Dikarev, R. Shpanchenko, and B. Popovkin, „Crystal structures of bismuth tellurohalides BiTeX ($x = \text{cl, br, i}$) from x-ray powder diffraction data,” *Journal of Solid State Chemistry*, vol. 114, pp. 379–384, feb 1995.
- [18] S. V. Eremeev, I. P. Rusinov, I. A. Nechaev, and E. V. Chulkov, „Rashba split surface states in BiTeBr,” *New Journal of Physics*, vol. 15, p. 075015, jul 2013.
- [19] K. Ishizaka, M. S. Bahramy, H. Murakawa, M. Sakano, T. Shimojima, T. Sonobe, K. Koizumi, S. Shin, H. Miyahara, A. Kimura, K. Miyamoto, T. Okuda, H. Namatame, M. Taniguchi, R. Arita, N. Nagaosa, K. Kobayashi, Y. Murakami, R. Kumai, Y. Kaneko, Y. Onose, and Y. Tokura, „Giant rashba-type spin splitting in bulk BiTeI,” *Nature Materials*, vol. 10, pp. 521–526, jun 2011.
- [20] M. Sakano, M. S. Bahramy, A. Katayama, T. Shimojima, H. Murakawa, Y. Kaneko, W. Malaeb, S. Shin, K. Ono, H. Kumigashira, R. Arita, N. Nagaosa, H. Y. Hwang, Y. Tokura, and K. Ishizaka, „Strongly spin-orbit coupled two-dimensional electron gas emerging near the surface of polar semiconductors,” *Physical Review Letters*, vol. 110, mar 2013.
- [21] G. Bihlmayer, O. Rader, and R. Winkler, „Focus on the rashba effect,” *New Journal of Physics*, vol. 17, p. 050202, may 2015.
- [22] M. S. Bahramy, R. Arita, and N. Nagaosa, „Origin of giant bulk rashba splitting: Application to BiTeI,” *Physical Review B*, vol. 84, jul 2011.

- [23] S. Fiedler, L. El-Kareh, S. V. Eremeev, O. E. Tereshchenko, C. Seibel, P. Lutz, K. A. Kokh, E. V. Chulkov, T. V. Kuznetsova, V. I. Grebennikov, H. Bentmann, M. Bode, and F. Reinert, „Defect and structural imperfection effects on the electronic properties of BiTeI surfaces,” *New Journal of Physics*, vol. 16, p. 075013, jul 2014.
- [24] S. Fiedler, T. Bathon, S. V. Eremeev, O. E. Tereshchenko, K. A. Kokh, E. V. Chulkov, P. Sessi, H. Bentmann, M. Bode, and F. Reinert, „Termination-dependent surface properties in the giant-rashba semiconductors BiTeX(x=cl, br, i),” *Physical Review B*, vol. 92, dec 2015.
- [25] N. Ogawa, M. S. Bahramy, Y. Kaneko, and Y. Tokura, „Photocontrol of dirac electrons in a bulk rashba semiconductor,” *Physical Review B*, vol. 90, sep 2014.
- [26] J. Sólyom, *A modern szilárdtest-fizika alapjai III*. ELTE Eötvös Kiadó Kft., 2011.
- [27] I. I. Mazin, „How to define and calculate the degree of spin polarization in ferromagnets,” *Physical Review Letters*, vol. 83, pp. 1427–1430, aug 1999.
- [28] T. Ihn, *Semiconductor Nanostructures: Quantum states and electronic transport*. Oxford University Press, 2010.
- [29] A. Dankert, *Spin Transport in Two-Dimensional Material Heterostructures*. 2015.
- [30] J. F. Gregg, I. Petej, E. Jouguelet, and C. Dennis, „Spin electronics a review,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 35, pp. R121–R155, sep 2002.
- [31] S. Takahashi and S. Maekawa, „Spin injection and detection in magnetic nanostructures,” *Physical Review B*, vol. 67, feb 2003.
- [32] I. Žutić, J. Fabian, and S. D. Sarma, „Spintronics: Fundamentals and applications,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 76, pp. 323–410, apr 2004.
- [33] J. Fabiana, A. Matos-Abiaguea, C. Ertlera, P. Stanoa, and I. Zuticb, „Semiconductor spintronics,” 2007.
- [34] S. Zihlmann, *Spin and charge relaxation in graphene*. PhD thesis, 2018.
- [35] C. Itzykson and J.-M. Drouffe, *Quantum Field Theory*. McGraw-Hill Book Company., 1980.
- [36] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *Introduction To Quantum Field Theory*. Perseus Books Group, 1995.
- [37] L. Szunyogh, „Relativisztikus kvantummechanika.” (előadásjegyzet) Elérhető: http://physics.bme.hu/BMETE15AF36_kov.

- [38] J. J. Sakurai, *Advanced Quantum Mechanics*. Addison-Wesley, 1967.
- [39] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*. JOHN WILEY & SONS INC, 1998.
- [40] W. Han, R. K. Kawakami, M. Gmitra, and J. Fabian, „Graphene spintronics,” *Nature Nanotechnology*, vol. 9, pp. 794–807, oct 2014.
- [41] T. Valet and A. Fert, „Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers,” *Physical Review B*, vol. 48, pp. 7099–7113, sep 1993.
- [42] P. Seneor, B. Dlubak, M.-B. Martin, A. Anane, H. Jaffres, and A. Fert, „Spintronics with graphene,” *MRS Bulletin*, vol. 37, pp. 1245–1254, nov 2012.
- [43] B. Raes, A. W. Cummings, F. Bonell, M. V. Costache, J. F. Sierra, S. Roche, and S. O. Valenzuela, „Spin precession in anisotropic media,” *Physical Review B*, vol. 95, feb 2017.
- [44] B. Raes, J. E. Scheerder, M. V. Costache, F. Bonell, J. F. Sierra, J. Cuppens, J. V. de Vondel, and S. O. Valenzuela, „Determination of the spin-lifetime anisotropy in graphene using oblique spin precession,” *Nature Communications*, vol. 7, p. 11444, may 2016.
- [45] M. Johnson and R. H. Silsbee, „Spin-injection experiment,” *Physical Review B*, vol. 37, pp. 5326–5335, apr 1988.
- [46] H. Zhong, Z. Zhang, H. Xu, C. Qiu, and L.-M. Peng, „Comparison of mobility extraction methods based on field-effect measurements for graphene,” *AIP Advances*, vol. 5, p. 057136, may 2015.
- [47] S. D. Sarma, S. Adam, E. H. Hwang, and E. Rossi, „Electronic transport in two-dimensional graphene,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 83, pp. 407–470, may 2011.
- [48] A. K. Geim and I. V. Grigorieva, „Van der waals heterostructures,” *Nature*, vol. 499, pp. 419–425, jul 2013.
- [49] F. Volmer, M. Drögeler, T. Pohlmann, G. Güntherodt, C. Stampfer, and B. Beschoten, „Contact-induced charge contributions to non-local spin transport measurements in co/MgO/graphene devices,” *2D Materials*, vol. 2, p. 024001, apr 2015.
- [50] L. A. Benítez, J. F. Sierra, W. S. Torres, A. Arrighi, F. Bonell, M. V. Costache, and S. O. Valenzuela, „Strongly anisotropic spin relaxation in graphene–transition metal dichalcogenide heterostructures at room temperature,” *Nature Physics*, vol. 14, pp. 303–308, dec 2017.

Rövidítések és fizikai állandók

| | |
|---|--|
| DP: D'yakonov-Perel | m_e az elektron tömege |
| EY: Elliott-Yafet | m^* : az elektron effektív tömege |
| NM: nem mágneses | M : mágnesezettség |
| FN: ferromágneses | μ_s spinfelhalmozódás |
| SOI: spin-pálya kölcsönhatás | $\mu_B = e\hbar/2m_e$: Bohr-magneton |
| TMDC: - átmenetifém-dikalkogenid | $\mu[\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}]$: mobilitás |
| \mathbf{a}_i : primitív bázisvektorok | n elektronsűrűség |
| $\alpha_R[\text{eV}\text{\AA}^{-1}]$: Rashba-paraméter | N_\uparrow a fel-spinű elektronok száma |
| \mathbf{b}_i : reciprokrács bázisvektorai | N : összelektron-szám a Fermi-szint alatt |
| β : a mágneses tér és a minta síkja által bezárt szög | $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$: kétkomponensű hullámfüggvény |
| β^i : belső polarizáció | P_j : áram polarizációja |
| c : fénysebesség | R : ellenállás |
| d : dimenzió | R_{nl} : nem-lokális ellenállás |
| D : diffúziós együttható | σ : Pauli-mátrixok |
| D_s : az átlagos spin diffúziós állandó | σ : fajlagos vezetőképesség |
| e : elemi töltés | T : hőmérséklet |
| $E(\mathbf{k})$: saját energia | τ_s : spin élettartam |
| $f(\epsilon)$: Fermi-függvény | U : a kicserélődési energia |
| γ^i : felületi polarizáció | v_F : Fermi-sebesség |
| γ^μ : gamma-mátrix | V_{nl} : nem-lokális feszültség |
| $g_\xi(E)$: állapotsűrűség | V_G : kapufeszültség |
| H : Hamilton-operátor | V_{CNP} : töltésemlegességi pont |
| $\hbar = h/2\pi$: redukált Planck-állandó | ξ : spin z irányú vetülete |
| I : áram | \uparrow : fel-spin |
| \mathbf{k} : hullámszámvektor | \downarrow : le-spin |
| k_B : Boltzmann-állandó | ζ : anizotrop spinélettartam arány |
| λ_s : spin diffúziós hossz | |
| l_e : az elektron közepes szabad úthossza | |
| Li : másodrendű polilogaritmus függvény | |

Köszönetnyilvánítás

Ezt a kutatást a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal támogatta a Nemzeti Kvantumtechnológiai Program keretén belül (Projekt szám: 2017-1.2.1-NKP-2017-00001).

Köszönettel tartozom a témavezetőmnek Makk Péternek és Csonka Szabolcsnak, és a konzulensemnek Kovács-Krausz Zoltánnak, valamint a laboratóriumban dolgozó kollégáimnak segítségükért és tanácsaikért. Külön köszönettel tartozom Saroj Dash csoportjának akik segítségével készítettem a mintákat és végeztem a méréseket. Továbbá szeretnék köszönetet mondani Michael Yakushev csoportjának a BiTeBr kristályokért. Köszönettel tartozom Myfab-nek a Chalmers Műszaki Egyetemi nano-fabrikációs laboratóriumuk használatáért.