

*Spin és elektron transzport különböző félvezető
heterostruktúrákban mágneses és elektromos tér
jelenlétében*

Doktori értekezés

Borza Sándor

NymE SKK Fizika és Elektrotechnika Intézet

Témavezető:

Dr. Papp György

Fizika Doktori Iskola

Elméleti Fizika Tanszék

Szegedi Tudományegyetem TTIK

Szeged, 2014

Tartalomjegyzék

Tartalomjegyzék	1
1. Bevezetés	3
2. Elméleti alapok	13
2. 1. Elektronok erős mágneses térben, Landau-szintek.....	13
2. 2. Alagúteffektus, rezonáns alagutazás.....	17
2. 3. Transzfer mátrix módszer	20
3. Hígan mágnesesen szennyezett félvezetők transzport tulajdonságai	25
3. 1. Elméleti modell.....	25
3. 2. A $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{Zn}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostruktúrára vonatkozó eredmények.....	29
3. 2. 1. Transzmisszió.....	30
3. 2. 2. Spin polarizáció.....	32
3. 2. 3. Áramsűrűség és áram polarizáció	34
3. 2. 4. Következtetések	36
3. 3. A $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-y}\text{Be}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ és a $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-z}\text{Cd}_z\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostruktúrákra vonatkozó eredmények.....	36
3. 3. 1. Transzmisszió.....	37
3. 3. 2. Spin polarizáció.....	41
3. 3. 3. Áramsűrűség és áram polarizáció	43
3. 3. 4. Következtetések	46
4. Elektronok energia spektruma és állapotai $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ heterostruktúrában, a kialakuló völgyre merőleges, illetve azzal párhuzamos mágneses mezőben	47
4. 1. Elméleti modell.....	47
4. 1. 1. A kétdimenziós elektrongázra merőleges $\mathbf{B} = B \hat{z}$ irányú mágneses mező ...	49
4. 1. 2. A kétdimenziós elektrongáz síkjába eső $\mathbf{B} = B \hat{y}$ irányú mágneses mező.....	50
4. 2. A mágneses tér hatása külső elektromos tér hiányában	50
4. 3. A külső elektromos tér hatása.....	56
4. 4. Következtetések.....	60
5. Óriás mágneses ellenállás elméleti vizsgálata periodikusan ismétlődő mágneses gáttal modulált kétdimenziós elektrongázban	62

5. 1. Elméleti modell.....	64
5. 2. Numerikus eredmények és értékelésük	67
5. 3. Következtetések.....	73
6. Összefoglalás.....	74
Summary.....	80
Publikációs lista.....	85
Köszönetnyilvánítás	86
Irodalomjegyzék.....	87

1. Bevezetés

A spintronika kifejezést általában olyan eszköz előállításának lehetőségét magában foglaló jelenségekre használjuk, amelyekben a szilárd testben lévő elektron spinje játszik meghatározó szerepet. A szó maga egy szójáték [1], amely arra utal, hogy ezen eszközöknél az elektron spinje az a fizikai mennyiség, amely az eszköz viselkedését meghatározza, szemben az elektronikával, ahol is az elektron töltése játssza ezt a szerepet. A spintronika, bár bizonyos területeken már jelentős áttörést okozott, egy még kialakulóban lévő, gyorsan fejlődő kutatási terület.

A spintronika kialakulásának előfeltétele volt, hogy a technológia fejlődésével olyan nanométer mérettartományba eső rendszereket tudjunk készíteni, ahol már az elektron hullám tulajdonságai is észlelhetővé válnak. Ezen, úgynevezett mezoszkopikus rendszerek mérettartománya összemérhető kell, hogy legyen a töltéshordozók átlagos szabad úthosszával és fázis koherencia hosszával. A spintronikai eszközök vagy a spin által vezérelt elektronikára, vagy megfordítva egy elektromos és optikai úton vezérelt spinre, illetve mágnesességre alapulnak. Azaz ideális esetben olyan eszköz megvalósítása a cél, amelyben a spinek átfordítása, illetve a mágneses tér bekapcsolása megállítja az áramot, vagy a folyamat megfordításával éppen olyan eszközt szeretnénk, amely áram, illetve egy külső vezérlőfeszültség alkalmazásával megfordíthatja a spinek irányát. Ily módon a spin teljes mértékben integrálódna az elektronikába, és reá alapozva információt tudnánk írni, tárolni és feldolgozni, valamint olvasni [2].

A szilárdtest alapú spintronikát aszerint, hogy a spin polarizációja, manipulálása és detektálása milyen típusú rétegben történik, két részre oszthatjuk. Ha ez valamilyen, többnyire ferromágneses fém rétegekben történik, akkor fémeken alapuló, míg ha félvezető rétegekben, akkor félvezető alapú spintronikáról beszélhetünk. A fémeken alapuló spintronika az óriás mágneses ellenállásra épülő eszközök segítségével már az 1990-es években forradalmasította a számítógépipart. Az óriás mágneses-ellenállás (angolul Giant Magnetic Resistance, GMR) felfedezése [3] lehetővé tette a merevlemezen tárolt információ sűrűségének megnövekedését, ami több mint százszorosára növelte a kapacitásukat. A GMR hatás ferromágneses rétegzett nanostruktúrákban jelenik meg. A legegyszerűbb olyan

rendszer, amelyben az óriás mágneses-ellenállás jelensége létrejöhet, egy szendvicsszerkezet. Ennek a középső rétege egy nem-mágneses fémréteg, melyet két oldalról egy-egy ferromágneses fémréteg határol. Ha az elektron spinjének az iránya a ferromágneses anyag mágnesezettségének az irányába mutat, akkor a spint parallelnek, míg ha a spin iránya ellentétes a mágnesezettség irányával, akkor antiparallelnek nevezzük. Abban az esetben, ha a mágneses anyagba belépő elektronok spinje antiparallel a mágnesezettség irányával, az ilyen antiparallel spinnel rendelkező elektronok szórása nagyobb lesz, mint a parallel spinű elektronoké. Azaz a mágneses fémrétegbe belépő polarizálatlan elektronok közül az antiparallel spinű elektronok számára az ellenállás is nagyobb lesz, mint a mágnesezettség irányával parallel irányú spinnel rendelkező elektronok számára. Amikor ezután az elektronok átlépnek a mágneses rétegből a nem-mágneses anyagba, ebben a rétegben a spinjük irányától függetlenül mind ugyanolyan mértékben szóródnak. A második határfelületnél és az utolsó mágneses rétegben az antiparallel spinnel rendelkező elektronok ismét jobban szóródnak, mint a parallel spinnel rendelkezők [4].

Abban az esetben, amikor mindkét mágneses réteg mágnesezettsége ugyanolyan irányú, a rendszeren áthatoló elektronok a spinjük szerint polarizálódnak, mert a parallel spinnel rendelkező elektronok nagy része szórás nélkül, könnyen átjut a szerkezeten, míg az antiparallel spinű elektronok mindkét mágneses rétegben nagymértékű szórást szenvednek el. Ezért végeredményként a rendszeren átjutó elektronok legnagyobb részének a spinje parallel lesz a mágnesezettséggel, a szerkezet teljes ellenállása pedig alacsony lesz. Ezzel szemben abban az esetben, ha a két mágneses réteg mágnesezettsége ellenkező irányú, akkor minden elektron a két mágneses réteg közül az egyikben antiparallel spin állapottal rendelkezik a réteg mágnesezettségéhez képest. Vagyis nem lesznek olyan elektronok, amelyek könnyedén át tudnak hatolni a rendszeren, aminek következtében a rendszer teljes ellenállása nagy lesz. Így az egyik réteg mágnesezettségének megváltoztatásával szabályozható a rendszeren átfolyó áram erőssége. Ha az olvasófejen átfolyó áram a jel, akkor a nagy áram jelölheti a bináris rendszerben az egyet, míg a kis áram jelölheti a nullát. Habár maga az óriás mágneses ellenállás, és így rendszeren átfolyó áram változásának oka kvantummechanikai folyamat, emellett a rendszeren átjutó elektronok a spinjük szerint polarizáltak is, a spin kvantummechanikai tulajdonságai az eszköz működése szempontjából a továbbiakban mégsem játszanak szerepet. Azaz az eszköz klasszikus elektronikai eszközként működik,

csak az elektronok töltésének mennyisége különbözteti meg a két állapotot. Mégis az óriás mágneses ellenállás felfedezése nemcsak a számítógépiparban jelentett áttörést, hanem a spintronika fejlődésében is jelentős lépést jelentett.

Bár a spintronika kialakulásában, majd rohamos fejlődésében számos fémeken alapuló spintronikai kísérlet, illetve eszköz meghatározó szerepet játszott, ez a dolgozat különböző félvezető heterostruktúrákra alapozott spintronika elméleti tárgyalására épül. Míg a fémeken alapuló spintronika már megtalálta a helyét a számítógépes iparban, addig a félvezetőkre épülő spintronikában még nem történt meg ez az áttörés. A legtöbb félvezető rendszereken alapuló eszköz még mindig csak elméleti koncepció, mely a kísérleti megvalósításra vár. A problémák leküzdéséhez három egyaránt fontos folyamatra kell megoldást találni. Nevezetesen azokra a kérdésekre kell választ találnunk, hogy miként tudunk előállítani, manipulálni és detektálni spin-polarizált töltéshordozókat.

A spin injektálására, azaz spin-polarizált áram létrehozására az egyik lehetőség hígan mágnesesen szennyezett és szennyezetlen ultravékony egymásra növesztett félvezető rétegek különböző sorozataiból felépülő heterostruktúrák alkalmazása. Az ilyen nanoszerkezetekben mágneses tér nélkül az elektronok a spinjüktől függetlenül szabadon mozoghatnak. Egy külső, a növesztés irányával párhuzamos mágneses tér alkalmazásakor viszont a Mn-nal szennyezett paramágneses rétegekben egy spin-függő potenciál alakul ki az elektronok számára. A külső mágneses tér irányával megegyező spinnel rendelkező spin-fel elektronok egy potenciálgátat, míg az ellentétes spinnel rendelkező spin-le elektronok egy potenciálvölgyet érzékelnek. Azok a spin-fel elektronok, melyeknek az energiája a potenciálgát magasságánál kisebb, csak alagutazással tudnak a rendszeren áthatolni, amelynek valószínűsége a potenciálgát magassága és az elektron energiája különbségének a növekedésével exponenciálisan csökken. Ennek következtében a mágneses tér növelésével a spin-fel elektronok áramsűrűsége egyre csökken, azaz elegendően erős külső mágneses tér esetén a rendszeren átjutó elektronok nagy része a mágneses tér irányával ellentétes spinnel rendelkezik [5]. Ily módon a mágneses tér ki- és bekapcsolásával lehet változtatni a polarizációt. Ha a paramágneses rétegek számát megduplázzuk, illetve megtöbbszörözzük, akkor az alacsony energiák tartományában a spin-fel elektronok csak bizonyos meghatározott energiákon rezonáns alagutazással képesek átjutni a rendszeren. Az ilyen típusú, úgynevezett alagút struktúrák effektív potenciálja nemcsak spin-függő, hanem egy alkalmazott külső

mágneses- és elektromos tér segítségével, illetve a szerkezet szimmetriájának (azaz valamely réteg hosszának) a megváltoztatásával egyaránt hangolható [6]. E hatások kombinálása tág teret biztosíthat a jövőbeni spintronikai alkalmazások számára szükséges spin polarizáció szabályozására.

A második megoldandó probléma a spin manipulálása. Ezt általában egy külső mágneses mező alkalmazásával érhető el, bár a spin-pálya csatolás jelenléte lehetővé teszi a spinek elektromos úton történő szabályozását is. A feszültséggel való szabályozás a heterostrukturák tetejére helyezett feszültség kapuk segítségével valósítható meg. Emellett ahhoz, hogy információt tudjunk eljuttatni az injektálás helyétől az észlelés helyéig, biztosítani kell azt is, hogy az injektált spin állapot elegendően hosszú ideig fenn maradjon és ezen idő alatt az elektron meg tudja tenni a két pont közötti távolságot.

Végül, de nem utolsó sorban a spint észlelni kell. Ennek megoldására is több elképzelés létezik, amelyek közül az egyik a ferromágneses és nem mágneses rétegek határán fellépő úgynevezett Silsbee-Johnson spin-töltés csatolás [7], amelyben a nem egyensúlyi spin populáció eredményez áramot. További lehetőségek a spin detektálására a spinszelep szerkezet, amelyben a ferromágneses elektródák orientációja határozza meg az áramot (a szelep parallel orientáció esetén nyitott), illetve optikai detektálás, amelyben a spin-polarizált elektronok rekombinálódnak a polarizálatlan lyukakkal, aminek a következtében cirkulárisan poláros fényt bocsátanak ki, amelynek az elemzéséből következtetni lehet az elektron spinjének korábbi polarizációs állapotára.

A disszertáció a spintronika szerteágazó területéből három egymástól jól elkülöníthető területet érint. A 2. fejezetben az elméleti alapokat és a dolgozatban felhasznált korábbi eredményeket foglaltam össze.

A 3. fejezetben elektronok spin függő alagutazását vizsgáltam elméletileg három különböző többrétegű hígan mágnesesen szennyezett félvezető heterostrukturában párhuzamos mágneses és elektromos mező jelenlétében. Az ilyen típusú, egymásra rétegzett ultravékony, néhány nanométer nagyságrendű rétegekből álló nanoszerkezetek létrehozásának a lehetőségét a félvezető gyártási technológia fejlődése, ezen belül is különösen a heteroepitaxiális technológiáé tette lehetővé. Ezen technológiák fejlődésének következtében megnyílt a lehetőség olyan eszközök készítésére, melyekben a rétegek hossza lehetővé teszi, hogy a viselkedésüket kvantum-interferencia hatások dominálják. Az ilyen

heterostruktúrákban az anyagi tulajdonságok megváltoznak, ha a hosszuk összehasonlítható a töltéshordozók fázis koherencia hosszával, azaz azzal a távolsággal, amelyen a töltéshordozók megőrzik a kezdeti hullámfüggvényük fázisának emlékét. Ezért a kvantuminterferencia hatások fontossá válnak a transzport tulajdonságok tárgyalásakor a szerkezet vertikális növesztési irányában. Jellemzően a rétegek némelyike energia gátat képez a beeső töltéshordozók számára, amelyek csak alagutazással képesek áthatolni ezen a rétegen. Különösen a kettős-, illetve a többszörös-gátak alkotta szerkezetek esetén nagyon magas, akár egységnyi transzmissziós valószínűségek jelenhetnek meg, amely jelenség rezonáns alagutazás néven ismert. A szerkezetben lévő mágneses rétegek egy erősen spin-függő transzmissziót okoznak, mivel a mágneses félvezetőkben a valencia és a vezetési sávok spin degenerációja határozottan felhasadt a kicserélődési-, vagy az óriás Zeeman-térnek köszönhetően. Ez a spin felhasadás a töltéshordozók szerkezeten keresztüli rezonáns alagutazásában egy energia és spin szerinti szelekciót idéz elő, amely ténylegesen lehetővé teszi nagyon hatékony spin szűrők és spin detektorok megvalósítását.

Kísérletileg a rezonáns alagutazást 1974-ben Tsu, Esaki, és Chang [8] észlelték először. A kísérleti megvalósulást megelőzően véges szuperrácsban végbemenő transzport tulajdonságot vizsgálva Tsu és Esaki [9] az I-V karakterisztikában megjelenő negatív differenciális ellenállást rezonáns alagutazással magyarázta. Vékony réteg (fém-szigetelő), illetve két különböző réteg (AlGaAs/GaAs) összeillesztésén alapuló egysarkú rezonáns alagutazó triódákat [10] és tranzistorokat [11] szintén terveztek. Rezonáns alagutazás jött létre akkor is, ha olyan külső feszültséget alkalmaztak a gátakon, melynek révén elérték a katód Fermi szintjének és a völgy rezonáns állapotainak összeillesztését. Mn- vagy Fe-alapú mágnesesen híg szennyezett spin szuperrácsok ötletét, amelyekben az elektronok és a lyukak térbeli spin szegregációját a kicserélődési kölcsönhatás okozza, von Ortenberg vetette fel [12], és amióta Dai és társainak [13], illetve Chou és társainak [14] sikerült kísérletileg is megvalósítani, azóta számos kreatív kísérletben hasznosították e spin függő jelenséget.

Elméletileg Sugakov és Yatskevits [15] vizsgálta meg először a spin polarizációt párhuzamos elektromos és mágneses mezőben dupla potenciálgát összekapcsolása esetén, a később részletesen is ismertetett átviteli mátrix módszert használva [16]. Később többen is [5,17] tanulmányozták a spin szűrést egy egyszerű paramágneses réteggel rendelkező ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe heterostruktúrában, és a mágneses mező növelésekor a spin-fel

komponens áramsűrűségének erős csökkenését mutatták ki. Guo és társai [6] ZnSe alapú, dupla paramágneses réteggel rendelkező, szimmetrikus és aszimmetrikus struktúrákat egyaránt vizsgáltak. Olyan dupla gát-völgy elrendezést (spin-fel elektronok esetében) tanulmányoztak, amelynek az aszimmetriáját a két potenciálgát különböző szélessége okozza. Az eredményeik azt mutatták, hogy a szerkezeti aszimmetria következtében a transzmisszió drasztikusan lecsökken. Saffarzadeh és társai azt is kimutatták, hogy a szerkezeti aszimmetriával rendelkező heterostruktúrákon átalagutazó töltéshordozók spin-polarizációja erősen függ a rétegek szélességétől, ha a két ZnMnSe réteg Mn koncentrációja különböző [18]. Chang és társai [19] hígan szennyezett mágneses félvezető szuperrácsokban létrejövő longitudinális spin transzport elméleti tárgyalását publikálták. Ilyen rendszerekben a mágneses vezetőképesség oszcilláló viselkedést mutat a külső mágneses tér függvényében. Az utóbbi időben készült [20, 21], a rezonáns alagutazás elvén alapuló II-VI típusú félvezető diódák legnagyobb része a (Zn, Mn, és Be) Se anyagok valamelyikére épül. Az így kapott áram-feszültség jelleggörbéket úgy értelmezték, mint a különböző spin polarizációs szinteken keresztül alagutazó transzport bizonyítékát, amely az első lépés lehet egy feszültség-vezérelt spin szűrő megalkotása felé vezető úton.

A spintronika jelenlegi állása szerint a heterostruktúrákban létrejövő spin-függő transzport területén úgy tűnik, hogy a rezonáns alagutazáson alapuló spintronikai eszközök felhasználásával lehet számos fontos célt és funkcionalitást elérni, amelyek a jövőbeni spintronikai alkalmazások szempontjából elengedhetetlenül szükségesek. Amint az fentebb már említésre került, a spintronikai eszközöknek megvalósíthatóságának és általában a spin-polarizált transzport különböző területeken való felhasználhatóságának az eldöntéséhez elengedhetetlen az olyan kérdések megválaszolása, hogy például miként tudunk előállítani, manipulálni és detektálni spin-polarizált töltéshordozókat. A spin-polarizált áram létrehozására az egyik lehetőség a különböző méretű és összetételű dupla paramágneses rétegek által létrehozott szerkezeti aszimmetria felhasználása a ZnSe-alapú alagút struktúrákban. A 3. fejezet első részében elméletileg tanulmányozott $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{Zn}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostruktúra külső elektromos tér jelenlétében a spin-lektronok számára lépcsőzetes kvantum völgyként, míg a spin-fel elektronok számára fogazott potenciálgátként viselkedik. A kívánt szerkezeti aszimmetria más módon is létrehozható, például úgy, mint a 3. fejezet második részében tárgyalt $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$

$y\text{Be}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ és $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-z}\text{Cd}_z\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostrukturákban. Ebben az esetben az egyik paramágneses réteg helyére egy nem mágneses anyaggal szennyezett ZnSe réteg kerül. A modellünkben a szennyezés olyan mértékű, amely jelentősen megváltoztatja a ZnSe sávszerkezetét, ezért mágneses tér nélkül is a Be-mal szennyezett réteg potenciálgátként, míg a Cd-mal szennyezett réteg potenciálvölgyként viselkedik az elektronok számára. A mágneses tér bekapcsolása ezt a kezdeti aszimmetriát ellentétes irányban változtatja meg a különböző spinel rendelkező elektronok számára. (Az egyik számára növeli, míg a másik számára csökkenti az aszimmetriát.) A szóban forgó rendszerek transzport tulajdonságainak vizsgálata céljából tanulmányoztam az átviteli mátrix módszer segítségével a transzmissziós koefficiens, a spin-polarizációt, az áramsűrűséget, valamint az áram polarizációját.

A 4. fejezetben elektronok energia spektrumát és állapotait vizsgálom egy olyan nem mágneses/mágneses ($\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$) heterostrukturában, amely két olyan anyag (például oxidok) közé van helyezve, mely anyagok az elektronok számára gátként viselkednek, a kialakuló völgyre merőleges, illetve azzal párhuzamos mágneses mezőben. Ebben a rendszerben egy potenciállépcső alakul ki a nem mágneses és a mágneses anyag közötti átmenetnél, mivel a spin-fel elektronok egy gáttal, míg a spin-le elektronok egy völgyel találják magukat szemben a határfelületen. Ennek következtében gazdag sávszerkezet jön létre, amely a merőleges elektromos tér segítségével hangolható.

Korábban már tanulmányozták az ilyen típusú szerkezeteket egy nanométer skálájú inhomogén mágneses tér jelenlétében [22, 23, 24], amely mágneses tér forrása lehet külső, vagy lehet beépített, mint a hígán mágnesesen szennyezett félvezetők esetében [25, 26]. Tanulmányoztak mágneses rezonáns diódákat [27] és spin szűrőket [6, 17, 28], spin-polarizált ballisztikus transzportot egy kvantum szálban [29], a spin injekció és koherencia mágneses tér általi bekapcsolását [30], az energia transzfert ZnSe-alapú dupla kvantum völgyekben [31]. A Monte Carlo módszer segítségével vizsgálták a mágneses rendet [32], továbbá a Mn atomok térbeli rendezetlenségének hatását a mágneses tulajdonságokra [33, 34].

Korábban azt is kimutatták kísérletileg egy GaAs mintában, hogy egy Mn-nal hígán mágnesesen szennyezett félvezető réteg (kvantum völgy) segítségével befolyásolható a mágneszettségi állapot, azaz tulajdonképpen megfordítható egy merőleges elektromos tér

alkalmazásával [35]. Az átbillenés folyamata a lyuk sűrűség elektromos tér indukálta változásán alapszik, ami viszont megváltoztatja a Curie hőmérsékletet.

Ebben a fejezetben egy II-VI típusú hígan mágnesesen szennyezett félvezető rendszert vizsgálók, amelyben a szabad töltéshordozók lyukak helyett elektronok, és a mágneses állapot befolyásolása az elektron hullámfüggvényének elektromos tér indukálta térbeli eltolásának köszönhető, konstans elektron sűrűség mellett. A modell egy végtelen magas falakkal határolt, egy nem mágneses és egy mágneses rétegből kialakuló kvantum völgy, amelyben az elektron energia spektrumát és állapotait vizsgáltam. Ilyen kvantum völgy jön például létre az oxid rétegek közé zárt ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe heterostruktúrában, ahol a kvantum völgyben kialakul egy lépcső a ZnSe és a Zn_{1-x}Mn_xSe rétegek közötti határfelületen, abban az esetben, ha a ZnSe és a Zn_{1-x}Mn_xSe rétegek között a sáv eltolódás elhanyagolhatóan kicsiny [5, 13, 27]. Kétféle mágneses mező alkalmazása esetén vizsgáltam az elektronok energia spektrumát és állapotait, valamint az elektronok sebességét és az állapotsűrűséget. Az első esetben a mágneses tér a völgyre merőleges, míg a második esetben a völgygel párhuzamos. Ez utóbbi esetben megvizsgáltam egy a völgyre merőleges elektromos tér hatását is az elektronok energia spektrumára, valamint az állapotsűrűsége. A Mn atomok térbeli rendezetlenségének hatása az alsávokra általában elhanyagolható [5, 13, 27]. Habár alacsony x Mn koncentráció esetén ez a rendezetlenség fontos hatással lehet az alsávokra és a mágneses tulajdonságokra [33, 34], ezt a jelenségekört nem foglaltam bele ebbe a dolgozatba.

Az 5. fejezetben az óriás mágneses ellenállás jelenségét tárgyalom GaAs kétdimenziós elektrongáz rendszerben, amelynek tetejére és aljára véges számú ferromágneses szalag van növesztve periodikusan, amely szalagok mágneses gáttaként viselkedve változtatják a rendszer ellenállását. Habár az óriás mágneses ellenállást olyan szendvicsszerkezetben fedezték fel, amelyben a két ferromágneses réteg között egy fém réteg volt, az újabb kísérletekben a ferromágneses rétegek közé néhány atomi réteg vastagságú szigetelő- vagy félvezető réteget növesztettek. Ezekon a rétegeken keresztül nem folyhat áram, csak akkor, ha a rétegek elég vékonyak ahhoz, hogy az elektronok a kvantummechanikai alagúteffektusnak köszönhetően átjussanak rajtuk. Ezért az ilyen rendszerek ellenállását alagút mágneses ellenállásnak (angolul Tunnelling Magnetoresistance, TMR) nevezzük. A kísérletekben számos anyagot kipróbáltak és azt tapasztalták, hogy bizonyos anyagok esetén a kétféle mágnesezettségi irányhoz tartozó relatív ellenállás-

változás elérheti az 50%-ot, sőt Fe/MgO/Fe szendvicsszerkezetben akár a 200%-ot is [3]. Mivel nagyon gyenge mágneses tér alkalmazásával is nagyobb ellenállás-változás érhető el, ezért már az olvasófejek újabb generációjában is ezt a technológiát alkalmazzák. Az általam tárgyalt félvezető GaAs rendszer mágneses ellenállás változása is az alagút mágneses ellenállás jelenségének köszönhető.

A nagyon fontos gyakorlati alkalmazásai miatt, mint például ultraszenzitív mágneses tér érzékelők, a fent már említett olvasófejek, véletlen elérésű memóriák, számos elméleti és kísérleti tanulmány foglalkozik az óriás mágneses ellenállás jelenségével mágneses multirétegekben [36, 37, 38, 39]. Széles körben elfogadott, hogy az elektromos töltések spin függő szórása az óriás mágneses ellenállás forrása [40, 41]. Egy új típusú mágneses ellenállást mutattak ki alacsony hőmérsékleten hibrid ferromágnes/félvezető eszközökben [42, 43], amelyben 10³% értékig megnövekedő mágneses ellenállást figyeltek meg 4 K hőmérsékleten [44, 45, 46]. Szintén ismert, hogy periodikus mágneses térben a kétdimenziós elektrongáz rendszer belső Landau sávszerkezetének következtében mágneses ellenállás oszcillációk figyelhetők meg [47]. A mikro-megmunkált ferromágnesek (szupravezetők) egy inhomogén mágneses teret hoznak létre, ami lehetőséget teremt olyan mágneses gátak kialakítására, amelyek az elektron mozgását lokálisan befolyásolják a félvezetőben [48, 49]. A mágneses gát rendszer [22, 50, 51] nagyon különbözik a jól ismert potenciálgáttól, mivel ebben az esetben az elektronok alagutazása alapvetően kétdimenziós probléma. A transzmisszió nem csak a gát által feltartóztatott elektron energiájától, hanem attól az iránytól is függ, amerre az elektron elhagyja a gátat. A spin független óriás mágneses ellenállás effektust tanulmányozták [52, 53] már mágnesesen modulált kétdimenziós elektrongázban is, amely úgy valósítható meg, hogy két párhuzamos ferromágneset növesztenek a heterostruktúra tetejére. A ferromágnesek mágnesezettségének a relatív irányának parallelról antiparallelre változtatásával azt találták, hogy a parallel és az antiparallel mágnesezettség transzmissziója elég határozott függést mutat a beeső elektronok longitudinális hullámszámvektorától. Ez egy nagyon magas zérus hőmérsékleti mágneses ellenállás hányadost (MRR) eredményez, amely akár 10⁶% értékig is felmehet realiztikus elektron sűrűség mellett. A ferromágneses egységcellák növelésével a mágneses ellenállás hányados oszcillál és abszolút zérus fok hőmérsékleten akár 10⁹% értékig is felmehet realiztikus elektron sűrűség esetén [54]. Más úton is meg lehet valósítani az óriás mágneses ellenállás

effektust mágnesesen modulált kétdimenziós elektrongázban, mégpedig úgy, hogy két egymással párhuzamos ferromágnest növesztenek a heterostruktúra tetejére és aljára egyaránt. Ilyen módon megalkotott rendszerekben nemcsak a mágneses ellenállás hányadost, hanem az úgynevezett módosított mágneses ellenállás hányadost (MMRR) is vizsgálták már korábban [24, 55]. Dolgozatomban az ez irányú elméleti kutatásokat folytatva tanulmányoztam a kétdimenziós elektrongázra növesztett ferromágneses szalagok számának hatását a rendszer módosított mágneses ellenállás hányadosára és vezetőképességére.

A 6. fejezetben a dolgozatban szereplő eredmények összefoglalását írom le.

2. Elméleti alapok

2.1. Elektronok erős mágneses térben, Landau-szintek

A klasszikus elektrodinamikából jól ismert, hogy egy m tömegű, e töltésű, \mathbf{v} sebességű elektronra (és általában minden töltött részecskére) mágneses térben az

$$\mathbf{F} = e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.1)$$

Lorentz-erő hat, amelynek következtében egy homogén z irányú \mathbf{B} erősségű mágneses térben, ha a töltött részecske sebességének a z irányú komponense nulla, akkor a térre merőleges síkban egy

$$R = \frac{mv}{eB} \quad (2.2)$$

sugarú körpályán

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \quad (2.3)$$

körfrekvenciájú körmozgást végez. Az ω_c körfrekvenciát ciklotron frekvenciának nevezzük. Adott mágneses térben a körpálya sugara és az elektron energiája is folytonosan változik az elektron sebességének a függvényében.

Ez a közelítés azonban csak gyenge mágneses terek esetén érvényes. Tiszta fémekben alacsony hőmérsékleten és erős mágneses térben számos olyan jelenséget figyeltek meg, melyek a klasszikus elektrodinamika eszköztárával már nem értelmezhetőek, értelmezésükhöz szükség van az alábbiakban ismertetett, először Landau által kidolgozott pontosabb kvantummechanikai tárgyalásra, [56] alapján.

Mágneses térben lévő szabad töltött részecske Hamilton-függvénye

$$H = \frac{(-i\hbar\nabla - e\mathbf{A})^2}{2m} + U(\mathbf{r}) \quad (2.4)$$

alakú, ahol $U(\mathbf{r})$ egy egyelőre tetszőleges elektrosztatikus potenciál, az \mathbf{A} vektorpotenciálra pedig teljesül a $\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{B}$ feltétel. A Hamilton-függvény első tagjában szereplő négyzetösszeg tagokra bontása után, azt kapjuk, hogy

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + \frac{e^2 A^2}{2m} + \frac{i\hbar e}{2m}\mathbf{A}\nabla + \frac{i\hbar e}{2m}\text{div}\mathbf{A} + U(\mathbf{r}). \quad (2.5)$$

A \mathbf{B} mágneses tér legyen homogén és z irányú, azaz $\mathbf{B} = (0, 0, B)$. A vektorpotenciál az általánosság megszorítása nélkül a további számítások egyszerűsítésének céljából választható úgynevezett Landau-mértékben adótnak, amikor is $\mathbf{A} = (-yB, 0, 0)$, amelyre láthatóan teljesül a $\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{B}$ feltétel. Ebben az esetben $\text{div } \mathbf{A} = 0$, továbbá tegyük fel, hogy az elektrosztatikus potenciál $U(\mathbf{r}) = 0$, így a Hamilton-függvény a

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + \frac{e^2 B^2}{2m}y^2 - \frac{i\hbar e B}{m}y\frac{\partial}{\partial x} \quad (2.6)$$

alakra egyszerűsödik. A

$$H\Psi = E\Psi \quad (2.7)$$

Schrödinger-egyenlet megoldását keressük a perturbáció számítás segítségével. A $B = 0$ esetben, azaz mágneses tér nélkül visszakapjuk a szabad elektron

$$H_0\Psi_0 = E_0\Psi_0 \quad (2.8)$$

Schrödinger-egyenletét, amelynek Hamilton-függvénye:

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2. \quad (2.9)$$

Ennek a sajátfüggvényei

$$\Psi_0 = Ce^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} = Ce^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad (2.10)$$

és sajátértékei

$$E_0 = \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (2.11)$$

jól ismertek. Ez alapján Landau ötlete volt, hogy keressük a (6) egyenlet megoldását

$$\psi = e^{i(k_x x + k_z z)}\varphi(y) \quad (2.12)$$

alakban. Ekkor, ha a (2.12) hullámfüggvényt beírjuk a (2.7) Schrödinger-egyenletbe, azt kapjuk, hogy

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(-k_x^2 - k_z^2 + \frac{d}{dy}\right)\varphi(y) + \frac{e^2 B^2}{2m}y^2\varphi(y) + \frac{eB\hbar k_x}{m}y\varphi(y) = E\varphi(y). \quad (2.13)$$

Bevezetve a

$$y' \equiv y - y_0 \quad (2.14)$$

kifejezéssel definiált eltolt helykoordinátát és összeadva a (2.13) egyenlet bal oldalának második és harmadik tagját:

$$\begin{aligned} \frac{e^2 B^2}{2m} (y'^2 + 2y'y_0 + y_0^2) + \frac{eB\hbar k_x}{m} (y' + y_0) &= \frac{e^2 B^2}{2m} y'^2 + \left(\frac{e^2 B^2}{m} y_0 + \frac{eB\hbar k_x}{m} \right) y' + \\ + \frac{e^2 B^2}{2m} y_0^2 + \frac{eB\hbar k_x}{m} y_0 \end{aligned} \quad (2.15)$$

Az y_0 értéke legyen

$$y_0 = -\frac{\hbar k_x}{eB}, \quad (2.16)$$

ekkor

$$\frac{e^2 B^2}{2m} y_0^2 + \frac{eB\hbar k_x}{m} y_0 = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k_x^2}{m} = -\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}. \quad (2.17)$$

Ezt a kifejezést visszaírva a (2.13) egyenletbe, azt kapjuk, hogy

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \varphi(y)}{dy^2} + \frac{e^2 B^2}{2m} y^2 \varphi(y) = \left(E - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \right) \varphi(y). \quad (2.18)$$

Bevezetve a

$$\omega_c \equiv \frac{eB}{m} \quad (2.19)$$

kifejezéssel definiált ciklotron frekvenciát és a

$$E' \equiv E_0 - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \quad (2.20)$$

kifejezéssel definiált energiát a

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \varphi(y)}{dy^2} + \frac{m\omega_c^2}{2m} y^2 \varphi(y) = E' \varphi(y) \quad (2.21)$$

alakú differenciálegyenletet kapjuk. Ezzel a problémát visszavezettük egy lineáris harmonikus oszcillátor sajátérték problémájára, melynek körfrekvenciája a ciklotron frekvencia. Ennek a sajátérték problémának a sajátfüggvényei a Hermite-polinomok, az energia sajátérték kifejezései pedig

$$E' = \hbar \omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (2.22)$$

ahol n nem negatív egész szám. E ' segítségével az elektronok energiájára azt kapjuk, hogy

$$E = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right). \quad (2.23)$$

Tehát az elektronok energiájának a tér irányú tagja nem változik meg, a térre merőleges tagok viszont diszkrét értékekbe mennek át. Azaz az elektronok a térre merőleges irányban ω_c körfrekvenciájú körmozgást végeznek, mely körmozgás kvantált, diszkrét energia értékekkel. E diszkrét energia értékeket nevezzük Landau-szinteknek.

Ha az elektronok kristályban vannak, akkor egy $V(\mathbf{r})$ periodikus potenciál terében mozognak. E periodikus potenciáltér hatását az effektív tömegbe foglalva a fentivel ekvivalens problémát kapunk, melynek Hamilton-függvénye

$$H = \frac{(-i\hbar\nabla - e\mathbf{A})^2}{2m^*}, \quad (2.24)$$

energia sajátértékei pedig

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} + \hbar\omega_c^* \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (2.25)$$

ahol

$$\omega_c^* \equiv \frac{eB}{m^*}. \quad (2.26)$$

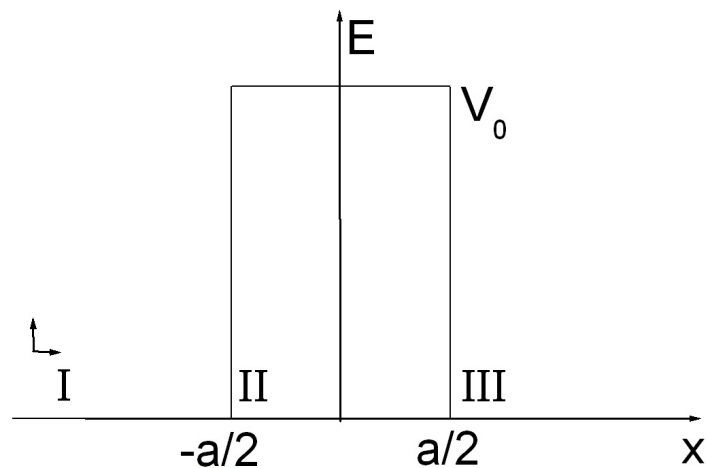
Végeredményként azt kaptuk, hogy a kristályban lévő elektronok mágneses tér irányú mozgása leválasztható a térre merőleges síkban lévő mozgásról, továbbá a kristályban az elektron állapotok kvázifolytonos energianívói a mágneses tér hatására diszkrét értékekbe mennek át, melyeket Landau-szinteknek nevezünk. E jelenség megfigyelhetőségéhez igen erős mágneses tér szükséges, hogy a termikus energiánál nagyobb legyen a közök távolsága, azaz teljesüljön a

$$\hbar\omega_c^* \gg kT \quad (2.27)$$

feltétel. E feltételből következik, hogy alacsonyabb hőmérsékleteken gyengébb mágneses tér szükséges a Landau-szintek megjelenéséhez.

2. 2. Alagúteffektus, rezonáns alagutazás

Az alagúteffektus egy a XX. század eleje óta jól ismert kvantummechanikai jelenség. Első alkalmazása a radioaktív alfa bomlás (amely során egy hélium atommag szabadul ki a Coulomb-gát ellenére az atommagból), Gamow által kidolgozott elméleti magyarázata volt. Napjainkban a szilárdtestfizikában is több helyütt alkalmazzák, többek között az alagútdióda és a pásztázó alagútmikroszkóp (Scanning Tunneling Microscope, STM) működése is ezen alapszik. Lényege, hogy a részecskék képesek nem zérus valószínűséggel áthatolni olyan tartományokon, melyek számukra a klasszikus fizika törvényei szerint energetikailag tiltottak. Ez az anyag kettős természetének (hullám-részecske dualitás) és a hullámfüggvény valószínűségi értelmezésének, illetve a Heisenberg-féle határozatlansági relációnak a következménye.



1. ábra. V_0 magasságú, a szélességű egydimenziós potenciálgát.

A jelenség pontosabb értelmezéséhez tekintsük a legegyszerűbb egydimenziós négyzetes potenciálgáton való áthatolás valószínűségét [57] felhasználásával. Síkhullám megoldásokat keresünk, ezért az 1. ábra jelöléseit használva a hullámfüggvény a három tartományban:

$$\varphi_I = A_1 e^{ikx} + A'_1 e^{-ikx}, \quad (2.28)$$

$$\varphi_{II} = A_2 e^{\rho x} + A'_2 e^{-\rho x}, \quad (2.29)$$

$$\varphi_{III} = A_3 e^{ikx} + A'_3 e^{-ikx}, \quad (2.30)$$

ahol

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E \quad (2.31)$$

és

$$\rho^2 = \frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}. \quad (2.32)$$

E a beérkező elektronok energiája, V_0 a potenciálgát magassága, m az elektronok tömege.

Az A'_3 együtthatót elhanyagoljuk, mert feltesszük, hogy jobbról nem érkehetnek elektronok a potenciálgáthoz. Megköveteljük, hogy mind a hullámfüggvény, mind az elsőrendű deriváltja folytonos legyen a II. és a III. tartomány határán, azaz $a/2$ -nél. Ebből két illesztési feltétel következik:

$$A_2 e^{\rho \frac{a}{2}} + A'_2 e^{-\rho \frac{a}{2}} = A_3 e^{i x \frac{a}{2}}, \quad (2.33)$$

$$A_2 \rho e^{\rho \frac{a}{2}} - A'_2 \rho e^{-\rho \frac{a}{2}} = A_3 i k e^{i x \frac{a}{2}}. \quad (2.34)$$

Hasonlóan járunk el az I. és a II. tartomány határán, azaz $-a/2$ -nél, amiből szintén két illesztési feltétel következik:

$$A_1 e^{-i k \frac{a}{2}} + A'_1 e^{i k \frac{a}{2}} = A_2 e^{-\rho \frac{a}{2}} + A'_2 e^{\rho \frac{a}{2}}, \quad (2.35)$$

$$A_1 i k e^{-i k \frac{a}{2}} - A'_1 i k e^{i k \frac{a}{2}} = A_2 \rho e^{-\rho \frac{a}{2}} - A'_2 \rho e^{\rho \frac{a}{2}}. \quad (2.36)$$

A (2.33 – 2.36) egyenleteket algebrailag megoldva kapjuk az áthatolás valószínűségét:

$$T = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} = \frac{4k^2 \rho^2}{4k^2 \rho^2 + (\rho^2 + k^2) \operatorname{sh}^2(\rho a)}. \quad (2.37)$$

Ebbe az összefüggésbe k és ρ a (2.31), illetve a (2.32) kifejezésekben megadott alakját behelyettesítve kapjuk, hogy

$$T = \frac{4E(V_0 - E)}{4E(V_0 - E) + V_0^2 \operatorname{sh}^2\left(\sqrt{2m(V_0 - E)} \frac{a}{\hbar}\right)}. \quad (2.38)$$

Mivel $pa \gg 1$, ezért a sh függvény argumentumában szereplő kifejezés közelítőleg

$$\operatorname{sh}(\rho a) = \frac{e^{\rho a} - e^{-\rho a}}{2} \approx \frac{e^{\rho a}}{2}, \quad (2.39)$$

továbbá a (2.38) kifejezés nevezőjének első tagja elhanyagolható a másodikhoz képest, ezért az elektron gáton való áthaladásának energia függő valószínűsége

$$T \approx \frac{16E(V_0 - E)}{V_0^2} e^{-2a\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(V_0 - E)}}, \quad (2.40)$$

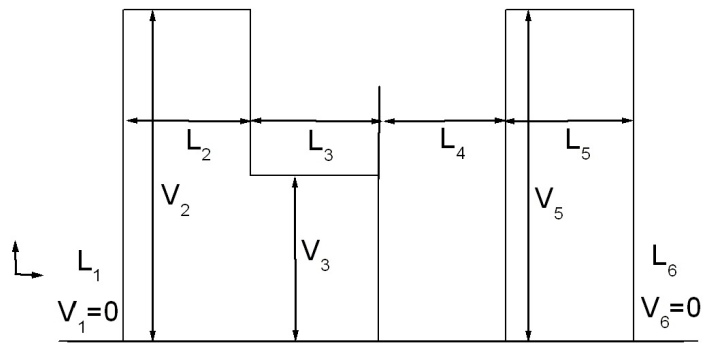
vagyis a gát szélességével exponenciálisan csökken.

Ha egy másik potenciálgátat is hozzáadunk a rendszerhez, olyan módon, hogy a két gát között egy potenciál völgy helyezkedik el, akkor a klasszikus fizika alapján azt várjuk, hogy mivel a heterostruktúra rétegvastagságát, azaz ellenállását megdupláztuk, ezért a transzmisszió jelentősen lecsökken. Valóban ez történik, ha a két potenciálgát távolsága sokkal nagyobb, mint az elektronok de Broglie-féle hullámhossza, ami félvezetőkben tipikusan 10 – 100 nanométer nagyságrendű [2]. Azonban, ha a középső réteg hossza a de Broglie-féle hullámhossz tartományába esik, akkor a töltéshordozók transzportja fázis koherens marad és bizonyos beesési energiákon az elektronok nagy valószínűséggel hatolhatnak át a heterostruktúrán. Ezen energiákat rezonancia energiáknak, míg magát a jelenséget rezonáns alagutazásnak nevezzük. E rezonanciacsúcsok nagyon élesek, a félértékszélességük nagyon kicsi, emellett a transzmissziós koefficiens értéke ezekben a csúcsokban nagyon magas, szimmetrikus szerkezetek esetén akár egységnyi is lehet [58]. Ennek az a fizikai magyarázata, hogy a két potenciálgát közötti potenciálvölgyben úgynevezett kvázi-kötött sajátállapotok jönnek létre, melyek energiája megegyezik a rezonancia energiákkal.

E rezonáns alagutató rendszerek transzmissziójának pontosabb tárgyalása a következő részben ismertetett transzfer mátrix módszer segítségével történhet.

2. 3. Transzfer mátrix módszer

Periodikus struktúrák transzport tulajdonságainak elméleti vizsgálatára hatékony eszköz az alábbiakban [59] alapján ismertetett úgynevezett transzfer mátrix módszer. A módszer ismertetéséhez tekintsük a 2. ábrán látható potenciál profilt, amely nagyon hasonló ahhoz, amilyen például hígan mágneselesen szennyezett félvezetőkben mágneses tér jelenlétében a spin-fel elektronok számára létrejöhet.



2. ábra. Potenciálprofil a transzfer mátrix módszer ismertetéséhez. V_l a potenciálhegy magassága, L_i az adott réteg hossza.

Az ábra jelöléseit használva, V_l a potenciálhegy magassága az adott rétegben, tehát az l -edik intervallumban ($l = 2,3,4,5$)

$$V(z) = V_l, \quad (2.41)$$

ahol a V argumentumában szereplő z helykoordináta értelmezési tartományát a

$$\sum_{i=1}^{l-1} L_i \leq z < \sum_{i=1}^l L_i \quad (2.42)$$

kifejezés definiálja. Az L_i mennyiség ($i = 1,2,\dots,5$) a szuperrács i -edik intervallumának a hossza ($L_1 = 0$). A heterostruktúra teljes hossza

$$L_t = \sum_{i=1}^5 L_i. \quad (2.43)$$

A potenciált az aktív rétegek tartományán kívül, azaz, ha fennáll $z < 0$, $z > L_t$ összefüggések valamelyike, 0-nak vesszük. Ha a rendszerre emellett még egy külső feszültséget is kapcsolunk, akkor a potenciál:

$$V(z) = V_l \mp Fz, \quad (2.44)$$

ahol a z helykoordináta értelmezési tartományát a (2.42) összefüggés definiálja és

$$F = \frac{V_a}{L_l}, \quad (2.45)$$

ahol V_a az alkalmazott külső feszültség nagysága, és a felső művelet a nyitó, míg az alsó művelet a záró irányú előfeszítésnek felel meg. Nyitó irányú előfeszítésnél $V_0 = -V_a$, míg záró irányúnál $V_1 = -V_a$. Az energiát zérusnak az aktív réteg baloldalához rögzítjük.

A

$$z_l = z - \sum_{i=1}^{l-1} L_i \quad (2.46)$$

definícióval bevezetve a lokális koordinátákat, a potenciál külső feszültség hiányában

$$V(z_l) = V_l; \quad 0 \leq z_l < L_l \quad (2.47)$$

alakban, míg külső feszültség alkalmazása esetén

$$V(z_l) = V_l' \mp Fz_l; \quad 0 \leq z_l < L_l \quad (2.48)$$

alakban adható meg, ahol

$$V_l' = V_l - F \sum_{i=1}^{l-1} L_i \quad (2.49a)$$

nyitó és

$$V_l' = V_l - F \left(L_l - \sum_{i=1}^{l-1} L_i \right) \quad (2.49b)$$

záró irányú előfeszítés esetén.

Tekintsünk most egy olyan félvezető heterostrukturát, amelyben a beérkező elektron teljes mozgási energiája, és az impulzusának a különböző mértékben szennyezett félvezető rétegek érintkezési síkjaira merőleges komponense megmaradó mennyiség (az ilyen strukturákat ballisztikus rendszernek nevezzük). Tételezzük fel továbbá, hogy az elektronok mozgására vonatkozó háromdimenziós Schrödinger-egyenlet szeparálható az érintkezési síkra merőleges és azzal párhuzamos, azaz úgynevezett transzverzális és longitudinális részekre, és alkalmazzuk az effektív tömeg közelítést. Ekkor a vezetési sáv burkoló függvényeire vonatkozó z -irányú hullámegyenlet konstans potenciál (nincs külső feszültség) esetén a következő alakra redukálható:

$$\Psi_l''(z_l) + k_l^2 \Psi_l = 0, \quad (2.50)$$

ahol z_l a (2.46) összefüggéssel megadott lokális koordináta,

$$k_l^2 = \frac{2m_l^*}{\hbar^2} (E_z - V_l), \quad (2.51)$$

ahol E_z a beeső elektronok mozgási energiájának, k_l pedig a hullámszám vektorának az adott rétegben a potenciáltól is függő z -irányú komponense, és a transzverzális komponensek a Landau-szintek szerint kvantáltak.

A hullámegyenlet megoldásai ekkor

$$\Psi_l(z_l) = A_l e^{ik_l z_l} + B_l e^{-ik_l z_l}. \quad (2.52)$$

Feszített rendszer esetén a Landau-transzformáció felhasználásával a Schrödinger-egyenlet a következő alakra hozható:

$$\rho_l''(\rho_l(z_l)) - \rho_l(z_l) \rho_l(\rho_l(z_l)) = 0, \quad (2.53)$$

ahol

$$\rho_l(z_l) = - \left(\frac{2m_l^* eF}{\hbar^2} \right)^{1/3} \left(\pm z_l + \frac{E_z - V_l}{F} \right). \quad (2.54)$$

A (2.53) hullámegyenlet megoldásai Airy-függvények lineáris kombinációjaként adódnak:

$$\Psi_l(\rho_l(z_l)) = A_l Ai(\rho_l(z_l)) + B_l Bi(\rho_l(z_l)). \quad (2.55)$$

Az aktív tartományt határoló rétegekben az állapot-függvényről feltételezzük, hogy

$$\Psi(z) = \begin{cases} A_+ e^{ik_i z} + A_- e^{-ik_i z} & z < 0 \\ B_+ e^{ik_f(z-L_t)} + B_- e^{-ik_f(z-L_t)} & z > L_t \end{cases} \quad (2.56a,b)$$

alakú, ahol rendre

$$k_i^2 = \frac{2m_i^*}{\hbar^2} E_z, \quad k_f^2 = \frac{2m_f^*}{\hbar^2} (E_z + eV_a) \quad (2.57a,b)$$

nyitó irányú előfeszítés esetén, és

$$k_i^2 = \frac{2m_i^*}{\hbar^2} (E_z + eV_a), \quad k_f^2 = \frac{2m_f^*}{\hbar^2} E_z \quad (2.58a,b)$$

záró irányú előfeszítés esetén.

Az áramsűrűség megmaradása megköveteli, hogy mind a hullámfüggvény, mind az elsőrendű deriváltja folytonosan kell, hogy áthaladjon a rétegek határán, azaz teljesülnie kell a következő határfeltételi egyenleteknek:

$$\Psi_{l+1}(0) = \Psi_l(L_l), \quad (2.59)$$

$$\frac{\Psi'_{l+1}(0)}{m_{l+1}^*} = \frac{\Psi'_l(L_l)}{m_l^*}. \quad (2.60)$$

Ebből viszont következik, hogy a kezdeti és a végállapot együtthatóit a

$$\begin{pmatrix} B_+ \\ B_- \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} A_+ \\ A_- \end{pmatrix} \quad (2.61)$$

mátrixegyenlet kapcsolja össze, ahol az M 2×2 -es úgynevezett transzfermátrix a következő mátrixok szorzatának eredménye:

$$M = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{im_f^*}{k_f} \\ 1 & \frac{im_f^*}{k_f} \end{pmatrix} S(L,0) \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{ik_i}{m_i^*} & -\frac{ik_i}{m_i^*} \end{pmatrix}. \quad (2.62)$$

Az aktív rétegre jellemző $S(L,0)$ az egyes rétegek paramétereitől függő 2×2 -es mátrixok szorzata:

$$S(L,0) = \prod_{l=5}^2 L_l. \quad (2.63)$$

Abban az esetben, ha a rendszerre nincs külső feszültség kapcsolva

$$L_l = \begin{pmatrix} \cos k_l L_l & \frac{m_l^*}{k_l} \sin k_l L_l \\ -\frac{k_l}{m_l^*} \sin k_l L_l & \cos k_l L_l \end{pmatrix}, \quad (2.64)$$

míg külső feszültség alkalmazása esetén, a

$$\gamma_l = \left(\frac{2m_l^* eF}{\hbar^2} \right)^{1/3} \quad (2.65)$$

jelölést bevezetve:

$$L_l^{11} = \pi [Ai(\rho_l(L_l))Bi'(\rho_l(0)) - Bi(\rho_l(L_l))Ai'(\rho_l(0))], \quad (2.66)$$

$$L_l^{12} = \pi \frac{m_l^*}{\gamma_l} [Ai(\rho_l(L_l))Bi(\rho_l(0)) - Bi(\rho_l(L_l))Ai(\rho_l(0))], \quad (2.67)$$

$$L_l^{21} = -\pi \frac{\gamma_l}{m_l^*} [Ai'(\rho_l(L_l))Bi'(\rho_l(0)) - Bi'(\rho_l(L_l))Ai'(\rho_l(0))], \quad (2.68)$$

$$L_l^{22} = \pi [Ai(\rho_l(0))Bi'(\rho_l(L_l)) - Bi(\rho_l(0))Ai'(\rho_l(L_l))]. \quad (2.69)$$

Ezek felhasználásával a transzmissziós együttható megadható a következő alakban:

$$T(E_z, V_a) = \frac{4T_{\bar{f}i}}{\left(L_{11} + T_{\bar{f}i} L_{22} \right)^2 + \left(T_i L_{12} - \frac{1}{T_f} L_{21} \right)^2}, \quad (2.70)$$

ahol

$$T_{\bar{f}i} = \frac{m_f^* k_i}{m_i^* k_f}; \quad T_i = \frac{k_i}{m_i^*}; \quad T_f = \frac{k_f}{m_f^*}. \quad (2.71a,b,c)$$

3. Hígan mágnesesen szennyezett félvezetők transzport tulajdonságai

3. 1. Elméleti modell

Mágneses tér jelenléte nélkül a Mn-alapú mágnesesen hígan szennyezett heterostruktúrára a vezetési elektronok akadály nélkül áthaladhatnak, ezzel szemben mágneses teret kapcsolva a rendszerre a Mn-nal szennyezett paramágneses rétegekben potenciálgát keletkezik a spin-fel, illetve potenciálvölgy a spin-le elektronok számára [60, 61, 62, 63]. Ennek oka, hogy a vezetési elektron áthaladva a heterostruktúra paramágneses rétegein kicserélődési kölcsönhatáson keresztül kölcsönhat a Mn^{2+} ionok $3d$ elektronjainak lokalizált mágneses terével. Mágneses tér hiányában a Mn ionok $3d$ elektronjai ugyanolyan valószínűséggel töltik be a két lehetséges spin állapotot, így a vezetési elektronok a spin állapotuktól függetlenül ugyanolyan valószínűséggel hatolnak át a rendszeren. Mágneses tér jelenlétében azonban a mágneses tér nagyságával arányosan egyre több $3d$ elektron kerül a magasabb energiájú spin-fel állapotba. Ez okozza a potenciálgát létrejöttét a paramágneses rétegekben a spin-fel elektronok számára, és ugyanez miatt keletkezik ezekben a rétegekben potenciálvölgy a spin-le elektronok számára. Tegyük fel hogy, a kölcsönhatás leírható Heisenberg-típusú Hamilton-függvénnyel:

$$H_{\text{int}} = -\sum_i J(\vec{r} - \vec{R}_i) \vec{S} \cdot \vec{S}_i, \quad (3.1)$$

ahol \vec{r} , illetve \vec{S} a vezetési elektron hely-, illetve spin vektora, és \vec{R}_i , illetve \vec{S}_i a Mn^{2+} ionok hely-, illetve spin vektora. A homogén z irányú mágneses mezőben a kicserélődési kölcsönhatás egy spin-függő potenciált eredményez a paramágneses rétegekben [64]:

$$V_{\sigma_z} = -N_0 \alpha_1 \sigma_z x_{\text{eff}} \langle S_{z_1} \rangle \text{ a } Zn_{1-x}Mn_x\text{Se rétegben,} \quad (3.2a)$$

$$V_{\sigma_z} = -N_0 \alpha_2 \sigma_z y_{\text{eff}} \langle S_{z_2} \rangle \text{ a } Zn_{1-y}Mn_y\text{Se rétegben.} \quad (3.2b)$$

N_0 az egységnyi térfogatra eső elemi cellák száma, α_1 és α_2 az elektronok és a Mn^{2+} ionok közötti kicserélődési kölcsönhatás integráljának a paramétere a hígan mágnesesen

szennyezett félvezető rétegekben, $\sigma_z = \pm 1/2$ az elektron spinjének a mágneses tér irányába eső vetülete, $x_{eff} = x(1 - x)^{12}$ és $y_{eff} = y(1 - y)^{12}$ az antiferromágneses párképződésben résztvevő Mn ionok effektív koncentrációja, x és y a valós Mn koncentráció. $\langle S_{z_1} \rangle$ és $\langle S_{z_2} \rangle$ a Mn^{2+} ionok spinje z komponensének a termikus átlaga a két különböző mértékben szennyezett paramágneses rétegben, amely kifejezésekre a statisztikus fizika eszközeinek felhasználásával egy-egy módosított 5/2-es Brillouin-függvény adódik:

$$\langle S_{z_1} \rangle = -S \left(\frac{2J+1}{2J} \operatorname{cth} \left(\frac{2J+1}{2J} x_1 \right) - \frac{1}{2J} \operatorname{cth} \left(\frac{x_1}{2J} \right) \right) \text{ és} \quad (3.3a)$$

$$\langle S_{z_2} \rangle = -S \left(\frac{2J+1}{2J} \operatorname{cth} \left(\frac{2J+1}{2J} x_2 \right) - \frac{1}{2J} \operatorname{cth} \left(\frac{x_2}{2J} \right) \right), \quad (3.3b)$$

ahol J a Mn^{2+} ionok teljes impulzusmomentuma, $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ a kis rendszámú atomokra, ionokra alkalmazható Russell-Saunders csatolásnak megfelelően, L és S a Mn^{2+} ionok pályamomentuma, illetve spinje. Ezek értéke a következő megfontolásokból származtatható. A Mn^{2+} ion ionizációja során energetikai okokból a két $4s$ elektronját veszíti el, az öt $3d$ elektronjának konfigurációja alapállapotban ${}^6S_{5/2}$. Ennek oka, hogy a Hund-szabályoknak megfelelően a kicserélődési kölcsönhatás következtében energetikailag az lesz a legkedvezőbb eloszlás, ha mind az öt elektron spinje azonos irányban, a mágneses térrel ellentétesen áll. Ekkor a Pauli-féle kizárási elv következtében a pályamomentumuk kvantumszámainak különbözőeknek kell lenniük. Ennek következtében az öt $3d$ elektron pályamomentumainak összegének nullának kell lennie. Tehát végeredményként azt kapjuk, hogy alapállapotban a Mn^{2+} ion eredő pályamomentuma $L = 0$, eredő spinje $S = 5/2$ és eredő teljes impulzusmomentuma $J = 5/2$ [65]. A (3.3a) és (3.3b) egyenletekben a Brillouin-függvény argumentumában szereplő x_1 és x_2 mennyiségek a következő kifejezésekből adódnak:

$$x_1 \equiv \frac{g_J J \mu_B B}{k_B T_{eff_1}} \quad \text{és} \quad x_2 \equiv \frac{g_J J \mu_B B}{k_B T_{eff_2}}, \quad (3.4a,b)$$

amelyben $g_J = 2$ a Mn^{2+} ion Landé-faktora, μ_B a Bohr-magneton, k_B a Boltzmann-állandó. $T_{eff} = T + T_0$ az effektív hőmérséklet, ahol a T_0 korrekciót a Mn-Mn kölcsönhatás okozza $T = 0$ K hőmérsékleten. Külső feszültség alkalmazása esetén egy elektromos mező indukálta tagot is

hozzá kell adni a potenciálhoz, amelyet figyelembe véve és az effektív tömeg közelítést alkalmazva a parabolikus sávszerkezetben az elektron Hamilton függvénye a következő alakban írható fel:

$$H = \frac{1}{2m_e^*}(\mathbf{P} + e\mathbf{A})^2 + V_0(z) + V_s + V_{\sigma_z}(z) - \frac{eV_a z}{L_t} \quad (3.5)$$

V_0 az adott struktúra mágneses tér nélküli z irányú potenciál profilja, mert a különbözően szennyezett rétegekben az ugyanazon elektronsávok energiája különbözhet, melynek következtében potenciálgát jöhet létre a rétegek határán. A $V_s = (1/2)g_s\mu_B\sigma_z B$ tag az elektron energiájának Zeeman felhasadását írja le (g_s a ZnSe effektív Landé-faktora), míg L_t az aktív réteg hossza. Ballisztikus transzport esetén, azaz ha a rendszerben nincs semmilyen elektron szórási folyamat, akkor a z tengely menti mozgás leválasztható az x - y síkbeli mozgásról. Az x - y síkbeli mozgás a 2.1 fejezetben tárgyalt Landau-nívók szerint kvantált, $E_n = (n + 1/2)\hbar\omega_c$ energia értékekkel, ahol $n = 0,1,2,\dots$ és $\omega_c = eB/m_e^*$ az úgynevezett ciklotron frekvencia (feltéve egy állandó m_e^* elektron tömeget az egész heterostrukturában). Így az elektron mozgása redukálható egy z -tengely irányú egy-dimenziós problémára. Bevezetve az $U(z, B) = V_0(z) + V_s + V_{\sigma_z}(z)$ kifejezéssel adott effektív potenciált, amely egyaránt függ a mágneses-, és az elektromos tértől, illetve a spintől, a redukált egy dimenziós egyelektron állapot Schrödinger-egyenlete minden régióban megoldható. Külső elektromos tér hiányában a hullámfüggvény síkhullámok lineáris kombinációja, míg külső elektromos tér jelenlétében Airy-függvény. A 2.3 fejezetben ismertetett transzfer-mátrix módszer [16] segítségével az egész rendszerre vonatkozó transzmissziós koefficiens $T(E_z, B, V_a)$ kiszámolható.

A 2.3 fejezet (2.70) egyenletében megadott transzmissziós együttható mindezek miatt az elektromos tér mellett mágneses tér és spin függővé is válik:

$$T_{\sigma_z}(E_z, B, V_a) = \frac{4T_{fi}}{\left(L_{11} + T_{fi}L_{22}\right)^2 + \left(T_iL_{12} - \frac{1}{T_f}L_{21}\right)^2}. \quad (3.6)$$

Ezt a kifejezést és a csoportsebességre vonatkozó

$$\mathbf{v}(\mathbf{k}) = \frac{1}{\hbar}\nabla_{\mathbf{k}} E \quad (3.7)$$

formulát felhasználva a heterostuktúrán átfolyó átlagos spin függő áram a következőképpen számolható:

$$I_{\sigma_z}(B, V_a) = e \sum_{n, k_y, k_z \geq 0} v_z(k_z) T_{\sigma_z}(E_z, B, V_a) \times \left\{ f \left[E_z + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + V_s \right] - f \left[E_z + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + V_s + eV_a \right] \right\} \left| \Psi_{n, k_y, k_z} \right|^2, \quad (3.8)$$

ahol

$$f \left(E_z + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c \right) = \left\{ 1 + \exp \left[\left(E_z + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c - E_F \right) / k_B \theta \right] \right\}^{-1} \quad (3.9)$$

a Fermi-Dirac eloszlásfüggvény θ abszolút hőmérsékleten és E_F Fermi-energia mellett (a Fermi-energia az az energiaszint, amelyen az állapotok $1/2$ -ed valószínűséggel betöltöttek),

$$\Psi_{n, k_y, k_z} = (1/\sqrt{L_y})(1/\sqrt{L_z}) e^{ik_y y} e^{ik_z z} \varphi_n(x). \quad (3.10)$$

$\varphi(n)$ az n -edik harmonikus oszcillátor sajátfüggvénye az

$$x_0 = -\hbar k_y / m \omega_c \quad (3.11)$$

középpontra rögzített koordináta-rendszerben, k_y és k_z az elektron hullámszám vektorának y -, illetve z -irányú komponense. A k_y -ra vonatkozó összegzés végeredménye

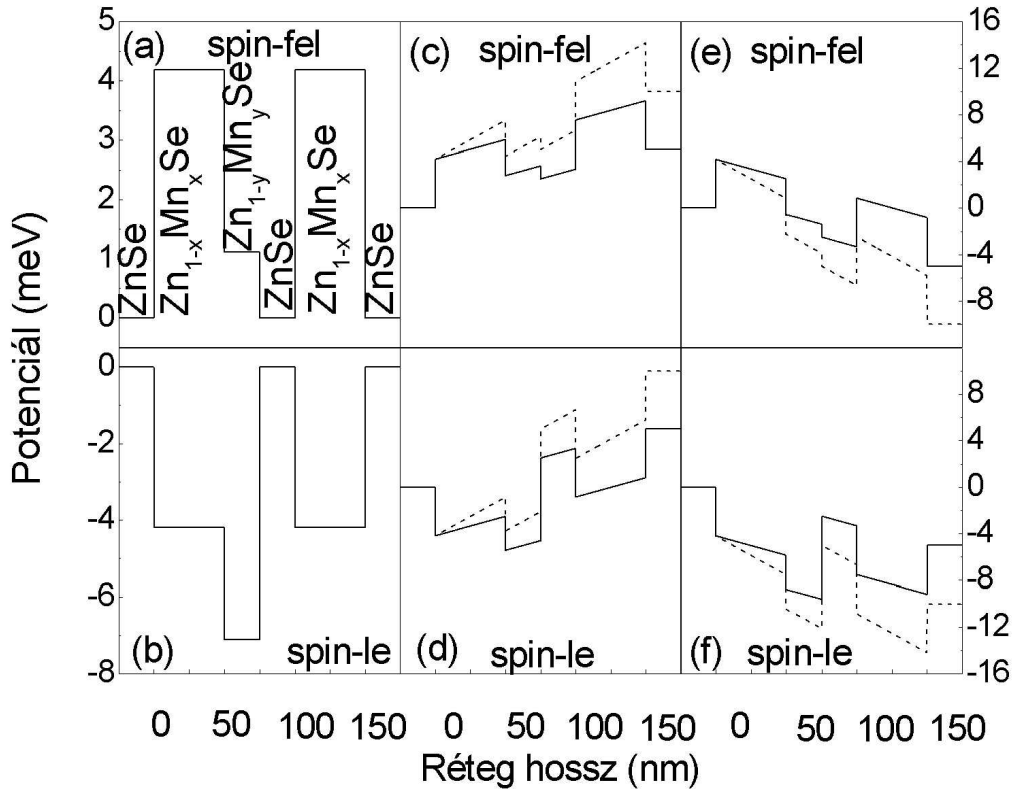
$$L_x L_y eB / 2\pi \hbar, \quad (3.12)$$

továbbá $\varphi_n(x)$ normált. Mindezeket felhasználva kapjuk, hogy az áramsűrűség:

$$J_{\sigma_z}(B, V_a) = J_0 B \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{+\infty} T_{\sigma_z}(E_z, B, V_a) \times \left\{ f \left[E_z + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c \right] - f \left[E_z + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + eV_a \right] \right\} dE_z, \quad (3.13)$$

ahol $J_0 = e^2 / 4\pi^2 \hbar^2$.

3. 2. A $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{Zn}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostruktúrára vonatkozó eredmények



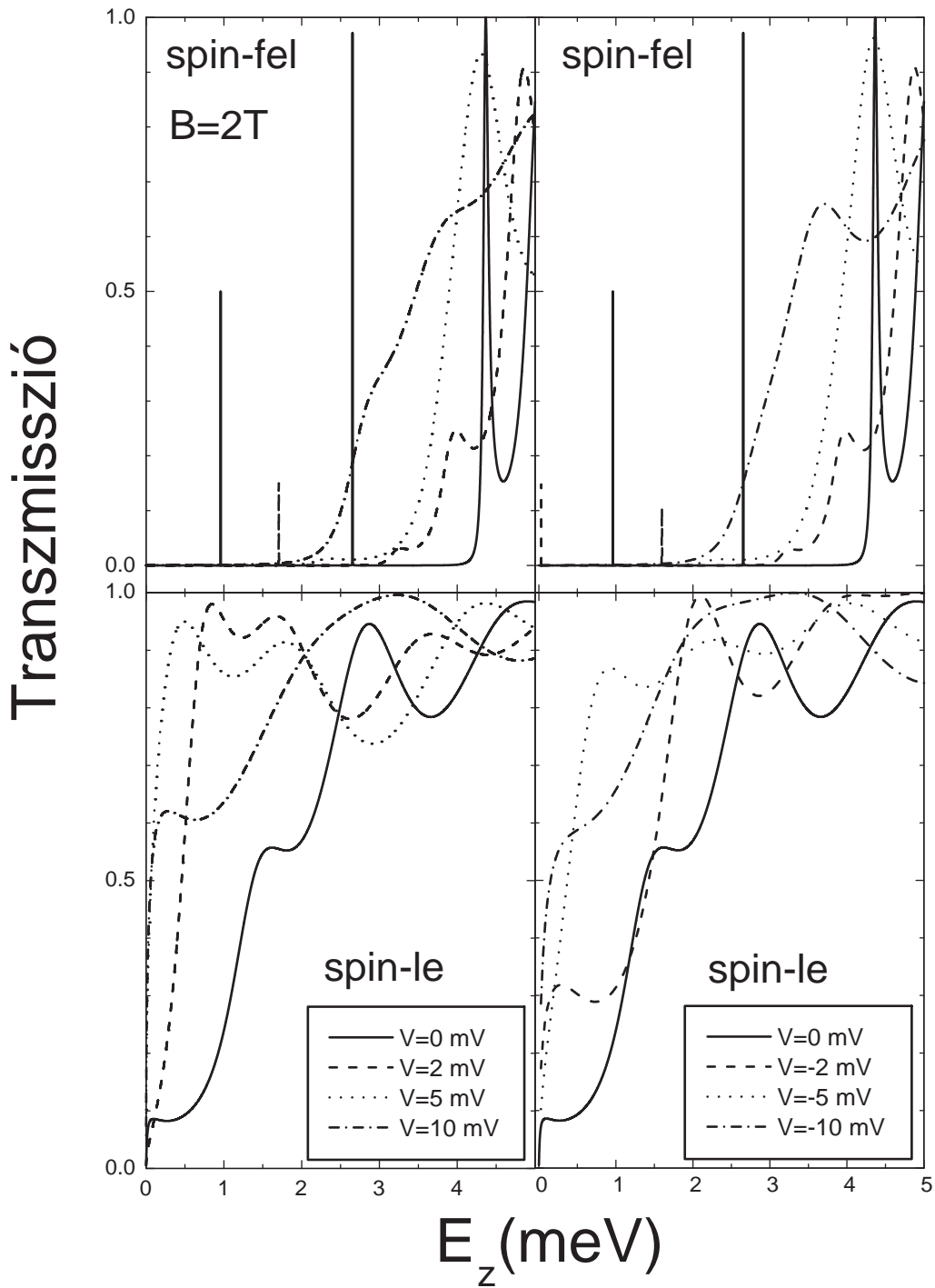
3. ábra. $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{Zn}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostruktúra vezetési sávjainak spin-függő potenciál diagramja $B = 2$ T erősségű mágneses tér esetén. Az a) és a b) ábrák az előfeszítés nélküli, a c) és a d) ábrák a negatív előfeszítés, míg az e) és az f) ábrák a pozitív előfeszítés alkalmazásakor kialakuló effektív potenciált ábrázolják. A folytonos vonalak a ± 5 mV, a szaggatott vonalak a ± 10 mV alkalmazott külső feszültség esetére vonatkoznak.

Ebben a részben bemutatjuk és elemezzük a többrétegű $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{Zn}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostruktúrán átalagutazó elektronok transzmissziós koefficiensének és áramsűrűségének numerikus eredményeit. Az ilyen alagút struktúrák effektív potenciáljának sematikus ábrázolása látható külső elektromos tér alkalmazása nélkül spin-fel elektronok esetén az 3(a), míg spin-le elektronok esetén az 3(b) ábrán. Számolásaink során a következő értékeket használtuk: $m_e^* = 0.16m_e$ (m_e a szabad elektron tömege), $T = 4.2$

K , $g_s = 1.1$ az egész heterostruktúrában, $x = 0.04$, $N_0\alpha_1 = 0.27$ eV, $T_0 = 1.4$ K és $V_0 = -3$ meV a potenciálgát tartományában, $y = 0.05$, $N_0\alpha_2 = 0.26$ eV, $T_0 = 1.7$ K és $V_0 = 0$ meV a potenciállépcső tartományában. A potenciálgátak (potenciálvölgyek) $d = 50$ nm szélesek voltak, míg a belső ZnSe réteg és a potenciállépcső (mélyebb potenciálvölgy) szélessége $w = 25$ nm volt. A z -irányú mágneses mező $B = 1, 2$, vagy 4 T volt.

3. 2. 1. Transzmisszió

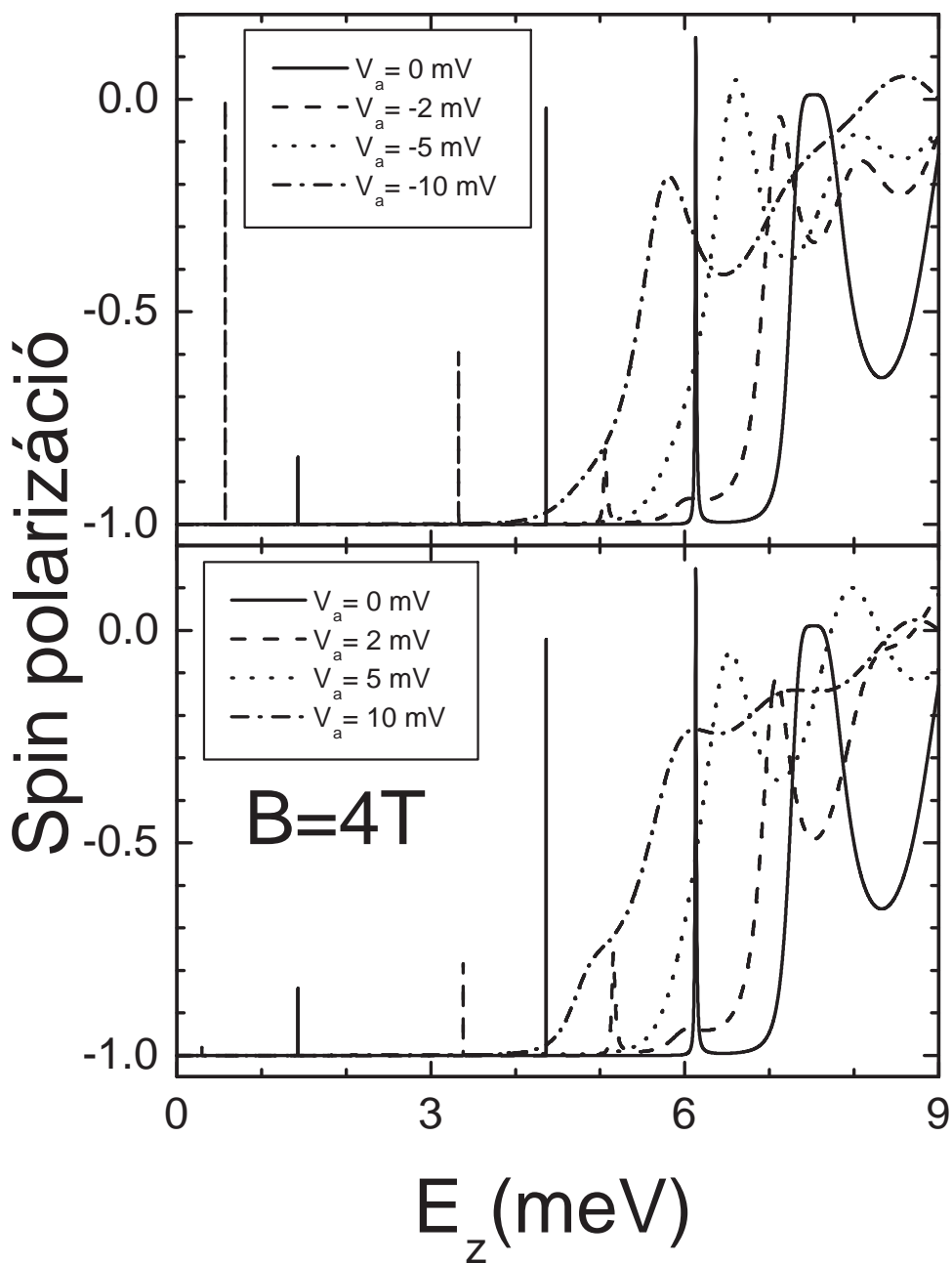
A 4. ábrán látható a transzmissziós koefficiens a longitudinális (z -irányú) energia függvényében feszültségmentes, illetve különböző mértékben és irányban előfeszített rendszerekben $B = 2$ T erősségű mágneses tér esetén. Feszültségmentes esetben nagyon éles rezonancia csúcsok figyelhetők meg, melyek magassága egységnyi értéknél kisebb. Ha a mágneses mezőt csökkentjük (növeljük), ezek a rezonancia csúcsok eltolódnak az alacsonyabb (magasabb) energiák tartománya felé. Amikor egy külső pozitív előfeszítést alkalmazunk a rendszeren (a megfelelő potenciál profil az 3(e) és az 3(f) ábrán látható), akkor a rezonancia csúcsok a magasabb energiák tartományába tolódnak és kiszélesednek, sőt nagyobb feszültség esetén el is tűnnek, míg negatív előfeszítés esetén (a megfelelő potenciál profil az 3(c) és az 3(d) ábrán látható) a rezonancia csúcsok az alacsonyabb energiák irányába tolódnak el. Gyenge mágneses tér esetén az alkalmazott külső feszültség jelentősen lecsökkenti a transzmissziós csúcsok magasságát. Ezzel szemben erős mágneses tér alkalmazása negatív külső feszültség mellett akár meg is növelheti a transzmissziót az alacsony energiás tartományban. Különösen nagy eltérések figyelhetők meg a spin-fel és a spin-le elektronok viselkedése között a kis beesési energiák tartományában. A spin-le elektronok rezonancia csúcsainak helyzetén és szélességén nyilvánvalóan látszik ezek alkalmazott feszültségtől való függése. $V > 0$ előfeszítés alkalmazása esetén a rezonancia csúcsok az alacsonyabb energiák, míg $V < 0$ előfeszítés alkalmazása esetén a magasabb energiák tartományában helyezkednek el. A mágneses tér növelésével a két előfeszítés transzmissziójának különbsége egyre nagyobbá válik.



4. ábra. A $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{Zn}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostrukturán áthatoló spin-fel (felső panelek) és spin-le (alsó panelek) elektronok transzmissziós együtthatója különböző pozitív és negatív előfeszítések esetén. A $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ rétegek szélessége 50 nm, a $\text{Zn}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Se}$ és a belső ZnSe réteg szélessége 25 nm, a mágneses tér erőssége $B = 2$ T.

3. 2. 2. Spin polarizáció

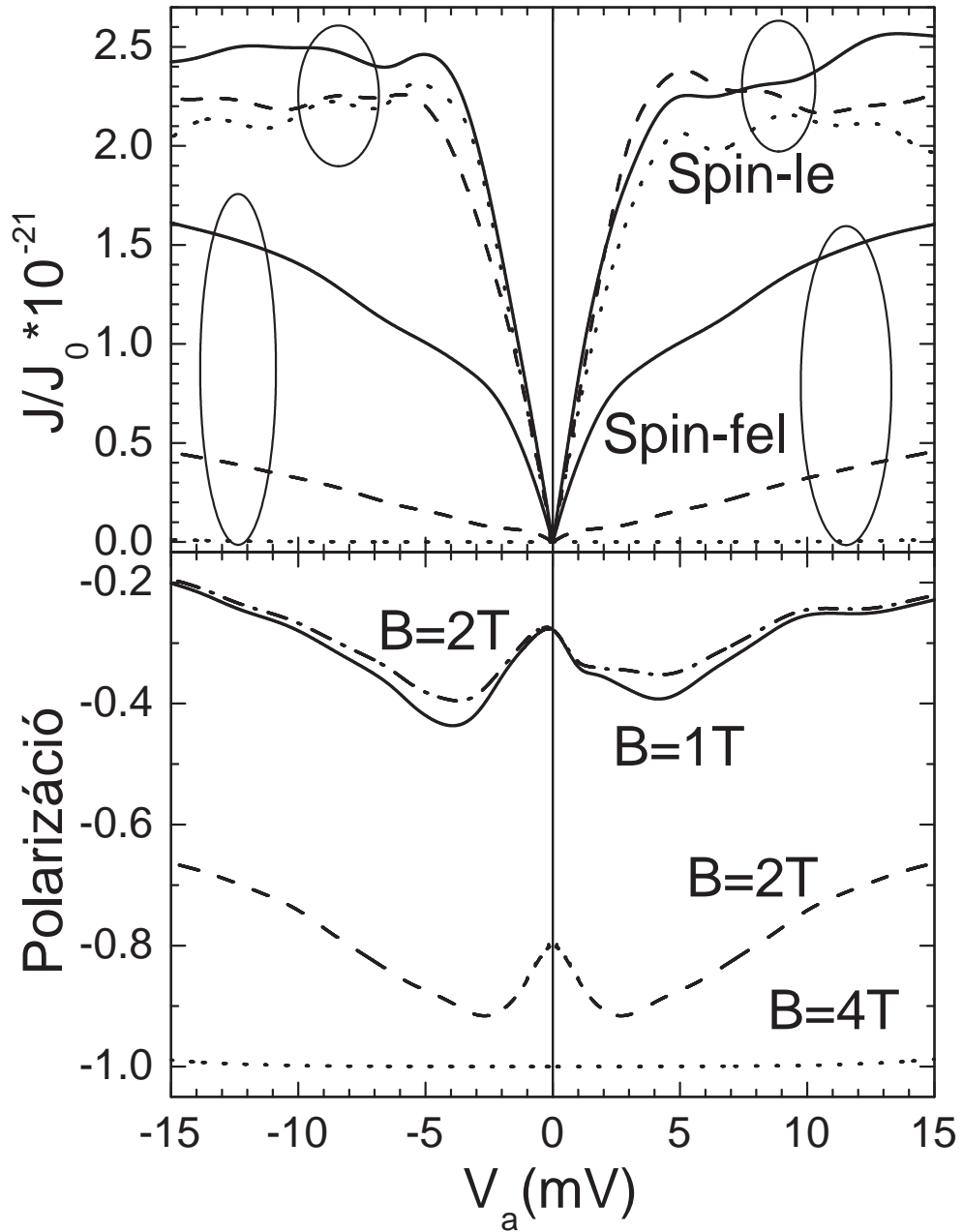
Az 5. ábrán látható a $P = (T_{\uparrow} - T_{\downarrow}) / (T_{\uparrow} + T_{\downarrow})$ összefüggéssel definiált spin polarizáció $B = 4$ T erősségű mágneses tér mellett különböző negatív és pozitív előfeszítések esetén. Az ábráról leolvasható a spin-fel elektronok transzmissziójának erős csökkenése. Gyengébb mágneses terek esetén a spin polarizáció értéke nemcsak a rezonancia csúcsok helyén különbözik -1 -től, hanem külső feszültség alkalmazása mellett az egész alacsony energiás tartományban is. Magasabb energiákon a polarizáció oszcillál, és ezen oszcillációk amplitúdója a beesési energia növekedésével csökkenő tendenciát mutat.



5. ábra. A spin polarizáció a beesési energia függvényében különböző negatív (felső panel) és pozitív (alsó panel) előfeszítések mellett, $B = 4$ T erősségű mágneses tér esetén. A $Zn_{1-x}Mn_xSe$ rétegek szélessége 50 nm, a $Zn_{1-y}Mn_ySe$ és a belső ZnSe réteg szélessége 25 nm.

3. 2. 3. Áramsűrűség és áram polarizáció

A 6. ábrán látható az áramsűrűség az alkalmazott külső feszültség függvényében, illetve a $J = (J_{\uparrow} - J_{\downarrow}) / (J_{\uparrow} + J_{\downarrow})$ kifejezéssel definiált áram polarizáció három különböző erősségű $B = 1, 2, 4$ T mágneses tér esetén. Az E_F Fermi-energia értéke mindenhol 5 meV. A felső panelen tisztán látható, hogy a spin-fel elektronok áramsűrűsége a mágneses tér növelésével csökken, míg az alkalmazott külső feszültség növelésével nő. A spin-le elektronok áramsűrűsége viszont csak gyengén függ a mágneses tértől. Az alsó panelen jól látszik, hogy az áram polarizáció drasztikusan megváltoztatható egy alkalmazott mágneses tér és egy külső elektromos tér segítségével. Gyenge mágneses tereknél az áramsűrűség az alkalmazott külső elektromos tér irányától is függ, ami az alagút struktúra szerkezeti aszimmetriájának a következménye. $B = 1$ T erősségű mágneses tér esetén a polarizáció gyengén oszcilláló viselkedést mutat és különbözik a két előfeszítés esetén. A mágneses mező növelésével az áram polarizáció majdnem teljesen szimmetrikussá válik és független lesz az előfeszítés irányától. Elég erős mágneses terek esetén (például, ha $B = 4$ T) a polarizáció foka mindkét előfeszítés esetén közel 100%, azaz gyakorlatilag a spin-fel elektronok árama megszűnik. Ez a figyelemre méltó spin szerinti polarizáció az áramsűrűségben alkalmassá teheti a tárgyalt heterostrukturát spin-szűrő diódként való alkalmazásra. A 6. ábrán látható még a hőmérséklet hatása $B = 2$ T erősségű mágneses tér esetén. Jól látható, hogy a polarizáció $T = 10$ K és $B = 2$ T esetén nagyon hasonlít a $T = 4.2$ K és $B = 1$ T feltételek mellett létrejövő polarizációra. Ezért a hőmérséklet emelkedésekor létrejövő polarizáció csökkenés nagymértékben ellensúlyozható a párhuzamos mágneses tér erősségének növelésével.



6. ábra. A $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{Zn}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterosztuktúrán áthatoló elektronok áramsűrűsége (felső panel) és az áram polarizációja (alsó panel) az alkalmazott külső feszültség függvényében. A $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ rétegek szélessége 50 nm, a $\text{Zn}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Se}$ és a belső ZnSe réteg szélessége 25 nm, a Fermi-energia $E_F = 5$ meV, a hőmérséklet $T = 4,2$ K. Az alsó panel szaggatott-pontozott vonala esetén a hőmérséklet $T = 10$ K.

3. 2. 4. Következtetések

A spin polarizáció a következőképpen értelmezhető. Amikor egy külső mágneses teret kapcsolunk a mágnesesen hígan szennyezett félvezető rétegre, akkor az a spin-le elektronok számára lépcsőzetes kvantum völgyként, míg a spin-fel elektronok számára fogazott gátként viselkedik (lásd 3. ábra.). A gát magassága – és természetesen ugyanígy a völgy mélysége – a mágneses tér növelésével növekszik. Ezért ebben a struktúrában külső elektromos tér alkalmazása nélkül a spin-fel elektronok egy fogazott gát – völgy- gát profillal találják szemben magukat, míg a spin-le elektronok számára az effektív potenciál egy lépcsőzetes völgyből és egy völgyből áll (lásd 3.(a) és 3.(b) ábra). Negatív előfeszítés esetén az áthaladó spin-fel elektronoknak háromszög alakú hegyeken és völgyeken kell átküzdeniük magukat, míg a spin-le elektronoknak csak háromszög alakú völgyeken (lásd 3.(c) és 3.(d) ábra), amely a transzmissziós csúcs energiák eltolódásához vezet. Pozitív előfeszítés esetén a spin-le elektronok mozgása hasonló háromszög alakú völgyek felett történik, míg a spin-fel elektronok számára a völgyek eltűnnek (lásd 3.(e) és 3.(f) ábra). Az effektív potenciálok különbözősége okozza az ellentétes spinű elektronok transzmissziójának eltérését, amely a mágneses tér növelésével egyre markánsabbá válik. Azaz megfelelő külső elektromos és mágneses terek alkalmazása esetén a tárgyalt heterostruktúra spin szűrő diódként viselkedhet.

3. 3. A $ZnSe/Zn_{1-y}Be_ySe/ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe$ és a $ZnSe/Zn_{1-z}Cd_zSe/ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe$ heterostruktúrákra vonatkozó eredmények

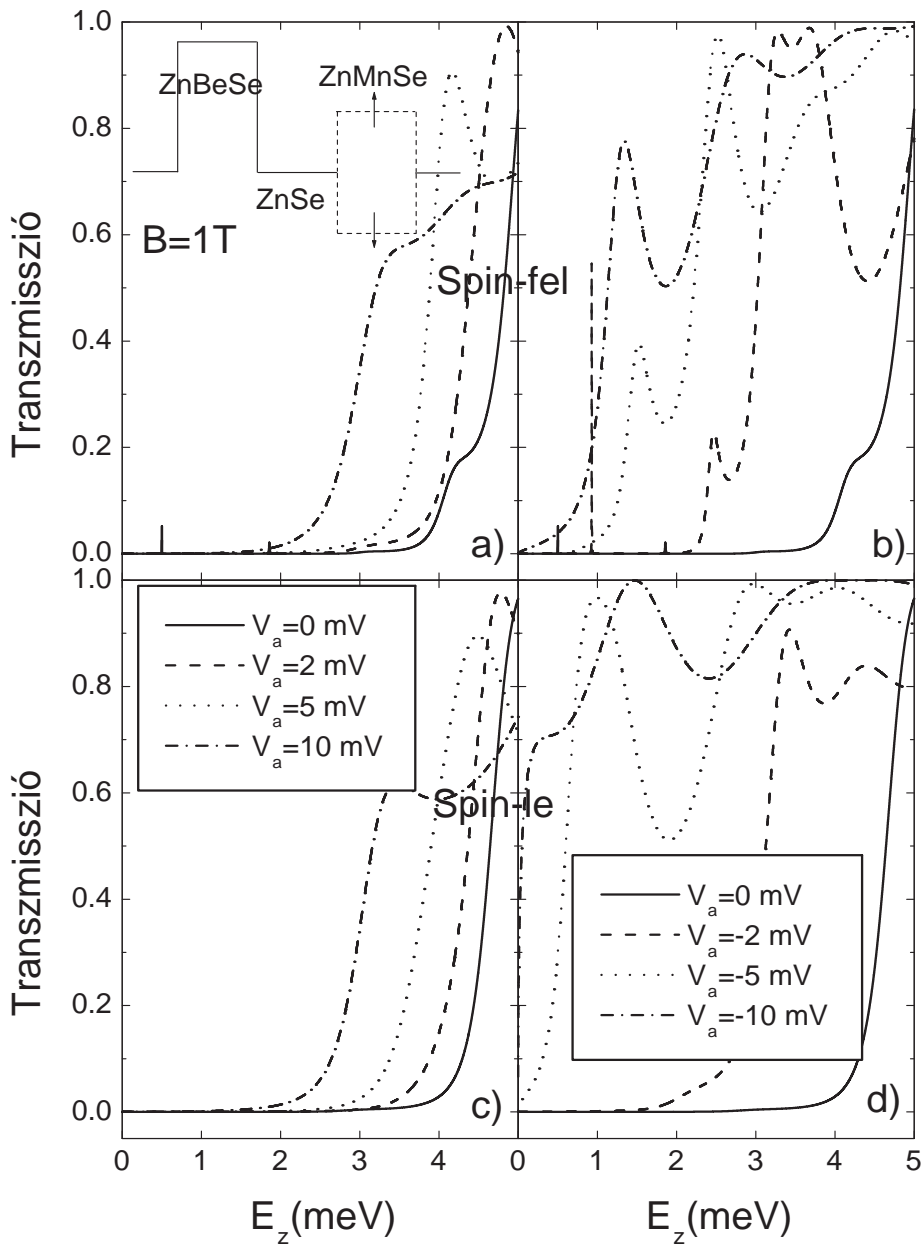
Ebben a részben bemutatjuk és elemezzük a többrétegű $ZnSe/Zn_{1-y}Be_ySe/ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe$, illetve a $ZnSe/Zn_{1-z}Cd_zSe/ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe$ heterostruktúrán átalagutazó elektronok transzmissziós koefficiensének és áramsűrűségének numerikus eredményeit. Számolásaink során a következő értékeket használtuk: $m_e^* = 0.16m_e$ (m_e a szabad elektron tömege), $g_s = 1.1$ az egész heterostruktúrában, $x = 0.05$, $N_0\alpha = 0.26$ eV, $T = 4.2$ K, $T_0 = 1.7$ K a hígan mágnesesen szennyezett rétegben [6, 60, 61, 62, 63, 64, 66, 67]. V_0

$= 0$ meV a ZnSe és a $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ rétegekben, míg $V_0 = 4.1$ meV a $\text{Zn}_{1-y}\text{Be}_y\text{Se}$, illetve $V_0 = -4.1$ meV $\text{Zn}_{1-z}\text{Cd}_z\text{Se}$ rétegekben. A nem mágneses gát (völgy), a hígan mágnesesen szennyezett réteg, illetve a belső ZnSe réteg szélessége egyaránt $d = 50$ nm. Három különböző erősségű z -irányú mágneses térrel számoltunk, a mágneses tér erőssége rendre $B = 1, 2$, illetve 4 T volt.

A számításaink során mindenféle szórás elhanyagoltunk. Ez a feltevés megkérdőjelezhető a napjainkban előállított minták esetén. Azért tehető meg mégis, mert nyilvánvaló, hogy a közepes szabad úthossz erősen függ a minta minőségétől, amely viszont a gyártási technológiák fejlődésével a jövőben előreláthatóan javulni fog. Azaz, ha belefoglalnánk a számításinkba egy véges szórási úthosszúságot, az ugyan a rezonancia csúcsokat kiszélesítené, de a következtetéseink lényegét nem változtatná meg.

3. 3. 1. Transzmisszió

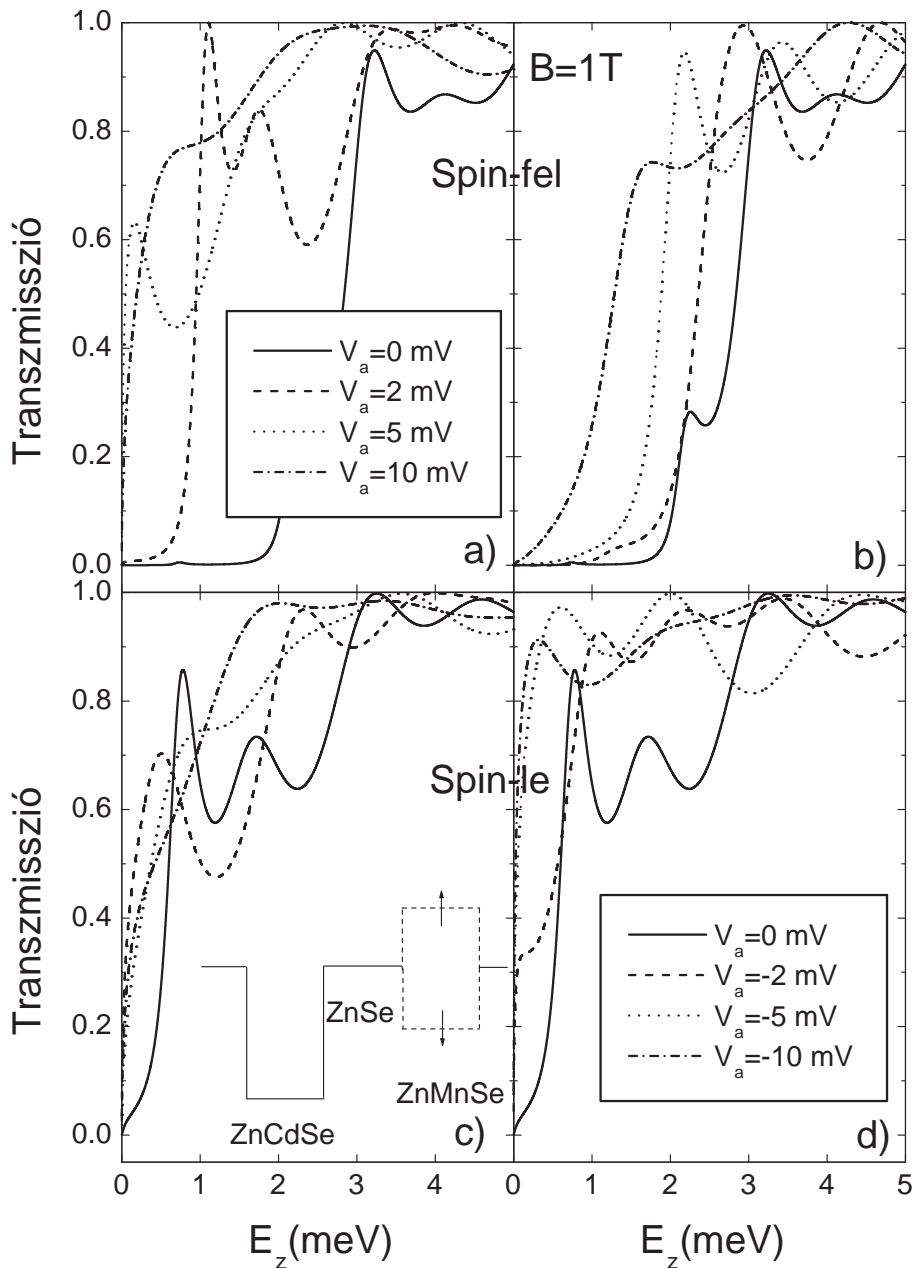
A 7. ábrán a $\text{Zn}_{1-y}\text{Be}_y\text{Se}$ réteget tartalmazó heterostruktúrán átalagutató spin-fel (a, b) és spin-le (c, d) elektronok transzmissziós koefficiense látható a beesési energia függvényében különböző pozitív és negatív előfeszítések esetén, $B = 1$ T erősségű mágneses tér mellett. Előfeszítés nélkül nagyon éles kis rezonancia csúcsok jelennek meg a spin-fel elektronok transzmissziójában, melyek magassága azonban jóval kisebb az egységnyi transzmissziós koefficiensnél, míg a spin-le elektronok esetén egy elnyomott, lefojtott transzmisszió látható. Amikor egy külső pozitív (negatív) feszültséget kapcsolunk a rendszerre, a spin-fel elektronok transzmissziós rezonanciái eltolódnak a magasabb (alacsonyabb) energiák tartományába és a csúcsok kiszélesednek, vagy magasabb feszültségnél el is tűnnek (lásd 7.a és b ábra). A spin-le elektronok esetén a transzmisszió elnyomása mindkét feszültség irány esetén lecsökken (lásd 7.c és d ábra).



7. ábra. A $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-y}\text{Be}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostrukturán áthatoló spin-fel (felső panelek) és spin-le (alsó panelek) elektronok transzmissziós koefficiense különböző pozitív és negatív előfeszítések esetén. Az a) ábra belsejében lévő kisebb ábrán látható a $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-y}\text{Be}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostruktúra modelljének spin-függő vezetési sáv profilja közvetlenül az összeillesztés után $B = 1$ T erősségű mágneses tér esetén, külső feszültség alkalmazásának hiányában. Mindhárom réteg hossza $d = 50$ nm.

A 8. ábrán a $\text{Zn}_{1-z}\text{Cd}_z\text{Se}$ réteget tartalmazó heterostrukturán átalagutató spin-fel (a, b) és spin-le (c, d) elektronok transzmissziós koefficiense látható a beesési energia függvényében

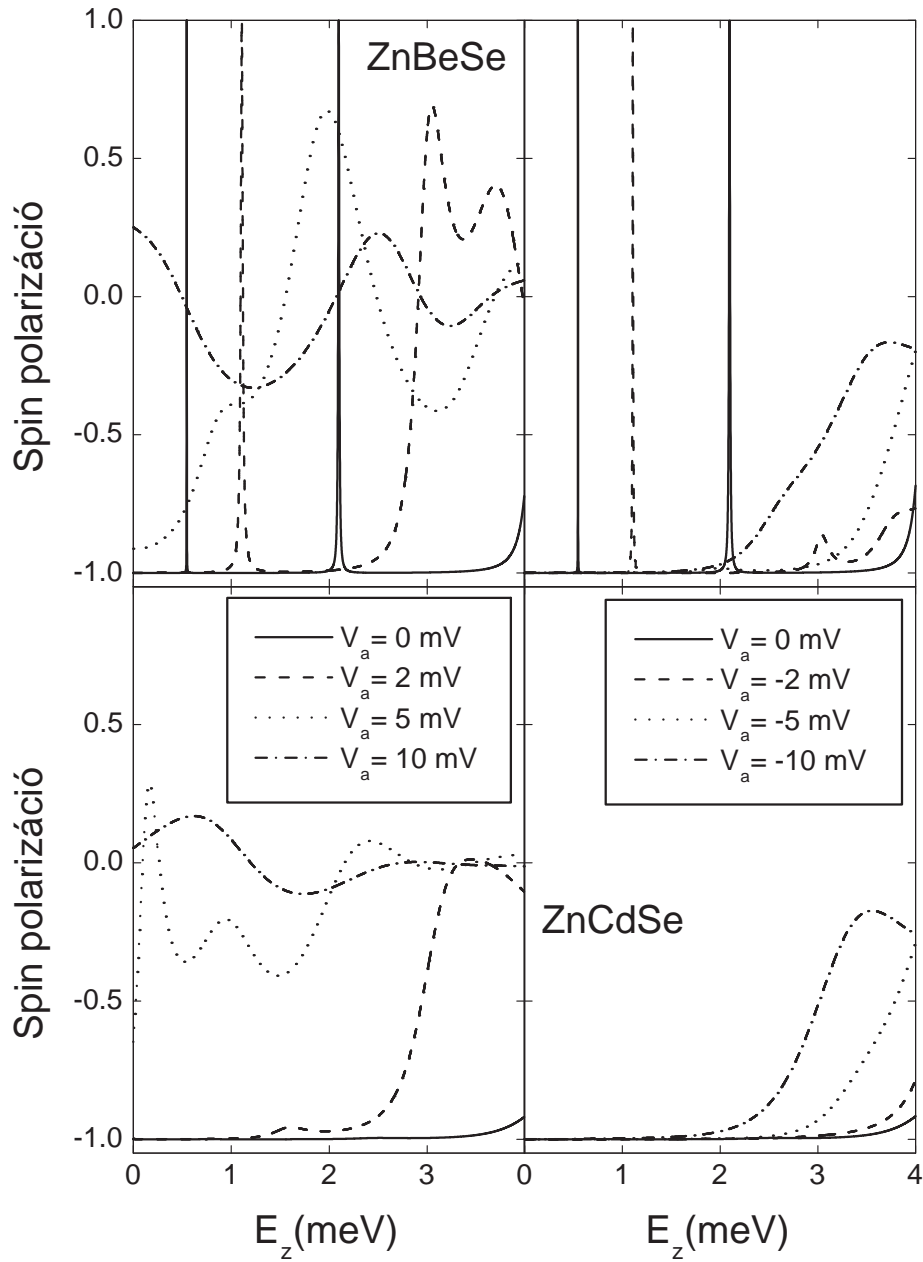
különböző pozitív és negatív előfeszítések esetén, $B = 1$ T erősségű mágneses tér mellett. Előfeszítés nélkül széles rezonancia csúcsok láthatóak spin-le elektronok transzmissziójában, míg ebben az esetben a spin-fel elektronok transzmissziója el van nyomva, le van fojtva, bár nem olyan tökéletesen, mint a spin-le elektronok transzmissziója a $Zn_{1-y}Be_ySe$ rendszerben. Az elektronok transzmissziójának viselkedése látható pozitív előfeszítés esetén a 8.a és c ábrán, illetve negatív előfeszítés esetén a 8.b és d ábrán. Ha a mágneses teret növeljük, a potenciál profil szimmetriája megváltozik. Például $B = 2$ T erősségű mágneses tér esetén a potenciál profil szimmetrikus dupla gát-völgy alakú lesz a spin-fel elektronok számára a $Zn_{1-y}Be_ySe$ rendszerben, illetve szimmetrikus dupla völgy a spin-fel elektronoknak a $Zn_{1-z}Cd_zSe$ rendszerben.



8. ábra. A $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostrukturán áthatoló spin-fel (felső panelek) és spin-le (alsó panelek) elektronok transzmissziós együtthatója különböző pozitív és negatív előfeszítések esetén. Az c) ábra belsejében lévő kisebb ábrán látható a $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostruktúra modelljének spin-függő vezetési sáv profilja közvetlenül az összeillesztés után $B = 1\text{ T}$ erősségű mágneses tér esetén, külső feszültség alkalmazásának hiányában. Mindhárom réteg hossza $d = 50\text{ nm}$.

3. 3. 2. Spin polarizáció

A megfelelő $P = (T_{\uparrow} - T_{\downarrow}) / (T_{\uparrow} + T_{\downarrow})$ spin polarizáció látható a 9. ábrán mindkét rendszerre, $B = 2$ T erősségű mágneses tér esetén. Az ábrán jól látszik a spin-fel elektronok erős lefojtása, a rezonancia csúcsok kivételével, ahol a polarizáció egységnyi, alacsony $|V_a|$ előfeszítés esetén. Magasabb $|V_a|$ előfeszítés és nagyobb beesési energia esetén a polarizáció oszcillációkat mutat, amely oszcillációk amplitúdója csökken a beesési energia növekedésével. Szembetűnő a különbség a gát ($\text{Zn}_{1-y}\text{Be}_y\text{Se}$) és a völgy ($\text{Zn}_{1-z}\text{Cd}_z\text{Se}$) anyagok polarizációja között, sőt az utóbbiak esetén a két fajta előfeszítés hatása is jelentősen különbözik.

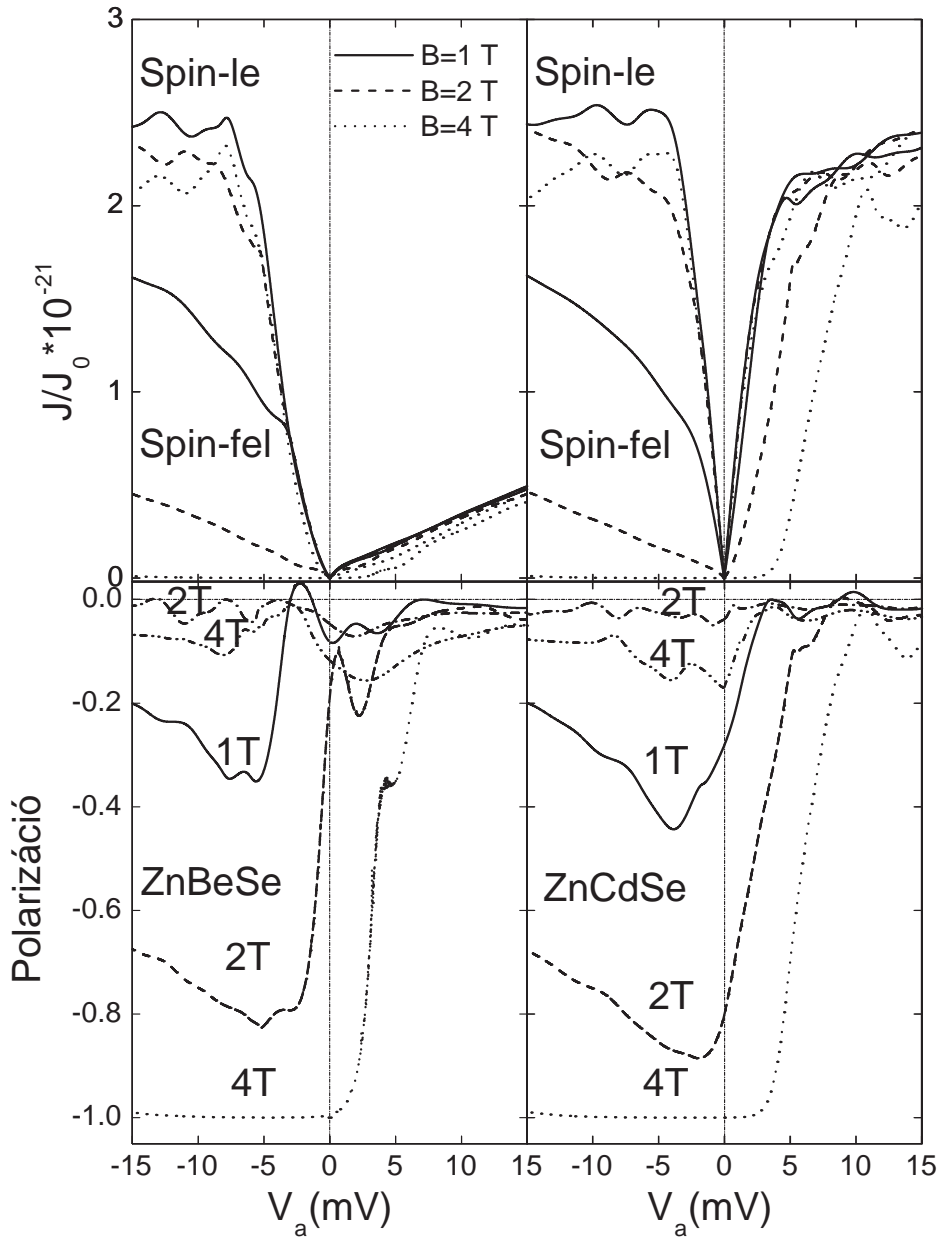


9. ábra. A spin polarizáció a beesési energia függvényében különböző pozitív (bal oldali panelek) és negatív (jobb oldali panelek) előfeszítés esetén, $B = 2$ T erősségű mágneses tér alkalmazásakor. A felső panelek a $Zn_{1-y}Be_ySe$ réteget tartalmazó, míg az alsó panelek a $Zn_{1-z}Cd_zSe$ réteget tartalmazó heterostrukturúra vonatkoznak. Mindhárom réteg hossza $d = 50$ nm.

3. 3. 3. Áramsűrűség és áram polarizáció

A 10. ábrán az áramsűrűség és a megfelelő $(J_{\uparrow} - J_{\downarrow}) / (J_{\uparrow} + J_{\downarrow})$ áram polarizáció látható az alkalmazott külső feszültség függvényében, három különböző $B = 1, 2, 4$ T erősségű mágneses tér mellett. Az E_F Fermi-energia minden esetben 5 meV. Az ábra bal oldalán a ZnSe/Zn_{1-y}Be_ySe/ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe, míg a jobb oldalán a ZnSe/Zn_{1-z}Cd_zSe/ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe heterostruktúra eredményei láthatóak. A felső paneleken jól látható, hogy a spin-fel elektronok J_{\uparrow} áramsűrűsége csökken a mágneses tér növelésével, és nő az alkalmazott külső feszültség növelésével, bár ez utóbbi mértéke erősen függ az alkalmazott külső feszültség irányától (negatív előfeszítés esetén a hatás sokkal jobban észrevehető), míg ezzel szemben a spin-le elektronok J_{\downarrow} áramsűrűsége csak gyengén függ a B mágneses tértől. Emellett pozitív előfeszítésnél minden mágneses tér érték esetén mind a spin-fel, mind a spin-le elektronok áramsűrűsége egy anyagtól való függést is mutat, nevezetesen az áramsűrűség gradiense magasabb abban a heterostruktúrában, amely ZnCdSe-et tartalmaz. Látható, hogy negatív előfeszítés alkalmazása mellett a spin-le elektronok J_{\downarrow} áramsűrűségében bizonyos szakaszokon egy szembetűnő negatív differenciális ellenállás jelenik meg mindkét heterostruktúrában, sőt a ZnCdSe-et tartalmazó heterostruktúrában pozitív előfeszítés alkalmazása esetén is. Ez utóbbi esetben a spin-fel elektronok J_{\uparrow} áramsűrűségében is megjelenik a negatív differenciális ellenállás, és így a diódákra jellemző $J_{\uparrow} - V_a$ karakterisztikával rendelkezik $B = 4$ T erősségű mágneses tér alkalmazásakor. A 10. ábra alsó panelén megfigyelhető, hogy az áram polarizáció drasztikusan megváltoztatható egy mágneses tér és egy külső elektromos tér együttes alkalmazásával. Látható, hogy mágneses tér jelenlétében az áram polarizáció az alkalmazott elektromos tér irányától is függ, amely jelenség az alagút struktúra aszimmetriájának a következménye. Gyenge mágneses tér, például $B = 1$ T esetén az áram polarizáció gyengén oszcilláló viselkedést mutat, de a két előfeszítés áram polarizációja különböző. A mágneses tér növelésével az áram polarizáció egyre aszimmetrikusabbá válik, és figyelemre méltó függést mutat az előfeszítés irányától. Elegendően nagy, például $B = 4$ T erősségű mágneses tér esetén a polarizáció foka negatív előfeszítés mellett közel 100 % mindkét heterostruktúrában, azaz a spin-fel elektronok árama megszűnik. Ez a figyelemre méltó spin polarizáció kitűnő spin szűrő dióda szerepre

predesztinálja a tárgyalt szerkezetet. Az eredmények függenek a rétegek szélességétől is. A rétegek d szélességén növelésével (csökkentésével), az áram a feszültség függvényében csökken (nő), és a spin-fel elektronok áramát blokkoló hatás erősebb (gyengébb). Például, ha $d = 75$ nm ($d = 25$ nm) a spin-fel elektronok áramsűrűségének értéke 1.2 (2), $V_a = -15$ mV külső elektromos tér és $B = 1$ T mágneses tér alkalmazása esetén. A hőmérséklet hatása e ballisztikus rendszerben látható a 10. ábra alsó panelén $B = 2$ T és $B = 4$ T erősségű mágneses tér esetén, $T = 50$ K hőmérsékleten. Könnyen észrevehető a hőmérséklet növelése következtében fellépő polarizáció csökkenés, de e hatás alacsonyabb hőmérsékleteken nagy mértékben ellensúlyozható a párhuzamos mágneses tér növelésével [II].



10. ábra. A $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-y}\text{Be}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ (bal oldali panelek) és a $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-z}\text{Cd}_z\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ (jobb oldali panelek) alagút struktúrákon áthatoló elektronok áramsűrűsége (felső panelek) és áram polarizációja (alsó panelek) az alkalmazott külső feszültség függvényében. Mindhárom réteg hossza $d = 50$ nm, a Fermi-energia $E_F = 5$ meV, a hőmérséklet $T = 4,2$ K. Az alsó panelek szagatott-pontozott és szagatott-pontozott-pontozott görbéi $T = 50$ K hőmérsékletre vonatkoznak $B = 2$ T, illetve $B = 4$ T erősségű mágneses tér esetén.

3. 3. 4. Következtetések

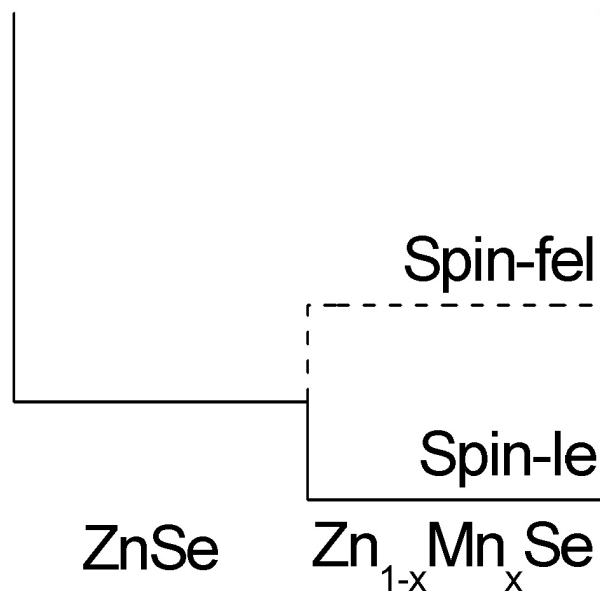
Elektronok spin függő alagutazását vizsgáltuk elméletileg aszimmetrikus dupla kvantum völgyekben és gátakban, amelyek $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-y}\text{Be}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ és $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-z}\text{Cd}_z\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostrukturákban alakulnak ki, különböző mágnesesen szennyezett és nem mágneses anyagok többféleképpen elrendezett sorozataiból, párhuzamos mágneses és elektromos mező jelenlétében. A spin szűrése a következőképpen értelmezhető. Egy külső mágneses tér alkalmazásakor a hígan szennyezett mágneses félvezető réteg a spin-le elektronok számára kvantum völgyként, a spin-fel elektronok számára pedig kvantum gátként viselkedik, míg a nem mágneses rétegek közül a Be-ot tartalmazók az elektronok számára a spinjüktől függetlenül gáttá, a Cd-ot tartalmazók pedig völgygé válnak. A gát magassága, és természetesen ugyanígy a völgy mélysége a hígan mágnesesen szennyezett rétegben növekszik a mágneses tér növelésével. Az említettek miatt a spin-fel elektronok ebben a rendszerben külső elektromos tér nélkül a mágneses tér erősségétől függően aszimmetrikus, vagy szimmetrikus, dupla gát alakú, rezonáns alagutazó struktúrával találják szemben magukat a Be esetében, illetve egy kvantum völgy-gát alakú struktúrával a Cd esetében, így a tulajdonságai könnyen értelmezhetőek a négyzet alakú gátakra és völgyekre vonatkozó, szokásos rezonáns transzmissziós kép segítségével [58]. Az effektív potenciál különbözősége vezet az ellenkező spinű elektronok jellegzetesen különböző transzmissziójához, amely a mágneses tér növelésével fokozható.

Az eredményeink szerint a polarizáció foka szabályozható az elektromos tér irányának segítségével. A tanulmányozott szerkezetek dióda tulajdonságokkal rendelkeznek, miközben megfelelő erősségű mágneses tér segítségével a spin-fel elektronok áramát lecsökkentjük. Ezért megfelelő külső elektromos és mágneses terek mellett a tekintett szerkezetek kettős szerepet játszhatnak, egyaránt alkalmazhatóak spin szűrő eszközként és diódként.

4. Elektronok energia spektruma és állapotai ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe heterostruktúrában, a kialakuló völgyre merőleges, illetve azzal párhuzamos mágneses mezőben

4. 1. Elméleti modell

Az elektronokat a 11. ábrán látható nem mágneses/mágneses kvantum völgyben vizsgáljuk. A paraméterek számának csökkentése céljából használjuk azt az egyszerűsítést, hogy a kvantum völgy végtelen magas falak közé van zárva. A probléma véges magasságú falakra történő általánosítása egyszerű lenne, de az nem változtatná meg minőségileg az általunk tárgyalt rendszer fizikáját.



11. ábra. A végtelen magas falakkal határolt ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe heterostruktúra elvi vázlata. Külső mágneses tér alkalmazásakor egy lépcső alakul ki a nem mágneses ZnSe és a mágneses Zn_{1-x}Mn_xSe réteg közötti érintkezési síknál.

A Mn-alapú higan mágnesesen szennyezett II-VI típusú félvezető rendszerekben, külső mágneses tér jelenlétekor a vezetési elektronok a kicserélődési kölcsönhatáson keresztül kölcsönhatnak a Mn²⁺ ionok 3d elektronjainak lokalizált mágneses terével. Végeredményként a spin-le elektronok egy gátat, míg a spin-fel elektronok egy völgyet érzékelnek a rétegek közötti érintkezési síknál, így kialakul egy lépcsős potenciál völgy, amint az a 11. ábrán is látható. A homogén z irányú mágneses mezőben a kicserélődési kölcsönhatás a $V_{\sigma_z} = -N_0 \alpha \sigma_z x_{eff} \langle S_z \rangle$ spin-függő potenciált eredményezi a Mn-nal szennyezett rétegben, míg $V_{\sigma_z} = 0$ a ZnSe rétegben. Számolásaink során az ilyen típusú heterostrukturákkal kapcsolatban megjelent korábbi [5, 6, 13, 17,] publikációkkal összhangban a két réteg határán fellépő vezetési sáv eltolódást elhanyagoltuk. Hasonló potenciál keletkezik, ha a B mágneses mező merőleges a völgyre, de ebben az esetben a potenciál az elektron spinjének y irányú komponensétől függ. A spin-függő potenciált megadó egyenletben N_0 az egységnyi térfogatra eső elemi cellák száma, α az elektronok és a Mn²⁺ ionok spinje közötti *sp-d* kicserélődési kölcsönhatás integráljának a paramétere a higan mágnesesen szennyezett félvezető rétegben. $\sigma_z = \pm 1/2$ az elektron spinjének a mágneses tér irányába eső vetülete, $x_{eff} = x(1 - x)^{1/2}$ az antiferromágneses párképződésben résztvevő Mn²⁺ ionok effektív koncentrációja [6, 19, 30], x a valós Mn koncentráció. $\langle S_z \rangle$ a Mn²⁺ ionok spinje z komponensének a termikus átlaga, amelyet a 3. fejezet (3.3a,b) egyenleteiben megadott alakú, módosított 5/2-es Brillouin-függvény $(5/2)B_{5/2}(5\mu_B B/k_B T_{eff})$ ad, amelyben $T_{eff} = T + T_0$ az effektív hőmérséklet, ahol a T_0 korrekciót a Mn-Mn kölcsönhatás okozza $T = 0$ K hőmérsékleten. Külső feszültség alkalmazása esetén egy elektromos mező indukálta tagot kell hozzáadni a potenciálhoz, amelyet figyelembe véve és az effektív tömeg közelítést alkalmazva a parabolikus sávszerkezetben az elektron Hamilton függvénye a következő alakban írható fel:

$$H = (\mathbf{p} + e\mathbf{A})^2 / 2m^* + V_s + V_{\sigma_z}(z) - eE_a z, \quad (4.1)$$

ahol \mathbf{p} az impulzus operátor és \mathbf{A} a vektor potenciál. A Hamilton függvényben a V_s taggal figyelembe vettük a mágneses tér hatását az elektron pályájára, amit gyakran elhanyagolnak a higan mágnesesen szennyezett félvezető anyagok tárgyalásakor. Ez a $V_s = g_s \mu_B \sigma_z B / 2$ tag az elektron energiájának Zeeman felhasadását írja le (g_s a ZnSe effektív Landé-faktora, μ_B a

Bohr-magneton). E_a az alkalmazott külső elektromos mező, mely párhuzamos a kvantum völgyel. Az első két tagot összevonva bevezetjük a $V(z, B)$ effektív potenciált:

$$V(z, B) = V_s + V_{\sigma_z}(z). \quad (4.2)$$

4. 1. 1. A kétdimenziós elektrongázra merőleges $\mathbf{B} = B \hat{z}$ irányú mágneses mező

Ha a mágneses mező z irányú, akkor az elektron z tengely menti mozgása leválasztható az x - y síkbeli mozgásról. Az x - y síkbeli mozgás a 2.1 fejezetben tárgyalt Landau-nívók szerint kvantált, a hullámfüggvény $F_n(x, y)$, az energia sajátértékek $E_n = (n + 1/2)\hbar\omega_c$, ahol $n = 0, 1, 2, \dots$ és $\omega_c = eB/m_e^*$ a ciklotron frekvencia. A $H\psi = E\psi$ Schrödinger-egyenletben a hullámfüggvény $\psi = F_n(x, y)\varphi(z)$ szorzatokra bontható, így a probléma egy-dimenziós differenciál egyenletre redukálható:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z, B) - eE_a z \right] \varphi(z) = E_z \varphi(z), \quad (4.3)$$

és az elektron teljes energiáját az $E = E_n + E_z$ kifejezés adja. Érdekes bevezetni hosszegységnek az úgynevezett $\ell_B = (\hbar^2 / eB)^{1/2}$ mágneses hosszt, míg energia egységnek az $E_* = \hbar^2 / 2m_e^* \ell_B^2 = \hbar\omega_c / 2$ kifejezést. Ekkor a (4.3) egyenlet újraírható a következő alakban:

$$\left[-\frac{d^2}{dz^2} + V(z, B) - \frac{V_a z}{W} \right] \varphi(z) = E_z \varphi(z), \quad (4.4)$$

ahol W a völgy teljes hossza, $V_a = E_a W$ az alkalmazott elektromos térnek köszönhetően a völgy két széle között létrejövő potenciál különbség.

4. 1. 2. A kétdimenziós elektrongáz síkjába eső $\mathbf{B} = B \hat{y}$ irányú mágneses mező

Az $\mathbf{A} = (Bz, 0, 0)$ Landau-mértéket használva a Schrödinger-egyenlet a következő alakra hozható:

$$\left[(p_y^2 + p_z^2) / 2m^* + (p_x + eBz)^2 / 2m^* + V(z, B) - eE_a z - E \right] \psi(x, y, z) = 0. \quad (4.5)$$

Mivel p_y és p_x kommutál H -val, a hullámfüggvényt a következő alakban keressük:

$$\psi(x, y, z) = e^{ik_x x} e^{ik_y y} \varphi_{n, k_x}(z) / S^{1/2}, \quad (4.6)$$

ahol S az (x, y) sík területe. Ezen hullámfüggvény segítségével az energia sajátértékei az $E_n(k_x, k_y) = E_n(k_x) + \hbar^2 k_y^2 / 2m^*$ alakban írhatóak, míg a $\varphi_{n, k_x}(z)$ sajátfüggvények a fentebb bevezetett dimenziómentes egységekben a következő egyenlet megoldásából adódnak:

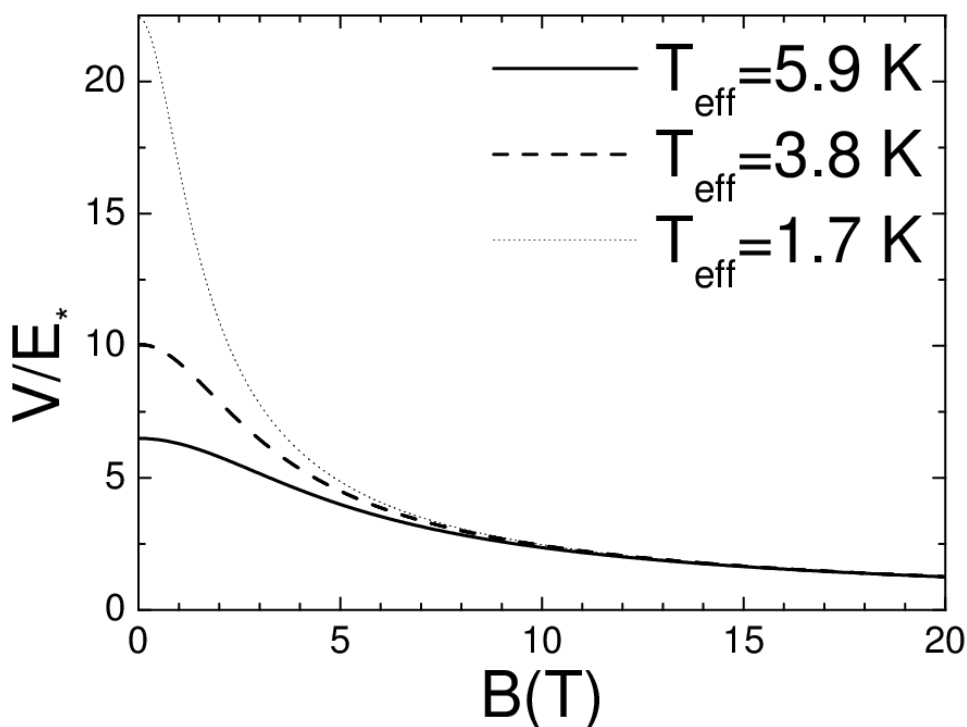
$$\left[-\frac{d^2}{dz^2} + (k_x + z)^2 + V(z, B) - \frac{V_a z}{W} - E_n(k_x) \right] \varphi_{n, k_x}(z) = 0 \quad (4.7)$$

A (4.4) és a (4.7) egyenleteket a véges differencia módszer segítségével oldottuk meg.

4. 2. A mágneses tér hatása külső elektromos tér hiányában

Számolásaink során a következő paraméterekkel számoltunk: $m_e^* = 0.16m_e$ (m_e a szabad elektron tömege), $g_s = 1.1$ az egész heterostruktúrában. A valós Mn koncentráció $x = 0.05$, ekkor $N_0 \alpha = 0.26$ eV, $T_0 = 1.7$ K a Zn_{1-x}Mn_xSe rétegben. A 12. ábrán látható a kvantum völgyben a ZnSe és a hígán mágnesesen szennyezett Zn_{1-x}Mn_xSe félvezető réteg határán kialakuló potenciállépcső V magasságának függése a mágneses tértől, $x = 0.05$ valós Mn koncentráció és különböző effektív hőmérséklet értékek esetén. Érdeemes megemlíteni, hogy a 12. ábrán a potenciállépcső V magassága E_* egységekben van megadva, viszont maga az E_* energia egység is arányos a B mágneses térrel, ennek köszönhető a V/E_* mennyiség csökkenése a B függvényében. Valós egységekben számolva V értéke valójában nő a B növelésekor (lásd 1. táblázat). A V effektív potenciál abszolút értékeit az említett 1. táblázatban $W = 40$ nm völgy szélesség és $T_{\text{eff}} = 5.9$ K effektív hőmérséklet esetén számoltuk.

Megfelelően erős B értékek esetén, B további növelése már nem befolyásolja $\langle S_z \rangle$ értékét, mert ekkor már a Mn^{2+} ionok összes $3d$ elektronjának a spinje átbillent a magasabb energia állapotba, azaz a rendszer telítésbe jutott. Ekkor a B növelése már csak a Zeeman tagot befolyásolja, de ezt sem szignifikáns módon. Az energia null szintjének a völgy alját választottuk a ZnSe rétegben, a Zeeman tagot pedig elhanyagoltuk, mert ez nagyon kicsi a kicserélődési taghoz viszonyítva.



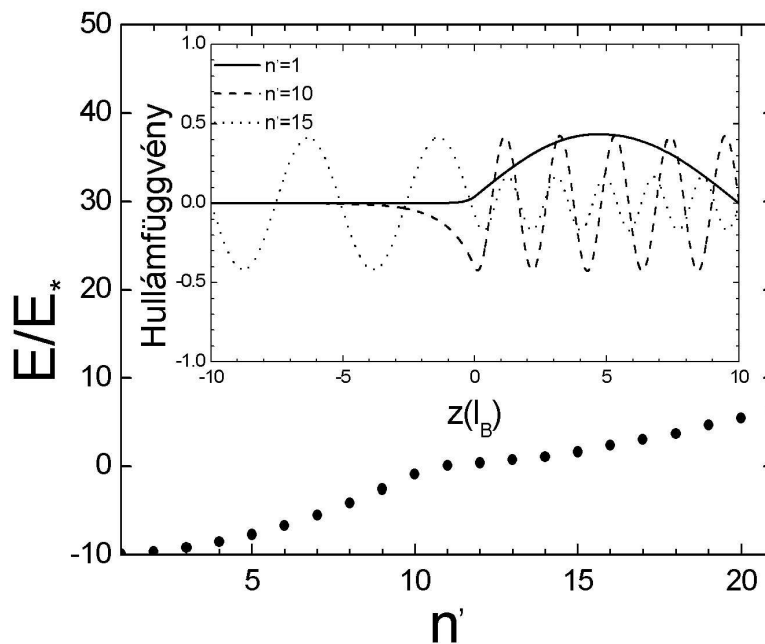
12. ábra. A mágneses és a nem mágneses réteg érintkezési felületénél létrejövő potenciállépcső magassága a mágneses tér függvényében $E_* = \hbar\omega_c / 2$ egységekben, három különböző $T_{\text{eff}} = T + T_0$ effektív hőmérséklet esetén.

B(T)	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
V(meV)	4.19	6.57	7.68	8.23	8.54	8.73	8.85	8.94	9.01	9.06

1. táblázat. A 11. ábrán látható potenciállépcső magasságának mágneses tértől való függése.

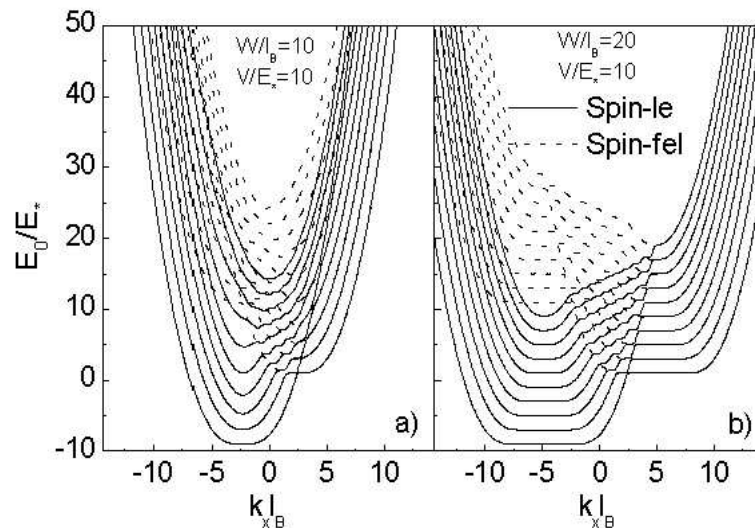
A 13. ábrán a spin-le elektronok 20 legalacsonyabb Landau-nívójának sajátértékeit ábrázoltuk, $k_x = k_y = 0$ érték mellett merőleges mágneses tér esetén. A sajátérték eredményeiben az $n' = 10$ érték közelében megjelenik egy törés, ekkor az elektron teljes

energiája $E = 0$. Amikor $E < 0$, akkor az elektron a fél potenciál völgyben lokalizált, ezzel szemben, ha $E > 0$, akkor az elektron a teljes kvantum völgyben van lokalizálva. Így a potenciál völgy effektív szélessége $n' < 10$ értékek esetén kisebb, mint $n' > 10$ értékek esetén, következésképpen az energia szintek közötti távolság is eléggé különböző. Az $n' = 1, 10, 15$ értékek esetén létrejövő, azaz az alap és két gerjesztett állapot hullámfüggvénye látható 13. ábra belsejében lévő kis ábrán. A szimmetrikus bezárás következtében a spin-fel és a spin-le elektronok hullámfüggvényei egymásba transzformálhatóak egy a $z = 0$ pontra való tükrözéssel, mivel a spin-fel elektronok számára a ZnSe réteg játssza a völgy szerepét, míg a spin-le elektronok számára a Zn_{1-x}Mn_xSe réteg. Az alapállapot eléggé a völgybe lokalizált, a gerjesztett állapotok viszont behatolhatnak a gát tartományába, és mint az ábrán is látható az $n' = 15$ állapot, amelynek energiája már nagyobb, mint a ZnSe gát magassága, már inkább a gát tartományában van lokalizálva.



13. ábra. Az első 20 spin-le nívó energia spektruma az n' kvantum számok függvényében, $k_x = 0, k_y = 0$ értékek mellett, a kétdimenziós elektrongázra merőleges mágneses tér esetén. A potenciállépcső magassága $V/E_* = 10$, a völgy szélessége $W/l_B = 20$. A mágneses és a nem mágneses réteg vastagsága egyenlő. Az ábra belsejében látható kisebb ábrán az $n' = 1, 10, 15$ kvantum számmal jellemzett állapotok hullámfüggvénye látható.

A továbbiakban azt az esetet tárgyaljuk, amikor a mágneses tér párhuzamos az érintkezési felülettel. A spin-fel (szaggatott vonal) és a spin-le (folytonos vonal) elektronok tíz legalacsonyabb állapotának diszperziós relációja látható a 14. ábrán, a kvantum völgy két különböző W szélessége esetén. Könnyen megfigyelhető, hogy spektrum folytonos, de az energia nem szimmetrikus k_x -re nézve. Az ábrán az is jól látható, hogy a spin-le elektronok energiaszintjei alacsonyabbak, mint a spin-fel elektronok energiaszintjei egészen addig, amíg $k_x < k_x^*$ összefüggés fennáll, ahol k_x^* függ a rendszer paramétereitől és a mágneses tér erősségétől. Amikor $k_x > k_x^*$, akkor mindkettő energiaszintjei degenerálttá válnak. A két diszperziós görbe minimum értékének különbsége megközelítőleg egyenlő az effektív potenciál magasságával.



14. ábra. A tíz legalacsonyabb spin-fel (szaggatott vonal) és spin-le (folytonos vonal) nívó energiája $k_x \ell_B$ függvényében, $k_y = 0$, $V/E_* = 10$ értékek esetén. A völgy szélessége az a) ábrán $W/\ell_B = 10$, a b) ábrán $W/\ell_B = 20$. A mágneses tér a kvantumvölgyel párhuzamos.

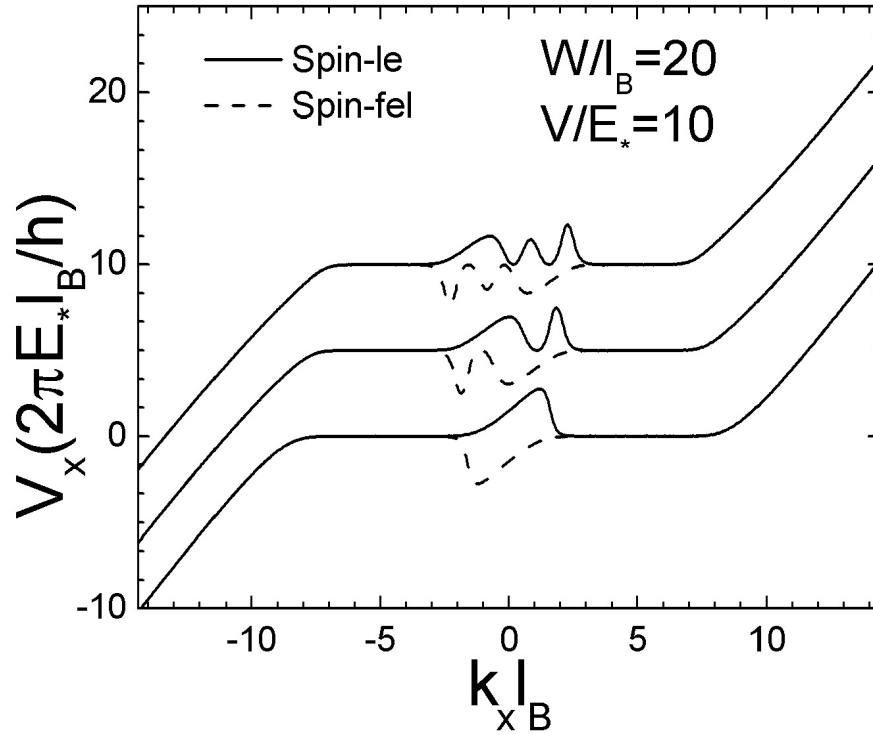
A diszperziós reláció sajátos viselkedésének megértéséhez tekintsük a 14.(b) ábrát. Mágneses mező jelenlétében kis $|k_x|$ értékek esetén az energia többé már nem közelíthető parabolával. A spin-fel elektronok alapállapotának energiája lecsökken az $E_0/E_* = 1$ értékre k_x értékének csökkentésekor, míg ugyanekkor a spin-le elektronok energia görbéjének minimuma az $E_0/E_* = -9$ értékre csökken. Ezen viselkedés oka a következő. A

legalacsonyabb Landau-nívó energiája az általunk használt dimenziómentes egységekben +1, így aztán a legalacsonyabb spin-le Landau-nívó minimuma, amely a völgy jobb oldalán van, ezekben az egységekben $E_0 / E_* = -10 + 1 = -9$ lesz. Ehhez hasonlóan az $E_0 / E_* = 11$ szint úgy fogható fel, mint a kvantum völgy jobb oldalán lokalizált spin-fel állapot legalacsonyabb Landau-nívója. Az E_0 jobb oldali lapos része a legalacsonyabb Landau-nívó a kvantum völgy bal oldalán. Összehasonlítva a 14.(a) és (b) ábrát, tisztán látható, hogy a két esetben a diszperziós reláció hasonlóan viselkedik, de amikor a völgy szélességét lecsökkentjük, akkor az energia gyorsabban nő rögzített k_x érték mellett.

A 14.(a) és (b) ábrán jól kivehető lépcsők a diszperziós relációban a következőképpen magyarázhatóak. Az jól látható, hogy k_x értékének növekedésekor a spin-le és a spin-fel elektronok energiái egyenlővé válnak, ez eredményezi az energiaszintek átfedését. Ez az átfedés k_x magasabb értékeinél jelenik meg, ahogy az állapot energiája növekszik. Az ábrán az is jól látható, hogy az alapállapot szintjén nincs lépcső, míg az m -dik gerjesztett állapot esetén m darab lépcső van. Ennek az az oka, hogy a rendszer mind a két fajta spinnel rendelkező elektron számára, mint az a 11. ábrán is megfigyelhető, két egymáshoz csatolt négyzet alakú völgyből áll. Mindkét négyzet alakú völgynek van egy jól definiált energiaszint és diszperzió rendszere, és ez a két rendszer egymással kereszteződik. Az energiaszintek numerikusan pontos számolása azt mutatja, hogy ez a kereszteződés, összekeveredés okozza a különböző energiaszintek átfedését. Ezek alapján nyilvánvalóan a diszperziós relációnak az a tulajdonsága, hogy nem folytonos, a két egymást átfedő energiaszint rendszer következménye. Ez megfelel az elektronok domináns lokalizáltságának, azaz annak, hogy a $k_x < 0$ esetben a spin-le elektronok a völgyben, míg a $k_x > 0$ esetben a spin-fel elektronok a gát tartományában vannak lokalizálva.

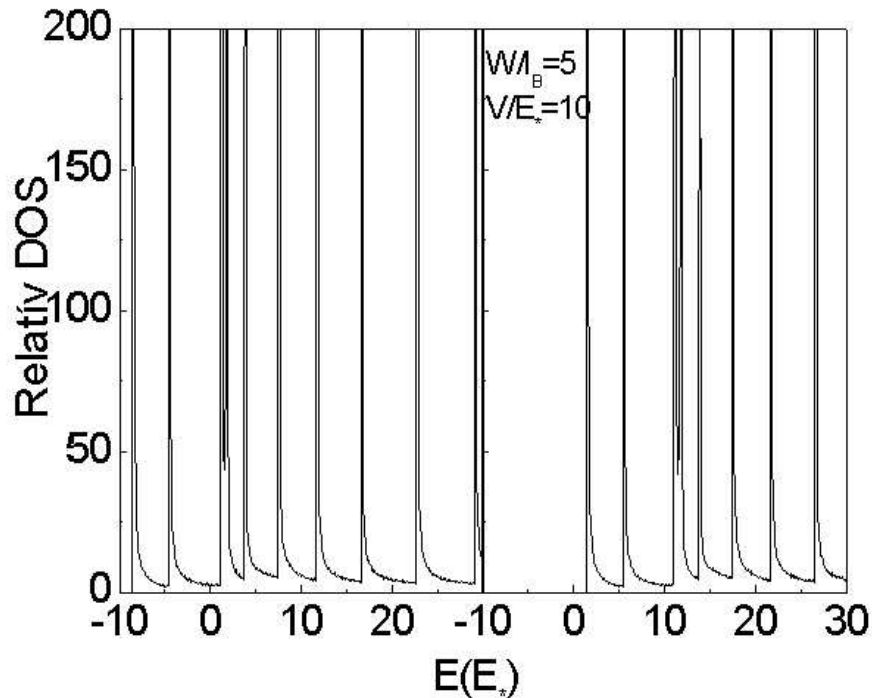
Érdekes kiszámolni az elektron $v_x = (1/\hbar)(\partial E / \partial k_x)$ sebességét, amely fontos a transzport szempontjából. A három legalacsonyabb spin-fel és spin-le szint sebességei láthatóak a 15. ábrán. Az ábrán jól megfigyelhető, hogy a sebességek a k_x érték egy széles tartományában eltűnnek, az értékük 0 lesz, amely tartományba beékelődik az a régió, ahol az átfedés jelensége megjelenik. Nagy $|k_x|$ értékek esetén már nem ez a helyzet, ezek az állapotok úgy viselkednek, mint a sáv szélén lévő állapotok. Az ábráról az is megfigyelhető, hogy a spin-fel és a spin-le elektronok sebessége ellentétes előjelű, továbbá az abszolút értékük szimmetrikus a $k_x = 0$ pontra való tükrözésre. A sebesség ilyen viselkedésének

tükröződnie kell, például a kvantum völgy hosszában érvényes σ_{xx} diffúziós vezetőképességben, mivel σ_{xx} értékét nagyon alacsony hőmérsékleten elsősorban v_x^2 Fermi szintbeli értéke határozza meg.



15. ábra. A három legalacsonyabb spin-fel és spin-le nívó sebessége $k_x l_B$ függvényében. A jobb kivehetőség érdekében a második szint 5 egységgel, míg a harmadik szint 10 egységgel el van tolva. A mágneses tér párhuzamos a kvantumvölgygel.

A $D(E) = \langle \delta(E - H) \rangle = 1/(\partial E / \partial k_x)$ állapotűrűség (Density of States, DOS) látható a 16. ábrán. Az ábrán jól kivehető a jól ismert $1/(E - E_0)^{1/2}$ szingularitás, amely minden egyes alkalommal megjelenik az egy dimenziós rendszerekben, amikor egy új alsáv betöltődik. Amikor a Fermi-energia kicsi, akkor az ábrán tisztán látható, hogy csak a spin-le polarizációjú elektronok vannak jelen a rendszerben. Ez egy erősen spin-polarizált áramot eredményez a kvantum völgyön keresztül. Csak amikor az elektron sűrűség elegendően nagy és a Fermi-energia pozitív ($E_F > 0$) tudják az elektronok a spin-fel állapotokat betölteni.

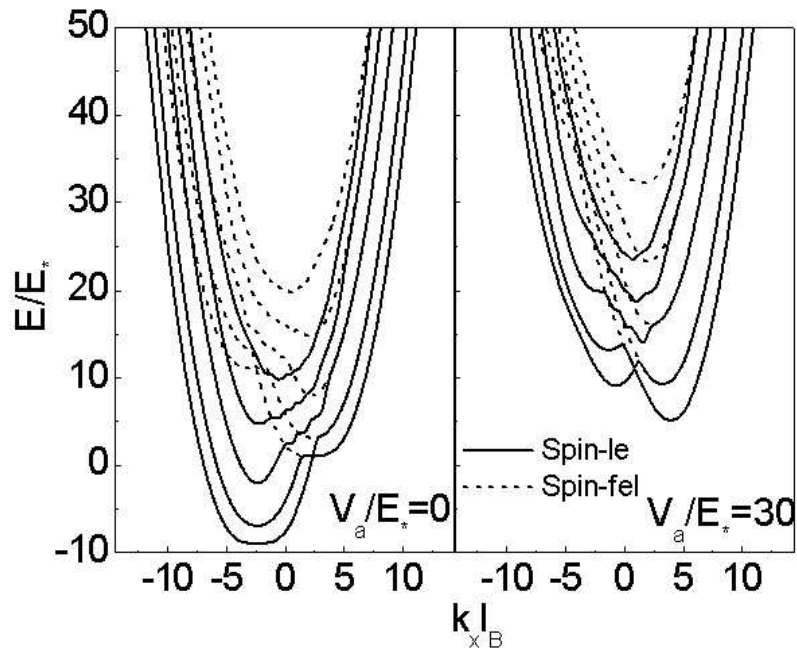


16. ábra. A spin-le (bal oldali panel) és a spin-fel (jobb oldali panel) elektronok állapotsűrűsége (DOS) az energia függvényében $W/l_B = 5$ és $V/E_* = 10$ értékek esetén. A mágneses tér párhuzamos a kvantumvölgygel.

4. 3. A külső elektromos tér hatása

Az alapállapot, az első, a harmadik, az ötödik és a hetedik gerjesztett állapot diszperziós relációja látható a 17. ábrán két különböző V_a előfeszítés alkalmazása esetén. Mint korábban említettük a Zeeman energia elhanyagolható a kicserélődési kölcsönhatás okozta felhasadáshoz képest, ezért nem is foglaltuk bele a számításokba. Az ábrán jól látható, hogy pozitív előfeszítés alkalmazásakor az energiaszintek felfelé tolnak el, különösen a $k_x < 0$ esetben. Ha az előfeszítés negatív, akkor az energiaszintek lefelé tolnak el. Így lehet egy elektromos tér segítségével a polarizált elektronokat átterelni a hígan mágnesesen szennyezett rétegből a nem szennyezett rétegbe. A nem mágneses ZnSe rétegben polarizálatlan elektronok vannak, mivel a spin-le és a spin-fel szintek egybeesnek. Ez tisztán látszik nagyobb pozitív V_a előfeszítés esetén, amelynél az energia spektrum minimuma pozitív k_x értéknél van. A kvantumvölgy egy adott spin esetén térbelileg aszimmetrikus a

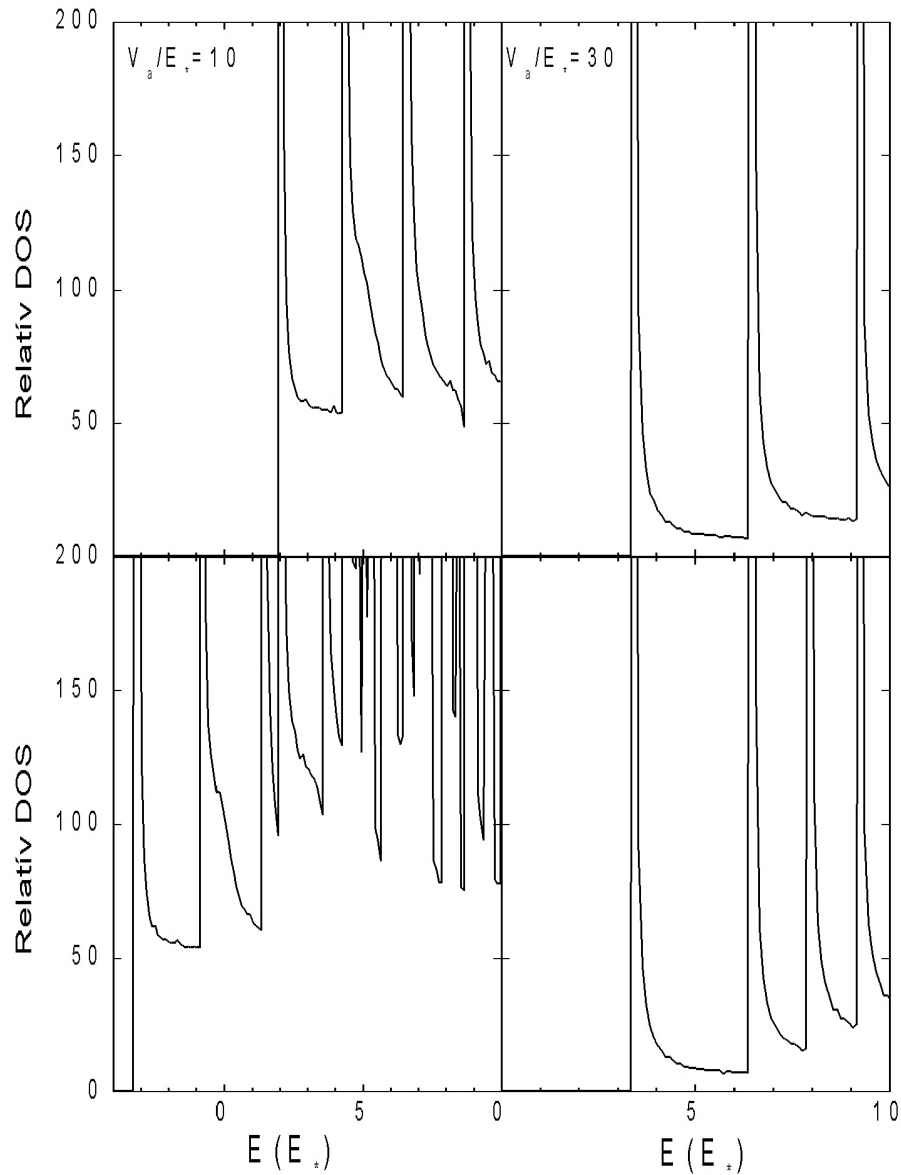
külső mágneses tér miatt. A töltéshordozóknak nagyobb sűrűsége van a völgy mélyebb részén. Ez a két lehetséges spin beállítás esetében különböző, az eltérő effektív potenciál miatt. A spin-fel elektronok sűrűsége a völgy jobb oldalán, míg a spin-le elektronok sűrűsége a völgy bal oldalán nagyobb. Az elektromos tér alkalmazása a völgy eredetileg mélyebb részét az eredetileg sekélyebb rész fölé emelheti, azaz tulajdonképpen megfordítja az aszimmetriát. Ekkor a töltéshordozók térbeli sűrűsége ennek megfelelően fog megváltozni. Ez viszont azt jelenti, hogy a tér és a töltés között létrejövő kölcsönhatás jelensége felhasználható a különböző spinű elektronok térbeli sűrűségének irányítására, manipulálására. Így egy elektromos tér alkalmazásával szabályozni tudjuk a spin-fel és a spin-le elektronok relatív populációját, és következésképpen szabályozni tudjuk az elektron rendszer mágnesezettségét is. Tehát végül is egy elektromos tér alkalmazásával depolarizálni tudjuk a kvantum völgyben lévő kétdimenziós elektrongázt.



17. ábra. Az alapállapot, az első, a harmadik, az ötödik és a hetedik gerjesztett spin-fel és spin-le állapotok diszperziós relációja a $k_x \ell_B$ függvényében két különböző V_a/E_* érték esetén, $W/\ell_B = 5$ és $V/E_* = 10$ paraméterek mellett. A mágneses tér párhuzamos a kvantumvölgyel.

A spin-fel és a spin-le szintek állapotsűrűsége látható a 18. ábrán az alkalmazott előfeszítés két különböző értéke mellett. Az ábrán tisztán kivehető az állapotok elektromos tér általi hangolhatósága.

*ELEKTRONOK ENERGIA SPEKTRUMA ÉS ÁLLAPOTAI ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe
HETEROSTRUKTÚRÁBAN, A KIALAKULÓ VÖLGYRE MERŐLEGES, ILLETVE AZZAL
PÁRHUZAMOS MÁGNESES MEZŐBEN*



18. ábra. A spin-le (alsó panelek) és a spin-fel (felső panelek) elektronok relatív állapotűrűsége az energia függvényében két különböző előfeszítés esetén. $V/E_* = 10$ a bal oldali panelek és $V/E_* = 30$ a jobb oldali panelek esetén, $W/\ell_B = 20$ és $V/E_* = 10$ értékek mellett. A mágneses tér párhuzamos a kvantumvölgygel.

4. 4. Következtetések

Egy nem mágneses/mágneses anyagokból összeállított heterostrukturába zárt elektron energia spektrumát, sebességét és állapotsűrűségét tanulmányoztuk. Az így kialakuló kvantumvölgyben lesz egy potenciállépcső a nem mágneses és a mágneses anyagok közötti határfelületen, amelynek magasságától függően, erősen befolyásolni lehet az elektron tulajdonságait. Konkrét példaként részletesen tanulmányoztuk egy a 11. ábrán látható, végtelen magas falakkal határolt ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe heterostrukturába zárt elektron fent említett tulajdonságait. A vizsgálataink során számításba vettünk egy a völgyre merőleges, vagy egy azzal párhuzamos mágneses teret, valamint egy a völgyre merőleges elektromos teret. Az a feltétel, hogy a völgyet végtelen magasságú falak határolják, nem lényeges a fizikai tárgyalás szempontjából, és a tárgyalás egyszerűen kiterjeszhető véges magasságú falakra.

A fent említett potenciállépcső a spin-fel és a spin-le elektronok térbeli szeparációjához vezet. Egy a 13., a 14. és a 17. ábrán bemutatott gazdag sáv szerkezetet, egy a 15. ábrán látható szokatlannak mondható csoportsebességet, valamint egy szintén szokatlannak mondható állapotsűrűség függvényt (16. és 18. ábra) kapunk. Amint a 4. 3. fejezetben bemutattuk, ez a sáv szerkezet egy merőleges elektromos térrel hangolható. A 16.-18. ábrákon szemléltetjük, hogyan lehet befolyásolni a spin állapotokat egy ilyen elektromos tér segítségével. Amint a 4. 3. fejezetben részleteztük, ez a manipuláció az elektron hullámfüggvényének elektromos tér indukálta térbeli eltolása következtében jöhet létre, konstans elektron sűrűség mellett. Nyilvánvaló, hogy bármely más végtelen magas falak közé bezárt nem mágneses/mágneses heterostruktúra esetén is hasonló eredmények adódnak, mint az ebben a munkában tárgyalt heterostruktúra esetében. Meg kell jegyezni azonban, hogy a Mn atomok alsávon belüli elhelyezkedésének rendezetlenségét elhanyagoltuk [33, 34]. Habár alacsony x koncentráció esetén ennek fontos hatása lehet az alsávokra és a mágneses tulajdonságokra, de úgy gondoljuk, hogy ez nem befolyásolja minőségileg az általunk levont következtetéseket.

Noha nem értékeltük ki a transzmissziós együtthatót, nyilvánvaló, különösen a 15. ábrán bemutatott elektron sebességek tükrében, hogy a transzportot az ilyen típusú nem

*ELEKTRONOK ENERGIA SPEKTRUMA ÉS ÁLLAPOTAI ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe
HETEROSTRUKTÚRÁBAN, A KIALAKULÓ VÖLGYRE MERŐLEGES, ILLETVE AZZAL
PÁRHUZAMOS MÁGNESES MEZŐBEN*

mágneses/mágneses heterostrukturákban a létrejövő potenciállépcső, illetve a bezárás következtében a sáv szélén kialakuló állapotok erősen befolyásolják. Mint a 4. 2. fejezet végén jeleztük, egy erősen spin-polarizált áram jöhet létre a kvantum völgyön keresztül. E lépcső és e bezárás befolyásolhatja a spin polarizációt is.

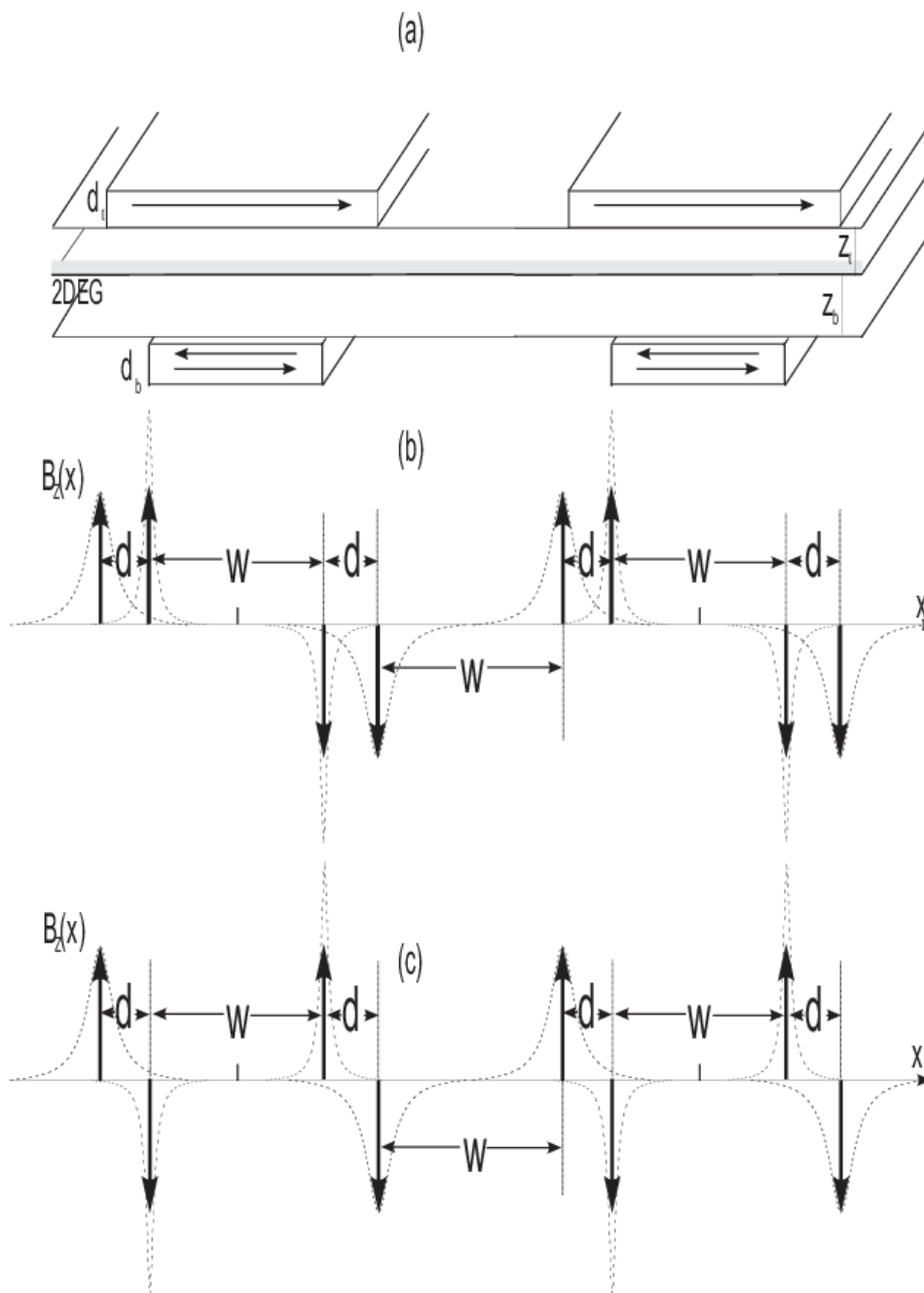
5. Óriás mágneses ellenállás elméleti vizsgálata periodikusan ismétlődő mágneses gátakkal modulált kétdimenziós elektrongázban

Az ebben a fejezetben elméletileg vizsgált rendszer egy x - y síkbeli kétdimenziós elektrongáz, melyet rá merőleges, periodikus B_z mágneses térrel modulálunk. A rendszert a 19. ábra mutatja sematikus két egység esetén, ahol fémes ferromágneses szalagokat helyeztünk a heterostruktúra tetejére és aljára (19.(a) ábra). Ha a rendszerre a 2DEG-zal párhuzamos mágneses teret kapcsolunk a mágneses anyagok mágneseződnek a 2D síkkal párhuzamosan, amely a mágneses anyagok széleinél szórt mágneses mezőre vezet, amelynek lesz a 2DEG-re merőleges komponense (amit például a [44, 45, 46] hivatkozásokban kísérletileg is megvalósítottak). A felső ferromágnesek szórt tere pozitív B_z -t indukál a szalag egyik éle alatt, míg negatívát a másikonál (szaggatott vonalak a 19.(b) és a 19.(c) ábrákon). Az alsó ferromágnesek szórt tere pedig az élek felett indukál ellentétes előjelű B_z -t (pontosított vonalak a 19.(b) és 19.(c) ábrákon). Megfelelő külső párhuzamos mágneses tér megváltoztathatja a két mágnesezettség relatív irányát (pontosított vonal a 19.(b) ábrán). Ha a kétdimenziós elektrongáz és a ferromágnes közötti távolság kicsi, a mágneses gátak effektív delta függvényekkel közelíthetőek, azaz felírhatóak a következő alakban:

$$B_z(x) = B \ell_B \text{sign}(x) \left\{ \left[\delta\left(|x| - \frac{3w}{2} - d\right) - \delta\left(|x| - \frac{w}{2} - d\right) \right] \chi - \delta\left(|x| - \frac{3w}{2} - 2d\right) + \delta\left(|x| - \frac{w}{2}\right) \right\}. \quad (5.1)$$

A kifejezésben B a mágneses tér erőssége, $\ell_B = \sqrt{\frac{\hbar}{eB_0}}$ a mágneses hossz valamely becsült B_0 mágneses indukció értékkel, $\text{sign}(x)$ a szignumfüggvény, χ fejezi ki a mágnesezettségi konfigurációt ($\chi = +1$ parallel, illetve $\chi = -1$ antiparallel mágnesezettség esetén), w az alsó ferromágneses szalag szélessége, $w + 2d$ a felső ferromágneses szalag

szélessége az x irányban. A modell mágneses tér konfigurációit parallel (P) antiparallel (AP) elrendezésre rendre a 19.(c) és 19.(b) ábrák mutatják.



19. ábra. Az eszköz sematikus illusztrációja. A mágneses szalagok a kétdimenziós elektrongáz tetején és alján helyezkednek el. A mágneses tér elméleti modelljének profilja látható két pár mágneses szalag alkalmazásakor antiparallel (b) és parallel (c) elrendezés esetén. A b) és a c) ábrán szaggatott és pontozott vonalakkal jelöltük a mágneses tér valódi profilját, míg a vastag nyilak jelzik a modellünkben használt mágneses teret.

5. 1. Elméleti modell

Tekintsük az x - y síkban mozgó kétdimenziós elektrongázt azon inhomogén mágneses mező hatásakor, amelyet a 19.(a) és a 19.(b) ábrák mutatnak. Ez a mágneses mező $\mathbf{B} = B_z(x)\mathbf{e}_z$ alakú. A Dirac-delta alakú mágneses tér közelítése a ferromágnesek szórt terének, és feltesszük, hogy a mágneses tér síkkal párhuzamos komponensének hatása az elektronokra elhanyagolható. Az egyelektron effektív tömeg közelítést használva az elektron Hamilton operátora

$$H = \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{(p_y + eA_y(x))^2}{2m^*} + \frac{eg^*}{2m_0} \frac{\sigma\hbar}{2} B_z(x), \quad (5.2)$$

amely egyenletben m^* az elektron effektív tömege, m_0 a szabad elektron tömege, (p_x, p_y) az elektron impulzusa, míg g^* az elektron effektív Landé-faktora a kétdimenziós elektrongázban. $\sigma = +1/ -1$ a spin-fel, illetve a spin-le elektronok esetében. A mágneses vektorpotenciál a mágneses gátak tartományában a Landau-mérteket használva $(0, A_y(x), 0)$ alakban vehető fel. Mivel a rendszer transláció invariáns az y -irányban a $H\Psi(x, y) = E\Psi(x, y)$ stacionárius Schrödinger-egyenlet megoldása $\Psi(x, y) = e^{ik_y y} \psi(x)$ szorzat alakban írható fel, ahol $\hbar k_y$ a p_y impulzus várható értéke az y -irányban.

Ha bevezetjük az $\omega_c = eB_0/m^*$ karakterisztikus paramétert [22, 50, 51], amelyben B_0 valamely jellemző mágneses tér érték, illetve a megfelelő ℓ_B mágneses hosszt, akkor a $\psi(x)$ hullámfüggvény kielégíti a következő egydimenziós Schrödinger-egyenletet:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + 2(E - V(x, k_y)) \right] \psi(x) = 0, \quad (5.3)$$

amelyben minden mennyiség dimenziómentes egységekben van kifejezve: $x \rightarrow \ell_B x$, $E \rightarrow \hbar\omega_c E$ és

$$V(x, k_y) = \frac{(k_y + A_y(x))^2}{2} + \frac{g^* m^* \sigma B_z(x)}{4m_0}, \quad (5.4)$$

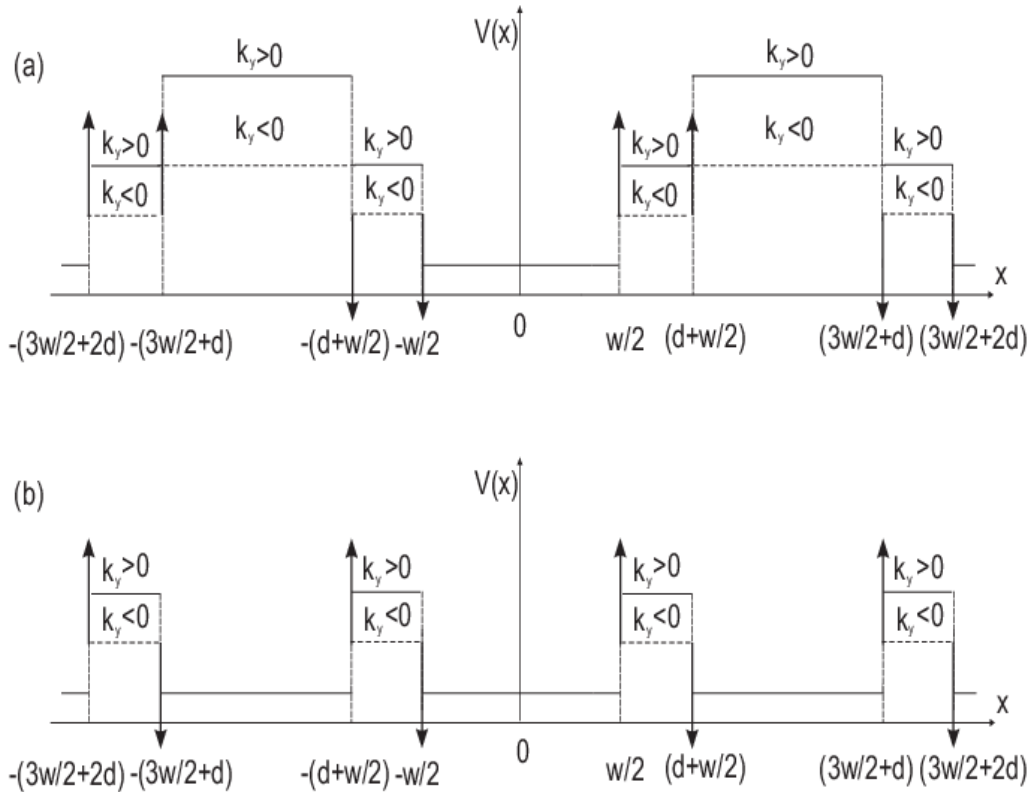
amely egyenletben $B_z(x) \rightarrow B_0 B_z(x)$, $A_y(x) \rightarrow B_0 \ell_B A_y(x)$ és $k_y \rightarrow k_y / \ell_B$. A problémát ezzel egy egydimenziós alagutazó problémára redukáltuk. Az egydimenziós $V(x, k_y)$ potenciál függ a k_y

hullámszámvektortól, a mágneses szalagok elrendeződésétől, továbbá az inhomogén mágneses mező és az elektronok spinje közötti kölcsönhatástól.

A vektorpotenciál A_y komponense nulla a tér aktív tartományán kívül jobbra és balra egyaránt, mind a parallel, mind az antiparallel esetben. Továbbá az elektron impulzusának y komponensét ezekben az úgynevezett beeső és kimenő régiókban csak k_y határozza meg. A potenciál látható a 20. ábrán k_y két különböző értéke mellett antiparallel (a), illetve parallel mágnesezettség (b) esetén, két egység jelenlétében. A 20. ábrából és a vektorpotenciál kifejezéséből következik, hogy

$$A_y(x) = -B \left\{ \left[\theta \left(\frac{3w}{2} + d - |x| \right) - \theta \left(\frac{w}{2} + d - |x| \right) \right] \chi - \theta \left(\frac{3w}{2} + 2d - |x| \right) + \theta \left(\frac{w}{2} - |x| \right) \right\} \quad (5.5)$$

A fenti egyenletből világosan látszik, hogy amikor a parallel elrendeződés ($\chi = +1$) átfordul az inverzébe, azaz antiparallel elrendeződésbe ($\chi = -1$), akkor a $V(x, k_y)$ potenciál jelentősen megváltozik. A $V(x, k_y)$ potenciálnak e függése a mágneses tér profiljától vezet az óriás mágneses ellenállás létrejöttéhez a tekintett rendszerben.



18. ábra. Az effektív potenciál különböző k_y értékek esetén a 17. ábrán látható két ferromágneses egység antiparallel (a) és parallel (b) mágnesezettségekor.

Az abszolút zérus fok hőmérsékletéhez tartozó, az inhomogén mágneses tér tartományára vonatkozó G vezetőképességet ballisztikus transzport esetén úgy kapjuk, hogy átlagoljuk a Fermi-felület felén keresztülfolyó elektronok áramát [68]:

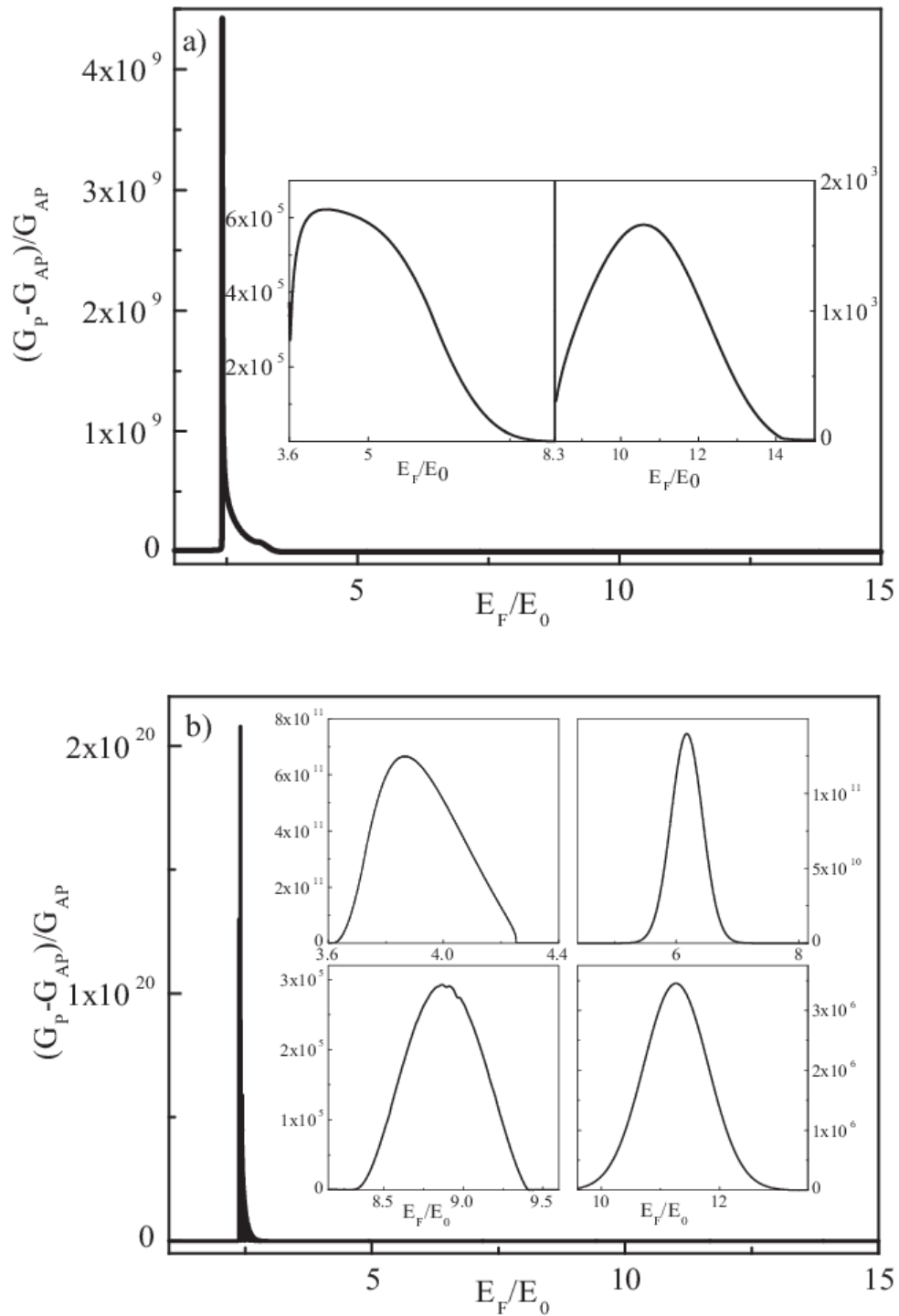
$$G = G_0 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} T(E_F, \sqrt{2E_F} \sin \phi) \cos \phi d\phi = G_0 \int_{-1}^1 T(E_F, \sqrt{2E_F} u) du, \quad (5.6)$$

ahol ϕ a beesés x irányhoz viszonyított szöge, $G_0 = 2e^2 m^* v_F L_y / h^2$, amelyben L_y a szerkezet y irányú hossza és v_F a Fermi sebesség.

5. 2. Numerikus eredmények és értékelésük

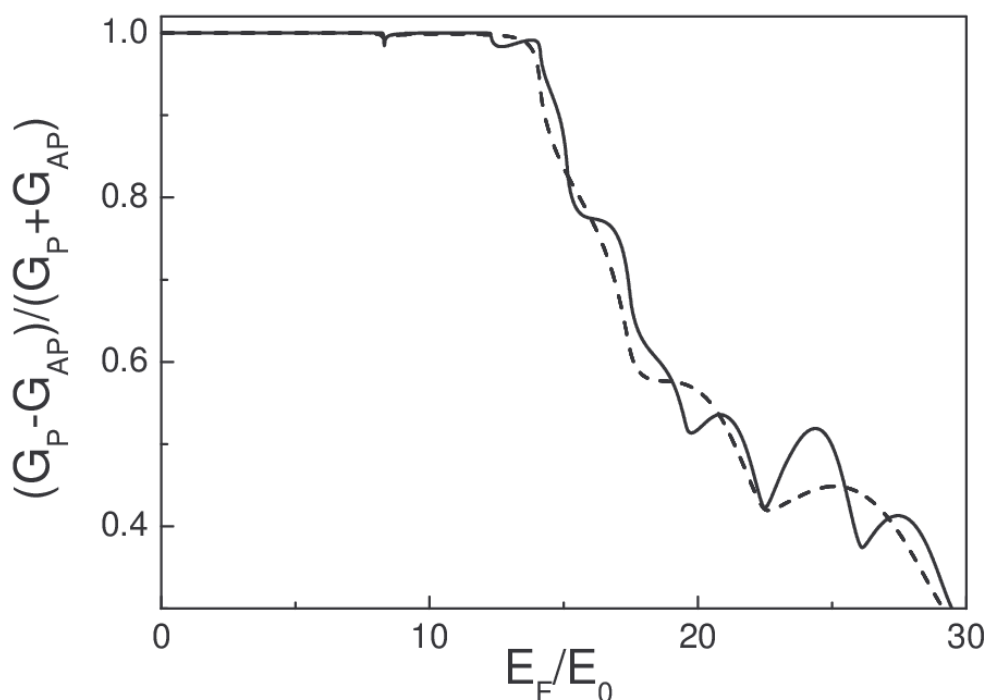
Numerikus számításaink során a GaAs kétdimenziós elektrongáz rendszer anyagi paramétereit használtuk. Az elektronok effektív tömege $m_{GaAs}^* = 0.067m_0$, az effektív Landé-faktor $g_{GaAs}^* = 0.44$. Az elektronsűrűséget a GaAs-ben tipikusan $n_e \approx 10^{11}$ értéknek vettük, amely a Fermi-energiára $E_F = 3.55$ meV értéket ad. A mágneses tér erősségére a $B_0 = 0.1$ T értéket használtunk, amely egy realiztikus érték. Ezzel az értékkel számolva az egységekre $\ell_B = 813$ Å és $E_0 = \hbar\omega_c = 0.17$ meV értékek adódnak a GaAs-ben. Az x irányú (parallel vagy antiparallel elrendeződésű) mágnesezettséggel rendelkező ferromágneses szalagok által modulált kétdimenziós elektrongáz rendszerben az elektron spinjének és a lokális mágneses térnek a kölcsönhatása a $g^*Bm^*/2m_0$ mennyiségtől függ. $B = 9$ esetén e kifejezés értéke GaAs-ben 0.13266, amely sokkal kisebb, mint az E_F/E_0 értéke, ezért a további tárgyalás során a spin függő részt elhanyagolhatjuk. A rendszer transzmissziós tulajdonságait már tanulmányozták korábban a [24, 55] hivatkozásokban és kimutatták, hogy abban az esetben, ha a spin elrendeződés parallel és k_y értéke nagyobb, mint $-B/2$ (dimenziómentes egységekben) a transzmisszió viselkedése hasonlít a dupla potenciálgát-kvantumvölgy rendszeren keresztül rezonánsan alagutazó elektronok transzmissziójához. Azok a mágneses gátak, ahol k_y értéke kisebb, mint $-B/2$, úgy viselkednek, mint egy szimmetrikus dupla völgy struktúra, amely általában átlátszó az elektronok számára. Antiparallel spin elrendeződés esetén a mágneses gátak szintén kvantum gátként viselkednek, ha k_y értéke kisebb, mint $-B/2$, de ebben az esetben az alsó ferromágnesek régiója úgy hat, mintha a kvantum gát magassága kétszer akkora lenne, amely jelenség világosan tükröződik a transzmisszióban. A transzmisszió ugyanis blokkolva van és a rezonáns alagutazás is kizárt. Ekkor még abban az esetben is, amikor k_y értéke kisebb, mint $-B/2$, kvantum gátként viselkednek, és csak akkor viselkednek kvantum völgyként, ha $k_y < -B$. Ezekből a tényekből arra lehet következtetni, hogy egy adott beesési energiánál, antiparallel spin elrendeződés esetén ugyanazon struktúrán keresztül csak a negatív k_y értékkel rendelkező elektronok transzmissziója lesz nullától különböző. Ha egynél több egységet veszünk, a parallel spin elrendeződés transzmissziójának a viselkedése nem változik meg jelentősen. Ez továbbra is egy többszörös potenciálgát-potenciálvölgy típusú struktúrán keresztüli rezonáns alagutazásra, vagy egy

többszörös kvantum völgyön keresztüli transzmisszióra hasonlít, k_y értékétől függően. Antiparallel elrendeződés esetén a változás sokkal jelentősebb a rezonáns alagutazás lehetősége miatt. Már két egység esetén a potenciál egy aszimmetrikus dupla potencálgát-potenciálvölgy típusú rendszert alkot. Összehasonlításképpen a 21.(a) és a 21. (b) ábra mutatja a $MRR = (G_p - G_{AP})/G_{AP}$ definícióval bevezetett mágneses ellenállás hányadosát a Fermi-energia függvényében, ha egy pár (a), illetve ha két pár (b) ferromágneses szalag van az egység cellában. A mágneses és a szerkezeti paraméterek mindkét esetben $B = 5$, $w = 1$ és $d = 1$. Mindkét esetben a mágneses ellenállás hányadosnak van egy kiugróan magas értéke alacsony Fermi-energiánál, például az MRR értéke 4.3×10^6 abban az esetben, ha egy pár szalag van az egységcellában, és 2.1×10^{20} , ha két szalag van egységcellánként. Így ha két szalag van egy egységcellába az erősítési arány értéke körülbelül 4.9×10^{13} . Emellett van két olyan Fermi-energia tartomány egy egység esetén, ahol a mágneses ellenállás hányados nagyon magas, mint az a 21.(a) ábra belsejében lévő kisebb ábrán látható. Ha két egységet veszünk, akkor az ilyen energia tartományok száma négyre növekszik ugyanazon Fermi-energia tartományon belül.



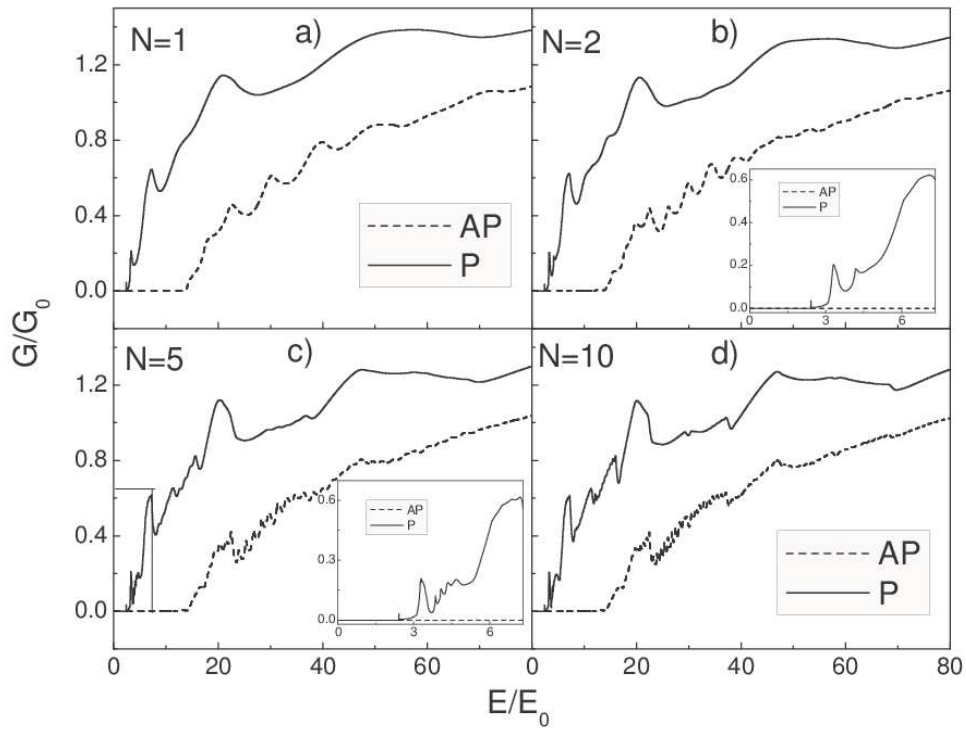
21. ábra. A mágneses ellenállás hányados (MMR) a Fermi-energia függvényében egy egység (a) ábra), illetve két egység (b) ábra) alkalmazásakor. Az ábrák belsejében látható kisebb ábrákon az MMR finom szerkezetét ábrázoltuk magasabb Fermi-energiák esetén.

Ahhoz, hogy némi betekintést kapjunk arról, hogy mi történik nagyobb Fermi-energiáknál, növeljük az egységek számát és a használjuk a módosított mágneses ellenállás hányadost. A 22. ábrán látható a $MMRR = (G_P - G_{AP}) / (G_P + G_{AP})$ definícióval bevezetett módosított mágneses ellenállás hányados a Fermi-energia függvényében egy egység (a), illetve két egység (b) esetén. Az ábrán jól észrevehető, hogy a mágneses ellenállás hányados szerkezete megváltozik a magasabb E_F/E_0 értékek tartományában, ha az egységek számát megduplázzuk. A módosított mágneses ellenállás hányadosnak minimuma van az $E_F/E_0 = 22.3$ értéknél, és e körül két lokális maximuma van egy egység esetén, míg két egység esetén a minimum helyzete ugyanaz, de a lokális maximumok száma négy. Összehasonlítva a lokális maximumok helyzetét, azt találjuk, hogy a négy lokális maximum közül kettő alacsonyabb, míg kettő magasabb Fermi-energiáknál helyezkedik el, mint az egy egység esetén létrejövő lokális maximumok. A minimum utáni első maximum értéke körülbelül 55%. Ez az $E_F/E_0 = 23.0$ értéknél helyezkedik el, ami $E_F = 3.91$ meV Fermi-energiának felel meg, és ez $n_e = 1.1 \times 10^{11}$ cm⁻² elektron sűrűséget ad.



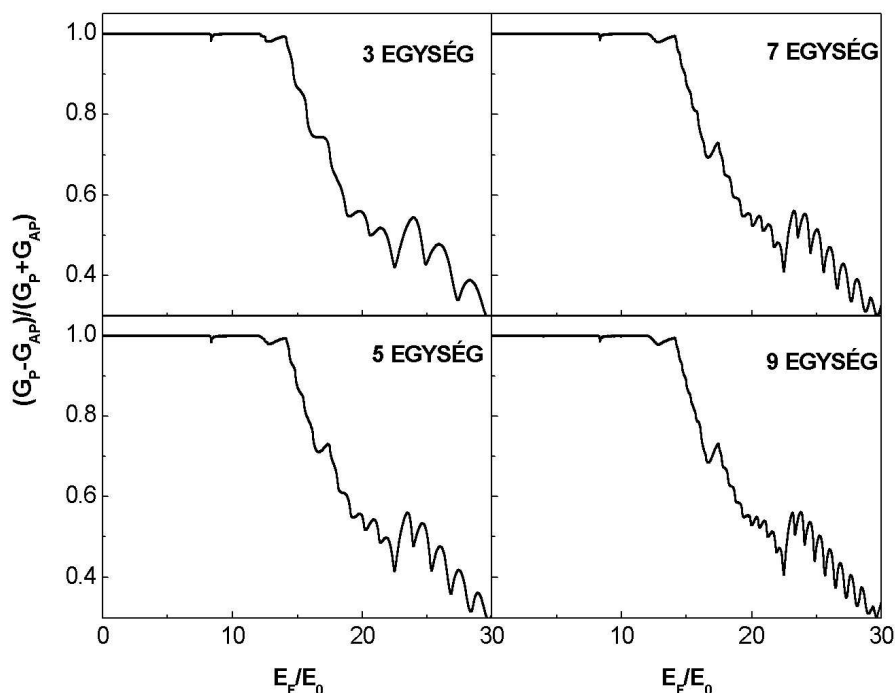
22. ábra. A módosított mágneses ellenállás hányados (MMRR) a Fermi-energia függvényében egy egység (szaggatott vonal), illetve két egység (folytonos vonal) alkalmazásakor.

A figyelembe vett Fermi-energia tartományban azt találtuk, hogy a minimumtól jobbra és balra lévő lokális maximumok száma növekszik az egységek számának növelésével. Ha egy egységet hozzáadunk a rendszerhez, akkor a minimum mindkét oldalán egy-egy további lokális maximum is megjelenik. Az a tény, hogy a minimum helyzete rögzített lévén elválasztja a lokális maximumokat, érdekes lehet az alkalmazások szempontjából. A 23. ábrán látható a parallel elrendeződés G_P (folytonos vonal) és az antiparallel elrendeződés G_{AP} (szaggatott vonal) vezetőképessége a Fermi-energia függvényében az egységek különböző száma esetén. Az alacsony energiák tartományában a vezetőképesség szinte zérus mind a parallel, mind az antiparallel elrendeződés esetében. E régió túl, a G_P parallel vezetőképesség lényegében gyors növekedést mutat a Fermi-energia növekedésével. Ezen kívül létezik egy széles energia tartomány, ahol G_{AP} értéke közel nulla, míg ugyanitt G_P értéke véges. Az antiparallel spin elrendeződés vezetőképességének e nagy mértékű elnyomása eredményezi a nagy mágneses ellenállás hatást [24,55]. A 23.(b) és a 23.(c) ábrák belsejében lévő kisebb ábrák a G_P parallel vezetőképességet mutatják az alacsony Fermi-energia tartományban, abból a célból, hogy azon csúcsok száma látható legyen, melyek a mágneses ellenállás hányados felhasadását eredményezik. Ez a fajta mágneses szerkezet előnyös a szelektív elektron befecskendezésen alapuló eszközök számára, melyek a szerkezetek felületére elhelyezett ferromágneses szalagokból lettek kialakítva. A magasabb Fermi-energia tartományban egyre magasabb csúcsok és közöttük egyre kisebb bemélyedések jelennek meg, mind a G_P paralel, mind a G_{AP} antiparallel spin elrendeződés vezetőképességének a görbéjében, melyek következtében a módosított mágneses ellenállás hányados lokális maximumai kialakulnak.



23. ábra. Az antiparallel (AP, folytonos vonal) és a parallel (P, szaggatott vonal) elrendezés vezetőképessége a Fermi-energia függvényében az egységek különböző N száma esetén.

A parallel és az antiparallel spin elrendeződés effektív potenciáljának különbsége vezet a jól megkülönböztethető vezetőképességhez az egységek nagyobb számának alkalmazása esetén (24. ábra).



24. ábra. A módosított mágneses ellenállás hányados (MMRR) a Fermi-energia függvényében az egységek különböző száma esetén.

5. 3. Következtetések

Az óriás mágneses ellenállást vizsgáltuk kétdimenziós elektrongázban, amelyet periodikusan ismétlődő mágneses gáttal moduláltunk, szabályoztunk. Ezt a heterostruktúra tetejére és aljára növesztett párhuzamos ferromágnesekkel lehet kísérletileg megvalósítani. Az eredmények azt mutatják, hogy a mágneses ellenállás hányados értékét nagyban befolyásolja az egységcellák száma, és már egy dupla egység alkalmazásakor is az erősítés mértéke nagyságrendileg 4.9×10^{13} . Az egységcellák számának növelésével a módosított mágneses ellenállás hányados oszcillál, és elérheti az 55%-os értéket realisztikus elektron sűrűség mellett. Továbbá rezonancia felhasadás jön létre bizonyos Fermi-energiákon a módosított mágneses ellenállás hányados görbéiben, amikor ezt a Fermi-energia függvényében ábrázoljuk. Ez azt jelzi, hogy egy ilyen mágneses szerkezet előnyös lehet a szelektív elektron injektáló eszközök számára.

6. Összefoglalás

A dolgozatban különböző félvezető heterostruktúrákat vizsgáltunk elméleti módszerekkel a lehetséges spintronikai alkalmazhatóságuk szempontjából. Ezen vizsgálatok a spintronika szerteágazó területéből három egymástól jól elkülöníthető területet érintettek.

Az 1. fejezetben a spintronika kialakulását, a tudományterület jelenlegi állását, a napjainkban zajló kutatások irányát, illetve a fenn álló problémák jövőbeni megoldására tett javaslatokat, ötleteket, elképzeléseket vázoltam a rendelkezésre álló korlátozott keretek között. Emellett próbáltam kitekintést nyújtani, hogy az általam végzett elméleti kutatások, hogyan illeszkednek a spintronika területén folyó széles körű kutatásokba, a spintronika mely területéhez kapcsolódnak.

A 2. fejezetben azokat a fizikai elveket és matematikai módszereket foglaltam össze, mely elvekre a kutatásaim épülnek, és amely módszereket a leggyakrabban használtam. A fejezet első szakaszában Landau-nívók kialakulását ismerttettem [56], melynek felhasználásával a mágneses térben mozgó töltött részecske mágneses térrel párhuzamos irányú mozgása leválasztható a mágneses térre merőleges síkban történő mozgásról. A mágneses térre merőleges mozgás körmozgás, amely a Landau-nívók szerint kvantált.

A második szakaszban az alagúteffektus néven ismert fizikai jelenséget tárgyalom. E kvantummechanikai jelenség szerint a részecskék zérustól különböző valószínűséggel áthatolhatnak olyan magasságú potenciálgátakon, melyeken való áthaladás számukra a klasszikus fizika törvényei szerint energetikailag tiltott. Az alagúteffektus egy speciális esete az úgynevezett rezonáns alagutazás. Ez a legegyszerűbb esetben egy legalább három rétegből álló heterostruktúrában jöhet létre, amelyben két szélső réteg potenciálgátként viselkedik. Ha a két potenciálgát közötti réteg hossza a töltéshordozók de Broglie-féle hullámhosszának a tartományába esik, akkor a töltéshordozók transzportja fázis koherens marad és bizonyos beesési energiákon, az úgynevezett rezonancia energiákon az elektronok nagy valószínűséggel hatolhatnak át a heterostruktúrára. Ennek az az oka, hogy a két potenciálgát közötti potenciálvölgyben úgynevezett kvázi-kötött sajátállapotok jönnek létre, melyek energiája megegyezik a rezonancia energiákkal.

A fejezet harmadik szakaszában a periodikus struktúrák transzport tulajdonságainak elméleti vizsgálatára kifejlesztett módszert, az úgynevezett transzfer mátrix módszert [16] ismertettem. A módszer lényege, hogy a heterostruktúrát alkotó rétegek határán mind a hullámfüggvénytől, mind az elsőrendű deriváltjától megköveteljük, hogy folytonosan haladjon át a rétegek határán. Ennek következtében egy úgynevezett transzfer mátrixot kapunk, amely mátrix elemeiből a rendszer transzmissziós koefficiense a megadott módon kiszámítható.

A 3. fejezetben elektronok spin függő alagutazását vizsgáltuk elméletileg két hígan mágnesesen szennyezett félvezető heterostruktúrában külső mágneses és elektromos tér egyidejű jelenléte esetén. A rendszerek transzport tulajdonságait jellemző mennyiségeket, azaz a rendszer transzmissziós koefficiensét, a rendszerben létrejövő spin polarizációt, a rendszeren keresztül folyó áramsűrűséget és ezen áram polarizációját számoltam.

A fejezet első részében a többrétegű $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{Zn}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ lépcsős szerkezetű heterostruktúrán átalagutató elektronok transzport tulajdonságait tanulmányoztam ballisztikus transzport esetén. Ezen rendszeren mágneses tér jelenléte nélkül a vezetési elektronok akadály nélkül áthaladhatnak. A rendszerre mágneses teret kapcsolva a Mn-nal szennyezett paramágneses rétegekben potenciálgát keletkezik a spin-fel, illetve potenciálvölgy a spin-le elektronok számára [60, 61, 62, 63]. Így egy külső mágneses teret kapcsolva a félvezető heterostruktúrára, ez a spin-le elektronok számára lépcsőzetes kvantum völgyként, míg a spin-fel elektronok számára fogazott gátként viselkedik. A gát magassága – és természetesen ugyanígy a völgy mélysége – nem nagyon nagy mágneses terek alkalmazása esetén a mágneses tér növelésével növekszik. Nagyon erős mágneses tér alkalmazása esetén a Mn^{2+} ionok minden $3d$ elektronja a magasabb energiájú gerjesztett állapotba kerül, ezért ebben a tartományban a mágneses tér további növelésével már nem növekszik a potenciálgát magassága (a potenciálvölgy mélysége), a rendszer telítésbe kerül. Külső elektromos teret kapcsolva a rendszerre, a kialakuló potenciál függ az előfeszítés irányától. Negatív előfeszítés esetén az áthaladó spin-fel elektronoknak háromszög alakú hegyeken és völgyeken kell átküzdeniük magukat, míg a spin-le elektronoknak csak háromszög alakú völgyeken, amely a transzmissziós csúcs energiák alacsonyabb energiatartományba való eltolódásához vezet. Pozitív előfeszítés esetén a spin-le elektronok mozgása hasonló háromszög alakú völgyek felett történik, míg a spin-fel

elektronok számára a völgyek eltűnnek. Ekkor a rezonancia csúcsok a magasabb energiák tartományába tolódnak el és kiszélesednek, sőt nagyobb feszültség alkalmazása esetén el is tűnnek. Az effektív potenciálok különbözősége okozza az ellentétes spinű elektronok transzmissziójának eltérését, amely különösen jól megfigyelhető a kis beesési energiák tartományában, és amely eltérés a mágneses tér növelésével egyre markánsabbá válik. Az ellentétes spinű elektronok transzmissziójának különbözősége okozza a heterostrukturán átjutó elektronok spin szerinti polarizációját. Elegendően erős mágneses terek alkalmazása esetén a rezonancia csúcsok kivételével a spin-fel elektronok transzmissziója blokkolva van, csak a spin-le elektronok jutnak át a rendszeren. Mivel e rezonancia csúcsok félértékisélessége nagyon kicsi, ezért az itt átjutó spin-fel elektronok száma sokkal kisebb, mint a heterostrukturán átalagutazó spin-le elektronok száma. Ez megmutatkozik az ellentétes spinű elektronok áramsűrűségében is. A spin-fel elektronok áramsűrűsége a mágneses tér növelésével erős csökkenést mutat, míg a spin-le elektronok áramsűrűsége csak gyengén függ a mágneses tértől. Gyengébb mágneses terek esetén az áramsűrűség a heterostruktúra szerkezeti aszimmetriájának következményeként függ az előfeszítés irányától is, viszont a mágneses tér növelésével az áramsűrűség majdnem teljesen szimmetrikussá válik. Elég erős mágneses terek esetén a polarizáció foka mindkét előfeszítés esetén közel 100%, azaz gyakorlatilag a spin-fel elektronok árama megszűnik. Az áramsűrűség ilyen viselkedése megfelelő külső elektromos és mágneses terek használata esetén alkalmassá teheti a tárgyalt heterostrukturát spin-szűrő diódként való alkalmazásra [1].

A fejezet második részében $ZnSe/Zn_{1-y}Be_ySe/ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe$ és $ZnSe/Zn_{1-z}Cd_zSe/ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe$ heterostrukturákban vizsgáltuk elméletileg az elektronok spin függő alagutazását, párhuzamos mágneses és elektromos mező jelenlétében. Ebben a heterostrukturában egy külső mágneses tér alkalmazásakor a hígan szennyezett mágneses félvezető réteg a spin-le elektronok számára kvantum völgyként, a spin-fel elektronok számára pedig kvantum gátként viselkedik E gát magassága, és természetesen ugyanígy a völgy mélysége, a hígan mágnesesen szennyezett rétegben növekszik a mágneses tér növelésével. A nem mágneses rétegek közül a Be-mal szennyezettek a vezetési sáv eltolódása miatt az elektronok számára a spinjüktől függetlenül gáttá, míg a Cd-ot tartalmazók ugyanezen ok miatt völgygé válnak. Az említettek miatt a spin-fel elektronok ebben a rendszerben külső elektromos tér nélkül a mágneses tér erősségétől függően

aszimmetrikus, vagy szimmetrikus, dupla gát alakú, rezonáns alagutazó struktúrával találják szemben magukat a Be esetében, illetve egy kvantum völgy-gát alakú struktúrával a Cd esetében, így a tulajdonságai könnyen értelmezhetőek a négyzet alakú gátakra és völgyekre vonatkozó, szokásos rezonáns transzmissziós kép segítségével [58]. Mindkét heterostruktúra esetén az effektív potenciálok eltérése következtében a különböző spinű elektronok transzmissziós koefficiense között szembetűnő a különbség, amely a mágneses tér növelésével még tovább fokozható. Ennek következtében a két különbözőképpen adalékolt heterostruktúra spin polarizációja között is megjelenik e jól észrevehető különbség, sőt a $Zn_{1-x}Cd_xSe$ réteget tartalmazó heterostruktúra esetén a két fajta előfeszítés hatása is jelentősen különbözik. A spin-fel elektronok áramsűrűsége csökken a mágneses tér növelésével, és nő az alkalmazott külső feszültség növelésével, bár ez utóbbi mértéke erősen függ az alkalmazott külső feszültség irányától (negatív előfeszítés esetén a hatás sokkal jobban észrevehető), míg a spin-le elektronok áramsűrűsége csak gyengén függ a mágneses tértől. Emellett pozitív előfeszítés esetén a mágneses tér erősségétől függetlenül a spin-fel és a spin-le elektronok áramsűrűsége egy anyagtól való függést is mutat, nevezetesen az áramsűrűség gradiense magasabb a ZnCdSe réteget tartalmazó heterostruktúrában. Továbbá a ZnBeSe réteget tartalmazó heterostruktúrában csak negatív, míg a ZnCdSe réteget tartalmazó heterostruktúrában mindkét irányú előfeszítés alkalmazása esetén a spin-le elektronok áramsűrűségében bizonyos tartományokban egy szembetűnő negatív differenciális ellenállás jelenik meg. Ez utóbbi esetben a spin-fel elektronok áramsűrűségében is megjelenik a negatív differenciális ellenállás, amely így a diódákra jellemző áram-feszültség karakterisztikával rendelkezik erős mágneses tér alkalmazása esetén. Elegendően nagy mágneses tér esetén az árapolarizáció foka negatív előfeszítés mellett közel 100 % mindkét heterostruktúrában, azaz a spin-fel elektronok árama megszűnik, tehát a polarizáció foka szabályozható az elektromos tér irányának segítségével. Mindezek miatt megfelelő külső elektromos és mágneses terek mellett a tárgyalt szerkezetek kettős szerepet is betölthetnek, spin szűrő eszközként és diódként egyaránt alkalmazhatóak [II].

A 4. fejezetben végtelen magas potenciál falak által határolt tartományban lévő elektron energia spektrumát, sebességét és állapotsűrűségét tanulmányoztuk, $ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe$ heterostruktúrában. A kvantumvölgyben lesz egy potenciállépcső a nem mágneses és a mágneses anyagok közötti határfelületen, amelynek magasságával befolyásolni lehet az

elektron tulajdonságait. A vizsgálataink során számításba vettünk egy a völgyre merőleges, vagy egy azzal párhuzamos mágneses teret, valamint egy a völgyre merőleges elektromos teret. A probléma mindkét mágneses tér esetén visszavezethető egy egydimenziós problémára. Abban az esetben, amikor a mágneses tér merőleges a kétdimenziós elektrongázra, a mágneses térre merőleges síkú mozgás a Landau-szintek felhasználásával leválasztható a mágneses tér irányába eső mozgásról. A másik esetben a Landau-mértéket használva a hullámfüggvény szorzat alakra hozható, dimenziómentes egységeket bevezetve a sajátfüggvények meghatározhatóak. Az egyenleteket mindkét esetben a véges differencia módszer segítségével oldottuk meg. Vizsgálataink szerint a fent említett potenciállépcső a spin-fel és a spin-le elektronok térbeli szeparációjához vezet. A rendszer mind a két fajta spinnel rendelkező elektron számára két egymáshoz csatolt négyzet alakú völgyből áll, de az elektronok a spinjüktől függően ellentétes völgyekben vannak lokalizálva. Mindez gazdag sáv szerkezetet eredményez, mert mindkét négyzet alakú völgynek van egy jól definiált energiaszint és diszperzió rendszere, és ez a két rendszer egymással kereszteződik. Az átfedés tartományában, vagyis ahol a két négyzet alakú völgy energiaszint rendszere egymással kereszteződik ez egy szokatlannak mondható csoportsebességet eredményez. Az állapotsűrűség függvényt vizsgálva azt kaptuk, hogy kis Fermi-energia értékeknél csak a spin-le állapotok vannak betöltve, amely jelenség következtében erősen spin-polarizált áram jöhet létre a kvantum völgyön keresztül. A kapott sáv szerkezet külső merőleges elektromos térrel még tovább hangolható, amely manipuláció az elektron hullámfüggvényének elektromos tér indukálta térbeli eltolása következtében jöhet létre, konstans elektron sűrűség mellett. Noha külön nem értékeltük ki a transzmissziós együtthatót, az elektron sebességek tükrében nyilvánvaló, hogy a transzportot az ilyen típusú nem mágneses/mágneses heterostruktúrákban a létrejövő potenciállépcső, illetve a bezárás következtében a sáv szélén kialakuló állapotok erősen befolyásolják.[III]

Az 5. fejezetben az óriás mágneses ellenállást vizsgáltuk GaAs kétdimenziós elektrongázban, amelyet periodikusan ismétlődő mágneses gátakkal moduláltunk, szabályoztunk. Ezt a heterostruktúra tetejére és aljára növesztett párhuzamos ferromágnesekkel lehet kísérletileg megvalósítani. E ferromágnesek szórt terét Dirac-delta alakú mágneses térrel közelítettük. Landau-mértéket alkalmazva, és kihasználva a rendszer transláció invarianciáját stacionárius Schrödinger-egyenlet megoldása szorzat alakban írható

fel. Dimenziómentes egységeket bevezetve a problémát egydimenziós alagutazó problémára redukáltuk. Vizsgáltuk az egy egységcellában lévő ferromágneses szalagok számának hatását a mágneses ellenállás hányados értékére, és azt találtuk, hogy már egy dupla egység alkalmazásakor is az erősítés mértéke több nagyságrenddel megnövekszik. A módosított mágneses ellenállás hányadost vizsgálva azt találtuk, hogy az egységcellák számának növelésével oszcillál, és elérheti az 55%-os értéket realiztikus elektron sűrűség mellett, továbbá ennek görbéiben rezonancia felhasadás jön létre bizonyos Fermi-energiákon, amikor ezt a Fermi-energia függvényében ábrázoljuk. Ez azt jelzi, hogy egy ilyen mágneses szerkezet előnyös lehet a szelektív elektron injektáló eszközök számára.[IV]

Summary

In this dissertation different semiconductor heterostructures were investigated theoretically for their use as possible spintronics devices. These investigations were connected to three distinct areas of the diverse area of spintronics.

In chapter 1 the development of the spintronics, the state of the field of science, research current trends and direction, and proposals and concepts for problems to solve in the future were outlined. Moreover, it is shown how my theoretical research fits into the extensive field of spintronics research, and how they are linked to the various fields of spintronics.

Chapter 2 summarized the physical principles and mathematical methods on which my research was based, and which methods I most commonly used. In the first part of chapter I presented the development of Landau-levels [56]. Using Landau-levels the movement of charged particles which are in the plane perpendicular to the magnetic field can be separated from their motion along the magnetic field. The in-plane motion is a circular motion, which is quantized by Landau-levels.

The second part of the chapter discusses the physical phenomenon known as tunneling. According to this quantum mechanical phenomenon, the particles have a non-zero probability to cross potential barriers while it is energetically forbidden by the laws of classical physics. “Resonant tunneling” is a special case of tunneling. The simplest case of resonant tunneling can be formed in a heterostructure which has at least three layers, and the two outer layers behave as a potential barrier. If the width of the layer between the potential barriers is within the range of the de Broglie wavelength of charge carriers, then the transport of charge carriers remains phase coherent, and at certain incident energies, on the “resonance energies,” the electrons have a high probability to get through the heterostructure. The reason is that the resonant energies correspond to the energies of the quasi-bound eigenstates of the quantum well formed by the double-barrier system.

The third part of the chapter discusses the transfer matrix method [16] which was developed for theoretical studies of the transport properties of periodic structures. Matching the wave functions and their derivatives within the potential barrier and at the edges of the

barrier, the coefficients of the final state can be obtained from the coefficients of the initial state with the help of a matrix equation, where the matrix is the transfer matrix. The transmission coefficient of the system can be calculated from the matrix elements.

Chapter 3 gives the results of the theoretical investigation of spin-dependent tunneling of electrons in two different diluted magnetic semiconductor heterostructures in the presence of parallel magnetic and electric fields. I have calculated the characteristic quantities of the transport properties of systems: transmission coefficient, spin polarization, current density and current polarization.

The first part of the chapter I detail my investigation of the transport properties for electrons tunneling through the multilayer $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{Zn}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostructure for ballistic transport. In the absence of a magnetic field, the electrons pass unhindered through this heterostructure. In the presence of an applied magnetic field, the *sp-d* exchange interaction gives rise to a spin-dependent potential in the Mn-doped paramagnetic layers [60, 61, 62, 63], so this structure acts as a staged quantum well for spin-down electrons and an intended barrier for spin-up electrons. If the magnetic field is not very strong, as the magnetic field increases, the height of the barrier - and the depth of the quantum well for spin-down electrons becomes ever larger. If the magnetic field is very strong, then all the electrons of Mn^{2+} ions are in excited states, so when increasing magnetic field the height of the barrier (the depth of the quantum well) does not change. Under an external electric field, the potential depends on the direction of the applied bias. Under reverse bias, the traversing electrons with a spin-up orientation have to surmount triangular barriers and wells while spin-down electrons react to the triangular wells which leads to shifts in the peak energy of transmission. In a forward bias, the motion of the spin-down electrons is through states above similar wells while the triangular well disappears for spin-up electrons. In this case the transmission resonances are shifted towards higher energy and peaks become broader or disappear with a higher bias. The difference in the effective potential leads to distinctive transmission for electrons with opposite spins, which is clearly seen for small injection energies, and it is enhanced with an increasing magnetic field. This very different transmission for electrons with opposite spins causes the spin polarization of the traversing electrons. When the magnetic field is large enough, only the spin-down electrons can traverse the heterostructure and the spin-up current is blocked, except for

resonance peaks. Since the width of the resonance peaks is very small, the number of the traversing spin-up electron is much smaller than the number of the spin-down ones. It is clearly seen in the current densities of the electrons with opposite spins. The current density of spin-down electrons goes down with an increasing magnetic field, while the current density of spin-up electrons has a weak dependence on the magnetic field. In weak magnetic fields there is also a dependence on the direction of the applied electric field which is a consequence of the asymmetry in the tunnel structure, but by increasing the magnetic field the current polarization becomes almost symmetric and becomes independent of the bias direction. When the magnetic field is large enough, the degree of polarization is nearly 100% under both bias directions and the spin-up current is blocked. Therefore, with suitable external electric and magnetic fields, the structure can act as a perfect spin-filtering diode [I].

The second part of the chapter reports on the theoretical investigation of spin-dependent tunneling of electrons in $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-y}\text{Be}_y\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ and $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-z}\text{Cd}_z\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ heterostructures in the presence of parallel magnetic and electric fields. In these heterostructures, under an external magnetic field, the diluted magnetic semiconductor layers act as a quantum well for spin-down electrons and a barrier for spin-up electrons. As the magnetic field increases, the barrier height, or equivalently, the well depth becomes ever larger. Since the conduction band is shifted to higher (lower) energy in the Be-doped (Cd-doped) layer, therefore this layer becomes a barrier (quantum well) for each electron. Therefore, in this system and without the applied bias, the spin-up electrons encounter a double barrier that is asymmetric or symmetric (depending on the magnetic field value), resonant tunneling structure for Be and a quantum well barrier structure for Cd, so the features are easily understood in terms of the usual resonant transmission picture through square barriers and wells [58]. The difference in the effective potential leads to a distinctively different transmission for electrons with opposite spins and it is enhanced by increasing the magnetic field. In consequence of the difference in effective potential, there is an obvious difference in spin polarization between the barrier ($\text{Zn}_{1-y}\text{Be}_y\text{Se}$) and well materials ($\text{Zn}_{1-z}\text{Cd}_z\text{Se}$) and in this latter case the different effect of a positive and a negative bias. The current density of spin-up electrons decreases with an increasing magnetic field and increases when the applied bias increases but the size of the latter strongly depends on the direction of the applied bias (which is more pronounced for a negative voltage), while the current density

of spin-down electrons has a weak dependence on the magnetic field. The spin-up and spin-down current densities for all of the magnetic field values show material dependence for a positive bias; their gradients are higher for the heterostructure containing ZnCdSe. Furthermore, the current density in both heterostructures shows an obvious negative differential resistance effect for a negative bias and also for a positive bias in the heterostructure containing ZnCdSe. For this latter case, the current density of spin-up electrons shows the same effect and has a diode type current-voltage characteristic in a strong magnetic field. When the magnetic field is large enough, the degree of polarization is nearly 100% under negative bias directions in both heterostructures. The spin-up currents are blocked so the degree of polarization can be manipulated with the direction of the applied bias. Therefore, under suitable external electric and magnetic fields, the structures can play a double role: having a spin filtering function and a diode function [II].

Chapter 4 details the energy spectrum, velocity, density of states and states of an electron in a ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe quantum well, placed between two materials acting as barriers in the presence of a magnetic field perpendicular or parallel to the well, and in the presence of an electric field perpendicular to the well. In our model we assume for convenience that the quantum well is formed by infinitely high barriers. A potential step is formed at the interface between the non-magnetic and magnetic material in the presence of a magnetic field. The properties of electron can be manipulated with the height of the potential step. In both of the magnetic fields, the problem can be reduced to a one-dimensional problem. When the magnetic field is perpendicular to the well, the electron motion along the magnetic field is decoupled from its in-plane motion. The in-plane motion is quantized in Landau-levels. When the magnetic field parallel to the well, the wave function can be written as product using a Landau gauge, and using dimensionless units the Schrödinger equation can be solved. Equations in both cases are solved numerically using standard finite-difference techniques. The potential step mentioned above leads to a spatial separation of spin-up and spin-down electrons. The reason is that for each spin the system can be viewed as two coupled square wells but electrons are localized in an opposite well depending on their spin. Each square well has a set of well-defined energy levels and dispersions, and the two sets hybridize. Where the anti-crossing occurs, this leads to an unusual group velocity. Investigating the density of states we found that when the Fermi-energy is small, only electrons with spin-

down polarization are present. This results in a strongly spin-polarized current along the quantum well. The band structure can be tuned by a perpendicular electric field. This manipulation is due to an electric-field induced spatial shift of the electron wave function at a constant electron density. Though we did not evaluate the transport coefficients, it is evident, (because of the electron velocities), that transport in such a non-magnetic/magnetic heterostructure will be strongly affected by the presence of the potential step and the confinement producing the edge states [III].

Chapter 5 reports on the investigation of the giant magnetoresistance in a GaAs two-dimensional electron gas modulated by periodically repeated magnetic barriers. This can be achieved by depositing parallel ferromagnets on the top and the bottom of a heterostructure. Our model of the δ -function magnetic field profile is a result of the fringe field of the ferromagnets. Using the Landau gauge and taking advantage of the fact that the system is translationally invariant, the solution of the stationary Schrödinger equation can be written as a product. Expressing all quantities in dimensionless units, the problem is reduced to a one-dimensional problem. Our results show that the magnetoresistance ratio is greatly influenced by the number of unit cells, and using even a double unit the amplification rate has a higher order of magnitude. As the number of unit cells increase, the modified magnetoresistance ratio shows oscillations, and its value can be up to a maximum of 55% for a realistic electron density. We also find that resonance splitting occurs around the Fermi energy in the modified magnetoresistance ratio curves when it is plotted as a function of the Fermi energy. These kinds of magnetic structures may be promising for selective electron injection devices [IV].

Publikációs lista

[I] G. Papp, S. Borza, and F. M. Peeters, *J. Appl. Phys.* **97**, 113901 (2005).

[II] G. Papp, S. Borza, and F. M. Peeters, *Phys. Status Solidi b* **243**, 1956 (2006).

[III] S. Borza, F. M. Peeters, P. Vasiolopoulos, and G. Papp, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 176221 (2007).

[IV] G. Papp and S. Borza, *Solid State Commun.* **150**, 2023 (2010).

Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Dr. Papp Györgynek az évek során nyújtott sokrétű, nélkülözhetetlen segítségéért, mindenre kiterjedő figyelméért. Az ő szakmai és személyes támogatása, útmutatása nélkül ez az értekezés egészen biztosan nem készülhetett volna el.

Szeretném megköszönni Dr. Francois M. Peeters és Dr. Partakolis Vasilopoulos professzorok segítségét, amelyet az Antwerpeni Egyetemen való tartózkodásom idején a disszertáció 4. fejezetében közölt eredmények elkészítéséhez nyújtottak. Külön köszönet Dr. Francois Peeters professzornak, hogy szakmai tudásával, fontos észrevételeivel segítette a munkámat.

Köszönöm a Nyugat-magyarországi Egyetem Simonyi Károly Műszaki, Faanyagtudományi és Művészeti Kar Fizika és Elektrotechnika Intézetében dolgozó minden kollégám segítségét, támogatását, melyet a munkám során nyújtottak. Szeretném külön is megköszönni a Fizika és Elektrotechnika Intézet igazgatójának, Dr. Divós Ferencnek a támogatását, türelmét, mellyel nagyban hozzájárult a disszertáció elkészültéhez.

Végül, de nem utolsó sorban szeretném megköszönni édesanyám, nagymamám és testvérem önzetlen támogatását, segítségét, türelmét és biztatását, amelyek nélkül ez az értekezés bizonyosan nem készülhetett volna el.

Irodalomjegyzék

- [1] J. Cserti, Természet világa **136**, 9 (2005).
- [2] J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler, P. Stano, I. Zutic, Acta Physica Slovaca **57**, 565 (2007).
- [3] J. Cserti, Természet világa **139**, 4 (2008).
- [4] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/popular-physicsprize2007.pdf
- [5] J. Carlos Egues, Phys. Rev. Lett. **80**, 4578 (1998).
- [6] Y. Guo, B.-L. Gu, H. Wang, and Y. Kawazoe, Phys. Rev. B **63**, 214415 (2001).
- [7] M. Johnson and R. H. Silsbee, Phys. Rev. B **37**, 5312 (1988).
- [8] L. L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu, Appl. Phys. Lett. **24**, 593 (1974).
- [9] R. Tsu and L. Esaki, Appl. Phys. Lett. **22**, 562 (1973).
- [10] B. Jogai and K. L. Wang, Appl. Phys. Lett. **46**, 167 (1985).
- [11] F. Capasso and R. A. Kiehl, J. Appl. Phys. **58**, 1366 (1985).
- [12] M. von Ortenberg, Phys. Rev. Lett. **49**, 1041 (1982).
- [13] N. Dai, H. Luo, F. C. Zhang, N. Samarth, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna, Phys. Rev. Lett. **67**, 3824 (1991).
- [14] W. C. Chou, A. Petrou, J. Warnock, and B. T. Jonker, Phys. Rev. Lett. **67**, 3820 (1991).
- [15] V. I. Sugakov and S. A. Yatskevich, Sov. Tech. Phys. Lett. **18**, 134 (1992).
- [16] M. O. Vassell, J. Lee, and H. F. Lockwood, J. Appl. Phys. **54**, 5206 (1983).
- [17] K. Chang and F. M. Peeters, Solid State Commun. **120**, 181 (2001).
- [18] A. Saffarzadeh, M. Bahar, and M. Banihasan, Physica E **27**, 462 (2005).
- [19] K. Chang, J. B. Xia, and F. M. Peeters, Phys. Rev. B **65**, 155211 (2002).
- [20] A. Slobodskyy, C. Gould, T. Slobodskyy, C. R. Becker, G. Schmidt, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. Lett. **90**, 246601 (2003).
- [21] Th. Gruber, M. Keim, R. Fiederling, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, and A. Waag, Appl. Phys. Lett. **78**, 1101 (2001).
- [22] A. Matulis, F. M. Peeters, and P. Vasilopoulos, Phys. Rev. Lett. **72**, 1518 (1994).
- [23] J. Reijnders and F. M. Peeters, J. Phys: Condens. Matter **12**, 9771 (2000).

- [24] G. Papp and F. M. Peeters, *J. Phys: Condens. Matter* **16**, 8275 (2004).
- [25] F. M. Peeters and J. De Boeck, *Nanostructured Materials and Nanotechnology*, ed. N. S. Nalwa (New York: Academic) p 247 (2002).
- [26] T. Dietl, *Advances in Solid State Physics*, ed. B. Kramer (Berlin: Springer) p 413 (2003).
- [27] C. Gould, A. Slobodskyy, T. Slobodskyy, P. Grabs, C. R. Becker, G. Schmidt, and L. W. Molenkamp, *Phys. Status Solidi b* **241**, 700 (2004).
- [28] X. F. Wang and P. Vasilopoulos, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1636 (2002).
- [29] K. Chang and F. M. Peeters, *Phys. Rev. B* **68**, 205320 (2003).
- [30] M. Ghali, J. Kossut, E. Janik, F. Teppe, and D. Scalbert, *Phys. Status Solidi b* **241**, 688 (2004).
- [31] W. Heimbrod, L. Gridneva, M. Happ, N. Hoffmann, M. Rabe, and F. Henneberger, *Phys. Rev. B* **58**, 1162 (1998).
- [32] M. A. Boselli, A. Ghazali, and I. C. da Cunha Lima, *Phys. Rev. B* **62**, 8895 (2000).
- [33] M. Berciu and R. N. Bhatt, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 107203 (2001).
- [34] S. Das Sarma, E. H. Hwang, and A. Kaminski, *Phys. Rev. B* **67**, 155201 (2003).
- [35] D. Chiba, M. Yamanouch, F. Matsukura, and H. Ohno, *Science* **301**, 943 (2003).
- [36] P. M. Levy, *Solid State Phys.* **47**, 367 (1994).
- [37] M. A. M. Gijs and G. E. W. Bauer, *Adv. Phys* **46**, 285 (1997).
- [38] J.-Ph. Ansermet, *J. Phys.:Condens. Matter* **10**, 6027 (1998).
- [39] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [40] T. Valet and A. Fert, *Phys Rev. B* **48**, 7099 (1993).
- [41] K. M. Schep, P. J. Kelly, and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. B* **57**, 8907 (1998).
- [42] A. Nogaret, S. Carlton, B. L. Gallagher, P. C. Main, M. Henini, R. Wirtz, R. Newbury, M. A. Howson, and S. P. Beaumont, *Phys. Rev. B* **55**, R16037 (1997).
- [43] J.-U. Bae, T.-Y. Lin, Y. Yoon, S. J. Kim, A. Imre, J. L. Reno, W. Porod, and J. P. Bird, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 253101 (2008).
- [44] N. Overend, A. Nogaret, B. L. Gallagher, P. C. Main, M. Henini, C. H. Marrows, M. A. Howson, and S. P. Beaumont, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1724 (1998).
- [45] N. Overend, A. Nogaret, B. L. Gallagher, P. C. Main, R. Wirtz, R. Newbury, M. A. Howson, and S. P. Beaumont, *Physica B* **249-251**, 326 (1998).

- [46] A. Nogaret, N. Overend, B. L. Gallagher, P. C. Main, M. Henini, C. H. Marrows, M. A. Howson, and S. P. Beaumont, *Physics E* **2**, 421 (1998).
- [47] K. W. Edmonds, B. L. Gallagher, P. C. Main, N. Overend, R. Wirtz, A. Nogaret, M. Henini, C. H. Marrows, B. J. Hickey, and S. Thoms, *Phys. Rev. B* **64**, 041303 (2001).
- [48] J. R. Wendt, J. A. Simmons, J. S. Moon, W. E. Baca, M. A. Blount, and J. L. Reno, *Semicond. Sci. Technol.* **13**, A86-89 (1998).
- [49] J.-F. Song, J. P. Bird, and Y. Ochiai, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 062106 (2005).
- [50] F. M. Peeters and A. Matulis, *Phys. Rev B* **48**, 15166 (1993).
- [51] G. Papp and F. M. Peeters, *Phys. Status Solidi b* **225**, 433 (2001).
- [52] F. Zhai, Y. Guo, and B. L. Gu, *Phys. Rev. B* **66**, 125305 (2002).
- [53] G. Papp and F. M. Peeters, *Physica E* **25**, 339 (2005).
- [54] X. D. Yang, R. Z. Wang Y. Guo, et al., *Phys. Rev. B* **70**, 115303 (2004).
- [55] G. Papp and F. M. Peeters, *J. Appl. Phys* **100**, 043707 (2006).
- [56] P. Sz. Kirijev, *Félvezetők fizikája* (Tankönyvkiadó, Budapest, 1974).
- [57] K. Nagy, *Kvantummechanika* (Tankönyvkiadó, Budapest, 1981)
- [58] B. Ricco and M. Y. Azbel, *Phys. Rev B* **29**, 1970 (1984).
- [59] G. Papp, A. Baldereschi, Alagutazás félvezetőben, *Fizikai Szemle* **46**, 268-272 (1996).
- [60] J. Kossut, *Phys. Status Solidi B* **72**, 359 (1975).
- [61] A. Twardowsky, M. von Ortenberg, M. Demianiuk, and R. Panthenet, *Solid State Commun* **51**, 849 (1984).
- [62] T. Dietl, A. Haury, and Y. Merle d'Aubigne, *Phys. Rev. B* **55**, R3347 (1997).
- [63] J. König, H.-H. Lin, and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5628 (2000).
- [64] Y. Guo, X.-Y. Chen, F. Zhai, B.-L. Gu, and Y. Kawazoe, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 24 (2002).
- [65] J. Sólyom, *A modern szilárdtestfizika alapjai I.* (ELTE Eötvös Kiadó Kft., Budapest, (2002).
- [66] Y. Guo, H. Wang, B.-L. Gu, and Y. Kawazoe, *J. Appl. Phys.* **88**, 6614 (2000).
- [67] Y. Guo, J. Q. Lu, B.-L. Gu, and Y. Kawazoe, *Phys. Rev. B* **64**, 155312 (2001).
- [68] M. Büttiker, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1761 (1986).