

Hollósy Péter

(fizika szak, MSc 1. év)

VAN DER WAALS HETEROSZERKEZETEK MECHANIKAI HANGOLÁSA

2025. január 08.

Témavezető: Dr. Makk Péter

Konzulens: Dr. Tóvári Endre, Márffy Albin



ELTE
EÖTVÖS LORÁND
TUDOMÁNYEGYETEM

Correlated van der Waals structures Lendület Kutatócsoport (BME)

Tartalomjegyzék

1. Motiváció	4
2. Elméleti bevezető	5
2.1. Kétdimenziós és van der Waals anyagok	5
2.1.1. Kétdimenziós anyagok létrehozása	6
2.2. Mágnesesség	7
2.2.1. Heisenberg-modell	8
2.2.2. Ferromágnesesség	9
2.2.3. Antiferromágnesesség	9
2.3. Mágnesesség kétdimenziós anyagokban	10
2.4. Óriás mágneses ellenállás	13
2.5. CrSBr tulajdonságai	15
3. A mérés menete	16
3.1. Nyomáscella	16
3.1.1. A mintatartó felépítése	17
3.2. Mérési elrendezés	18
4. Mérési eredmények	18
4.1. Transzport folyamat	18
4.1.1. Az ellenállás hőmérsékletfüggése	20
4.2. Az ellenállás a mágneses tér függvényében	21
4.3. Az ellenállás mágnesestér-függése nyomáson	24
4.3.1. 1 GPa nyomáson	24
4.3.2. 2 GPa nyomáson	26
4.3.3. A Néel hőmérséklet meghatározása	28
5. Az eredmények elemzése	30
5.1. A modell anyagi paramétereinek hőmérsékletfüggése	33
5.1.1. A nyomás alatt végzett mérések	34
6. Összefoglalás	36

7. Szerzői Hozzájárulás	38
8. Függelék	39
8.1. A kritikus mágneses tér meghatározása	39

1. Motiváció

A mágneses anyagok már az informatika hajnalán is fontos szerepet töltöttek be az információátvitelben, jelentőségük ma is jelentős. Az óriási mágneses ellenállás felfedezésével olyan új mágneses mérőeszközöket sikerült fejleszteni, melyek tovább növelték a mágneses jelenségeken alapuló információátvitel kapacitását. Ismert, hogy az anyagok tulajdonságai a térbeli dimenzió (D) csökkentésével (1D, 2D anyagok) jelentős átalakuláson mennek keresztül. Ez a mágneses anyagok esetében sincs másképp. A kétdimenziós mágneses anyagok közelmúltban történt felfedezésével új lehetőségek nyíltak a mágnesesség alapjainak tanulmányozására [1, 2], nem is beszélve a potenciális ipari felhasználásokról. Ismert jelenség a van der Waals kristályok körében, hogy különböző anyagokból épített heterostruktúrák képesek megőrizni az egyes építőelemeik tulajdonságait [3, 4], ezzel nyitva utat új egzotikus fizikai jelenségeken alapuló eszközök készítésére. A kétdimenziós mágnesek egyéb van der Waals anyagokkal történő "szendvicsbe" rendezése új távlatokat nyit az elektronikai és spintronikai berendezések készítésében.

A CrSBr kristály izgalmas anyag a 2D mágnesesség vizsgálatára, mivel nem érzékeny a szabad levegőre, félvezető, illetve egy izgalmas antiferromágneses rend alakul ki benne. Munkám során témavezetőim közreműködésével a CrSBr fizikai tulajdonságait vizsgáltam és elemeztem ki a mért adatokat.

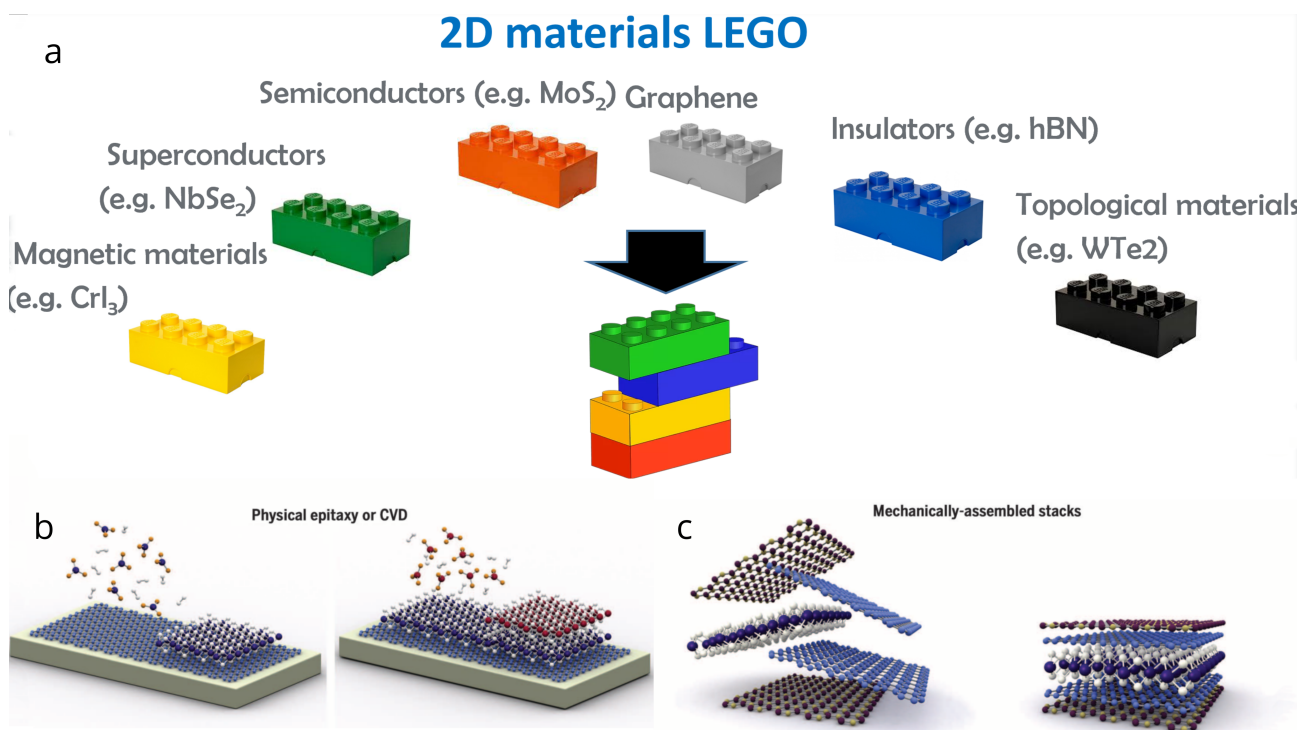
A dolgozat felépítése a következő struktúrán alapszik. A dolgozat első felében a kétdimenziós anyagok általános jellemzőit és létrehozásukat ismertetem, ezt követően rátérek a mágneses rendszerek jellemzésére, külön kiemelve a kétdimenziós mágnesességet és az óriási mágneses ellenállást. A dolgozat második felében a kutatócsoport által végzett méréseket elemzem ki, majd a kapott eredményeket egy a rendszert leíró mágneses modell keretein belül értelmezem.

2. Elméleti bevezető

2.1. Kétdimenziós és van der Waals anyagok

A kétdimenziós anyagok vizsgálata a szilárdtest fizikai kutatások egyik fókuszpontja, ami a grafén felfedezésére vezethető vissza. Már az 1960-as években, mint elméleti lehetőség merült fel, hogy az anyagok térbeli dimenzi  j  nak csökkentésével igencsak új és egzotikus tulajdonságok jelenhetnek meg, azonban az első kísérleti megval  s  t  s  g sok idő telt el. Az első ténylegesen kétdimenziós rendszer a grafén [5] volt, mely rámutatott, hogy a t  r  let mekkora potenciált is rejt magában. A grafén megalkotása óta eltelt 20 esztendőben a kétdimenziós anyagok listája rohamosan nő, a kísérleti csoportok egymás után hozzák létre az anyagok e családjának újabb tagjait. Mindeközben az is világossá vált, hogy a kétdimenziós anyagok tulajdonságai jóval szokatlanabbak a háromdimenziós v  ltozataikhoz képest. Például a félvezető MoS₂-t tekintve egy réteg eseten direkt tiltott sáv figyelhető meg a s  vszerkezetben, m  g a háromdimenziós mintákban indirekt tiltott sáv van jelen. Korábban nem látott elektromos és mágneses tulajdonságokat figyeltek meg, melyek egyes esetekben a rétegek vastags  g  nak vagy a legújabb kutatásokban [6] a rétegek közti távolságnak függvényében finomhangolhat  k. Kétdimenziós anyagok sorában mind vezető (grafén), szupravezető (NbSe₂), mágneses (CrI₃), félvezető (foszfor  n)   s szigetelő (hexagonális Bor-Nitrid(hBN)) jelleggel b  r   anyagok megtalálhatóak, ezzel nyitva széles körű felhasználási lehetőséget az elektronikában [4].

A van der Waals (vdW) típusú anyagok olyan anyagok, melyekben az egyes kristálytani rétegeken belül erős kovalens kötések tartják össze az atomokat, m  g a rétegek között másodrendű van der Waals kölcsönhatás van jelen. A kölcsönhatás gyenge voltából adódóan képesek vagyunk az anyagból vékony rétegeket eltávolítani. A van der Waals típusú anyagok kísérleti vizsgálata k  tr  sr  l is igen izgalmas. Egyr  sz  t ha a vékony rétegeket egymásra helyezz  k, a van der Waals kölcsönhatás össze fogja tartani őket,   gy lehetőségünk van heterostruktúrák készítésére. Különböző kétdimenziós van der Waals anyagokból majdhogynem tetszés szerinti anyagkombinációk építhetők, melyek a természetben alapesetben sosem fordulnának el  . Az egyes rétegeket szemléletesen legokocka-szerűen pakolhatjuk egymásra (1.a panel), annyi k  l  nb  s  ggel, hogy m  g a legokock  k limitálva vannak egy 90   elforgatási szimmetriára, addig a vdW heterostruktúrák esetében nincs ez a megkötés. Az   gy létrehozott kristályokon további szokatlan jelenségeket



1.   bra. Két dimenziós anyagok gyártásának sematikus ábrája: a) Heterostruktúrák építése lego rétegek egymásra pakol  s  hoz hasonlatos b) chemical vapour deposition módszere, c) micromechanikus r  tegelt  vol  t  s ,[4]

figyelhetünk meg, mint például a különböző rétegek tulajdonságainak átöröklődése (proximity effektus), illetve a moire minta következtében megjelenő úgynevezett mágikus szögek (például a kétrétegű grafén 1.1  -n  l szupravezet  k  nt viselkedik) [7, 8]. Másrészről a van der Waals típusú anyagok kísérleti vizsgálata   z  rt is izgalmas, mert a kétdimenziós anyagokra jellemző érdekes elektromos és mágneses tulajdonságok itt is jelen vannak és jelent  s mértékben függnék a rétegek közti távolságoktól. A rétegek távolságának módosításával a köztük fellépő kölcsönhatásokat (Coulomb, spin-pálya kölcsönhatás) is hangolni tudjuk, amely látványos változásokkal jár az anyag fizikai (például mágneses) tulajdonságait tekintve.

2.1.1. Kétdimenziós anyagok létrehozása

A gyakorlatban k  t megközelítés létezik kétdimenziós anyagok (mind egy réteg, mind néhány réteg esetén) létrehozására, a *top-down*   s a *bottom-up* módszer [3]. Az első alkalommal, amikor sikerült grafént létrehozni, a kezdeti grafitkrist  lyt mikromechanikus r  tegelt  vol  t  st (top-down) alkalmazva bontották le rétegről rétegre, amely a gyakorlatban a rétegek celluxszal történő sz  t  v  laszt  s  t jelenti. A módszert számos más anyagra sikerült alkalmazni, mind a természetben megtalálható(pl molibdenit), mind a mesterségesen növesztett(pl feketefoszfor) kristályok eset  -

ben. A micromechanikus rétegeltávolítás előnye, hogy jó minőségű kristályt állíthatunk vele elő, mely ideális kísérletek végzéséhez. Ugyanakkor hátránya, hogy limitálva van az így legyártható maximális méret(mikrométer tartomány), továbbá nem skálázható az eljárás. A problémákat kiküszöbölendő alkották meg a rétegek kémiai szeparációját, mely az esetek többségében a kristály folyadékközegben történő ultrahang kezelésével jár együtt. Míg a módszer lehetőséget nyújt viszonylag nagy mennyiségű minta gyártására, addig az így készített minták az ultrahang kezelés miatt sérülhetnek, a folyadék miatt szennyeződhetnek.

A másik eshetőség a bottom-up módszer, amellyel sikeresen hoztak létre nagy felületű, jó minőségű kétdimenziós anyagokat. Jelenleg a kétdimenziós anyagok jelentős részét (többek között a grafént, hBN-t) létre lehet hozni CVD (chemical vapour deposition) eljárással. Amennyiben legyártottuk a kívánt kétdimenziós anyagokat a kísérlethez legjobban illeszkedő eljárásallétrehozhatjuk a heterostruktúrákat. Heterostruktúrák létrehozása esetén is alkalmazható mind a *top-down* és a *bottom-up* módszer. A *top-down* módszer esetében lehetőség van a rétegek mind száraz, mind nedves úton történő egymásra helyezésére [9]. Mind a két eljárás mikroszkóp használatát követeli meg, hogy a néhány mikrométer nagyságú rétegeket megfelelő pontossággal egymásra illesszük.

A CVD eljárást heterostruktúrák gyártására is alkalmazható, s megvan az előnye, hogy a fentebbi mechanikus módszerrel szemben jól skálázható. Azonban a CVD eljárásnak is megvan a maga limitációi, mivel a kristályok növesztése igen érzékeny a fizikai kondíciókra, ezzel megnehezítve a kristályok vegyítését, anélkül, hogy a már meglévő réteg sérülne. Abban az esetben pedig, ha az egymásra növesztetni kívánt kristályok rácsállandója nagyon eltérő, nem is lehetséges a módszert alkalmazni. További hátránya CVD eljárásnak, hogy a rétegek növesztése során az atomok egy bizonyos rend szerint szeretnek csatlakozni a korábbi réteghez, így nincs lehetőségünk a rétegek relatív orientációját szabadon módosítani, ezzel például moire mintát hozva létre.

2.2. Mágnesesség

Külső mágneses térben az anyagok para- esetleg diamágneses viselkedést mutatnak. Abban az esetben, ha a mágneses momentumok közti effektív kölcsönhatás erőssége kellőképpen nagy a termikus energia skálájához viszonyítva, a mágneses momentumok esetleg természetes úton rendeződhetnek egy adott irányba. Azokat az anyagokat, amelyekben a mágneses momentumok ilyen magas rendezettségi állapotban léteznek, mágneses anyagoknak nevezzük. Jelen fejezet

röviden ismerteti a mágneses viselkedés egy gyakran alkalmazott általános modelljét, majd k  t  r a ferro- és antiferromágneses anyagok néhány alapvető tulajdonságára.

2.2.1. Heisenberg–modell

Két rögzített Spin között fellépő kölcsönhatás felírható a k  vetke  z   effektív formában:

$$\hat{H} = -J\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \quad (2.1)$$

ahol $\vec{S}_i$ az adott részecskéhez tartozó impulzuszmomentum operátor. Ez a k  p igaz függetlenül magának a kölcsönhatásnak a mechanizmusától, amely   gy pusztán a csatolási állandó értékében jelenik meg. A Heisenberg–modell esetében ezt az egyszerű k  t rögzített spin közötti kölcsönhatást általánosítjuk egy spinekből felépített rácsra. Az általánosítás során   l  nk azzal a feltételezéssel, hogy a teljes Hamilton operátor felírható, mint a fenti páronkénti kölcsönhatások összege. Továbbá nem vesszük figyelembe, hogy az elektronok gerjesztett állapotban is lehetnek. Ebben az esetben alkalmazhatjuk a k  vetke  z   effektív Hamilton operátort:

$$\hat{H} = -\sum_{ij}^N J_{ij}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.2)$$

ahol $J_{ij} = J(\vec{R}_i - \vec{R}_j)$ csatolási állandó függ a spinek relatív helyzetétől, az i, j szerinti összegzés pedig az e  sz kristályon fut végig. A $\hat{H}$ operátor egy $\mathcal{H}$ Hilbert téren fejti ki hatását. A modell alkalmazható 1, 2 és 3 dimenziós rácsok esetén is. Heisenberg 1928-ban megmutatta[10], hogy a ferromágnesesség megmagy  razhat   ennek az operátornak az alkalmazása révén. Innen ered az Izotróp Heisenberg–modell elnevezés is. Eggyel általánosabb modell, ha figyelembe vesszük a rendszer egy esetleges anizotrópiáját, továbbá megengedj  k a külső mágneses tér jelenlétét. Ebben az esetben az Anizotróp Heisenberg–modell a k  vetke  z   formában írható(Z   r  ny   anizotrópiát bevezetve):

$$\hat{H} = -\sum_{ij}^N J_{ij}(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y + \lambda S_i^z S_j^z) + g\mu_B \vec{B} \sum_j^N \vec{S}_j \quad (2.3)$$

Ahol a μ_B a Bohr magneton, $g \approx 2$ pedig a g -faktor. Abban az esetben, mikor $\lambda > 1$, a z   r  nyba álló spinek erősebben csatolódnak. Az alapállapotú energia alacsonyabb lesz, ha a spinek a z   r  nyba állnak, ilyenkor ezt tengelyt k  nny   tengelynek szokás nevezni. Ezzel szemben, ha $\lambda < 1$, a spinkomponensek az (x, y) síkban csatolódnak erősebben,   gy az eredő mágnesesség ezen a

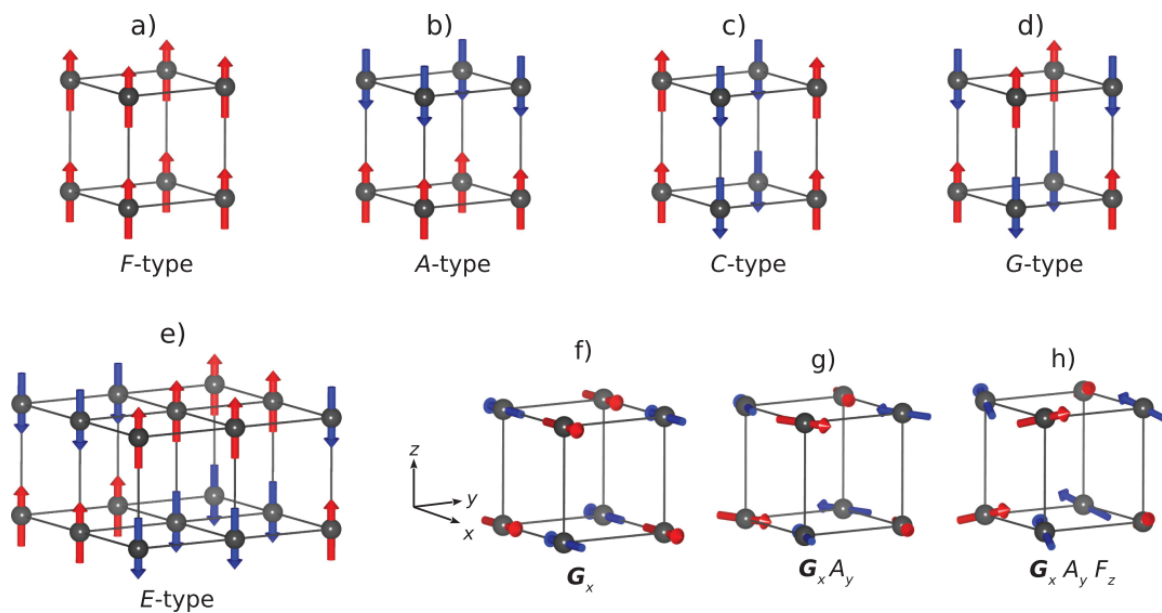
síkon belül fog megjelenni. Az anizotróp modell két határesete az Ising modell($\frac{J}{\lambda} \rightarrow 0$)   s az XY modell($\lambda \rightarrow 0$). A Heisenberg-modell végső soron egy egyszerű modell a mágneses rendszerek leírására, mely mégis jól jellemzi az egyensúlyi állapotok környezetét. Abban az esetben, ha kellőképpen nagy külső mágneses térbe helyezz  k a rendszert, minden spin be fog állni a külső tér irányába.

2.2.2. Ferromágnesesség

Egy anyagot abban az esetben nevezünk ferrom  gnesesnek(FM), amennyiben a benne megtalálható mágneses momentumok a korábban említett köztük lévő kölcsönhatás következtében azonos irányba állnak be. Az előző alfejezetben ismertetett modell esetében ez akkor teljesül, ha a J csatolási állandóra igaz, hogy $J > 0$. Természetesen az azonos ir  nybe  ll  s nem nulla hőmérsékleten csak átlagosan teljesülhet. Egy kritikus hőmérséklet felett, melyet Curie hőmérsékletnek(T_c) nevezünk, a mágneses rend teljes e  gsz  ben megszűnik. A Heisenberg modell a kötött elektronokból származó mágnesességet hivatott leírni,   gy gyakran használják szigetelő rendszerek leírására. Több fém (Fe, Co, Ni), és be nem töltött $3d$ p  ly  val rendelkezo   elemek számos nemfémes vegyülete is ferromágneses. Alacsony hőmérsékleten ritka-földfém vegyületek is mutatnak ferromágneses tulajdonságot.

2.2.3. Antiferrom  gnesess  g

Az antiferrom  gnesess  g(AF  M) koncepc  i  j  t L. Néel vezette be 1932-ben[11], amikor is felvetette egy olyan mágneses anyag létét, melyben jelen van egyfajta mágneses rendezettség, mégis az elemi mágneses momentumok   gy rendez  dn  k, hogy az anyag külsőleg mágnesesen semleges. Például egy 2 dimenziós r  csen a mágneses momentumok sakktáblához hasonlatosan kiejtik a szomszédos mágneses momentumok j  r  l  k  t. Számos k  l  nb  zo   AF  M struktúra valósulhat meg már a legegyszerűbb kristályszerkezetek esetében is, ezekre mutat néhány példát a 2.   bra. A FM anyagokhoz hasonlóan az AF  M anyagok is t  rgyalhat  ok a Heisenberg modell keretein belül. Azok az anyagok, melyekben a J csatolási állandó $J < 0$, antiferromágneses tulajdonságot mutatnak. Az AF  M anyagok esetében is meg tudunk határozni egy kritikus hőmérsékletet, mely fölött elvesztik az antiferromágneses jellegüket. Ezt nevezi az irodalom Néel-hőmérsékletnek. Egyes ritkaföldfémek magas hőmérsékleten param  gnesk  nt viselkednek, majd hűtve átalakulnak antiferrom  gness  , m  g alacsonyabb hőmérsékleten pedig ferrom  gnesess  . A mágneses rendet az egyes alrácsok m  gnesezettség  vel lehet jellemezni.



2. ábra. Lehetséges antiferromágneses struktúrák egyszerű köbös kristályrács esetén[12]

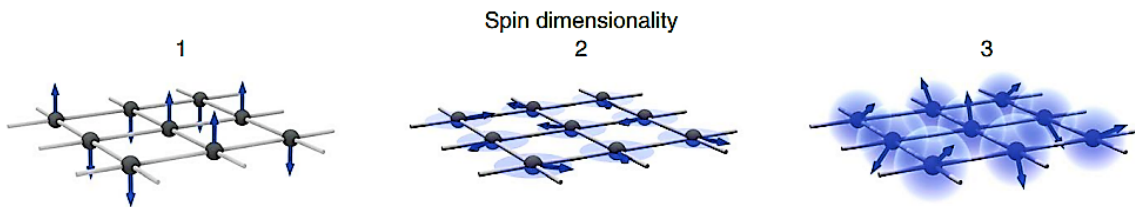
2.3. Mágnesesség kétdimenziós anyagokban

A 2D mágnesek késői felfedezése igencsak meglepő, mivel több vdW kötessel rendelkező 3D mágneses kristályt is ismerünk[13]. Ezen kristályok egyetlen rétegig való vékonyítása lehetséges, és elméleti munkák azt jósolták, hogy az így létrejövő anyagok véges kritikus hőmérséklettel rendelkeznek. Mégis, az első ténylegesen 2D mágneses rendszereket csak az elmúlt években sikerült kísérletileg is megvalósítani (CrI_3 , CrGeTe_3)[2, 14, 15]. A 2D mágnesek első megfigyelését követően intenzív kutatások indultak mind kísérleti, mind elméleti irányból. Jelen fejezet ezeknek a kutatásoknak a lényeges mérföldköveit hivatott összefoglalni.

2D mágneses rendszerek létrehozása két fő motivációval bír. Az első, mint korábban szó volt róla, hogy a vdW heterostruktúrák egyes rétegeinek a tulajdonságai át tudnak öröklődni a szomszédos rétegekre. Amennyiben rendelkezésünkre állnak két dimenziós mágnesek, akkor nagyban megnő a vdW heterostruktúrákból készíthető nanoáramkörök funkcionalitása (például mágneses memória, logikai áramkörök). A második fontos cél pedig magának a kétdimenziós mágneses viselkedés fizikájának a mélyebb megértése, hogy a mágneses rétegekből felépülő 3D mágneses struktúrák miért úgy viselkednek, ahogy, hogy a mikroszkópikus effektusok milyen módon függenek a rétegek közötti és a rétegeken belüli kölcsönhatásoktól, a rendszer anizotropiájától, és így tovább. Sőt, éppen azt tapasztaljuk, hogy a 3D mágnesesség megértéséhez elengedhetetlen olyan fizikai paraméterek bevezetése, mint a rétegen belüli, illetve rétegek közti

interakció erőssége, különfele spin-pálya csatolási tagok és er  ss  g  k.

Mint ahogy a 2.2. fejezetben láttuk, a mágnesség az anyagban található m  gness  s momentumok magas fokú rendezettsége, amely általában a szomszédos spinek valamilyen kölcsönhatásának v  gterm  kekek  nt alakul ki. Kellőképpen magas hőmérsékleten a termikus fluktuációk felborítják a rendezettséget, a T_c kritikus hőmérsékleten egy fázisátalakulás megy végbe. Elméleti munkák r  mutatt  k, hogy a rendszer dimenziója fontos szerepet játszik a termikus fluktuációk rendszerre gyakorolt hatásában. M  g 3D-ben a m  gness  s fázisátalakulás mindig véges hőmérsékleten történik, addig egy 1 dimenziós (1D) lánc esetében hosszútávú rendezettség csak $T = 0\text{ K}$ -en lehetséges[16, 17]. A 2D rendszer határként helyezkedik el a két véglet között, s viselkedése egyáltalán nem triviális. A 2D rendszer esetében nem elhanyagolható a spindimenzionalit  s kérdése, amely a m  gness  s anizotropia jelenlététől és erősségétől függ. A Mermin–Wagner–Hohenberg elmélet[18] kimondja, hogy 2 dimenzióban a termikus fluktuációk meggátolják a hosszútávú m  gness  s rendezettség kialakulását bármilyen $T \neq 0\text{ K}$ hőmérsékleten. Ezzel szemben az Ising modellt alkalmazva 2D rendszerekre azt kapjuk, hogy lehetséges fázisátalakulás $T_c > 0\text{ K}$ hőmérsékleteken is. Azt lehet mondani, hogy a rendszer anizotropi  ja a kritikus hőmérséklet alatt elnyomja a termikus fluktuációk rendezettség romboló hatását. Ezen elméleti munkák felfoghatók egy realisztikusabb modell különböző idealizált spindimenzi  j   hat  reseik  nt (3.   bra), amely magában foglalja a spinek min  h  rom lehetséges dimenzióját és a kölcsönhatásokat, amelyek megsz  bj  k, hogy főként mely tengely irányába mutassanak a m  gness  s momentumok. Ilyen modellre példa a 2.3. egyenletbe foglalt Anizotrop Heisenberg modell.

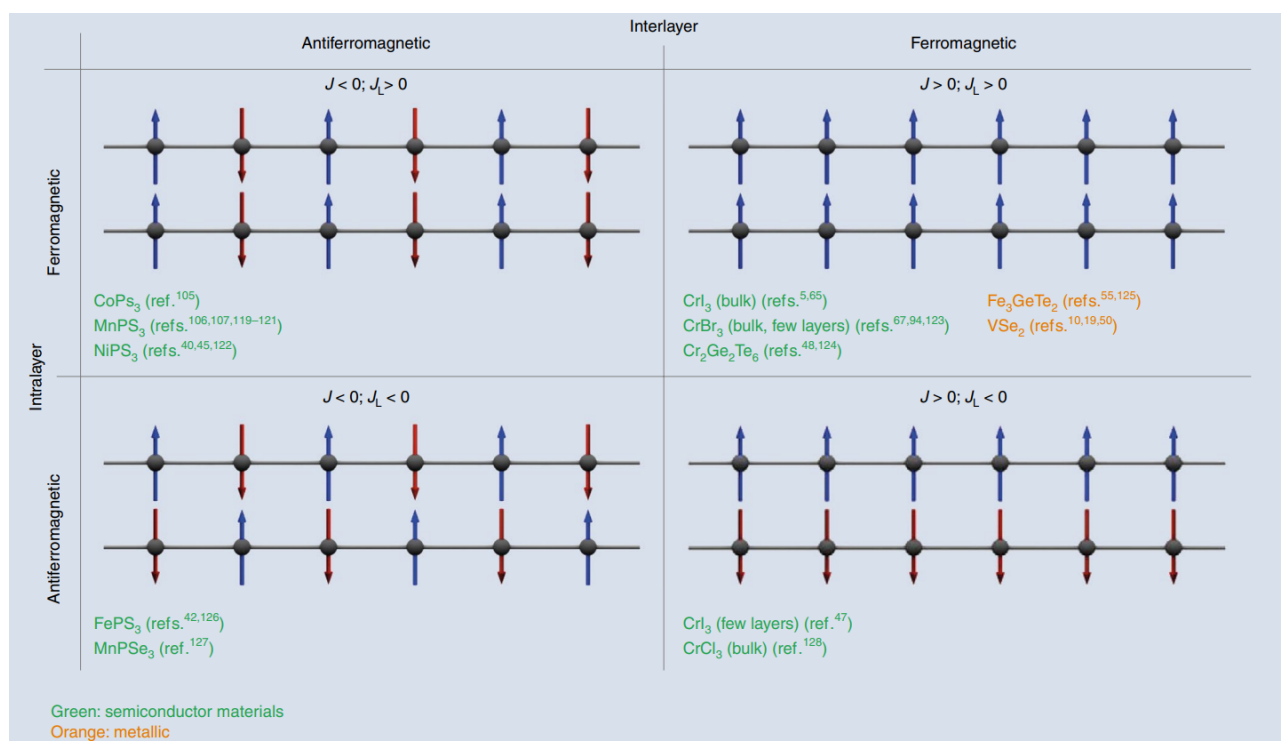


3.   bra. Spindimenzionalit  s 2D rácsban: 1) Ising model, 2) XY modell, 3) Heisenberg–modell [1]

A 2D m  gness  k megértéséhez vezető úton fontos kil  m  terk   a m  gness  s kölcsönhatások rétegvastagság-függése. K  t térben rögzített p  lya, között fellépő közvetlen k  cser  l  d  si kölcsönhatás nem valószínű, hogy jelentősen függne a minta vastagságától. Ezzel szemben indirekt kölcsönhatások érzékenyen függhetnek a rétegvastagságtól, amely a rétegszám változással együtt járó sávszerkezet változással hozható összefüggésbe. További fontos kérdés a t  r  leten

a mágneses rend és a hullámfüggvény csatolódása, melynek megértése alapvető jelentőséggel bír a 2D mágnesekben lejátszódó elektrontranszport, alagút- és egyéb rétegek közti átmenetek leírásában.

Háromdimenziós mágneses kristályok egy-, esetleg kétrétegűre történő csökkentésével nincs garantálva, hogy a létrehozott 2D kristály maga is mágneses lesz. Mint ahogy fentebb említve volt, a 2D mágnesesség erősen függ attól, hogy a rendszer mennyire anizotróp. A vdW típusú anyagok esetében a rétegek közötti, illetve a rétegen belüli kölcsönhatások között jelentős eltérések vannak, éppen ezért igen ígéretesek a lehetséges kétdimenziós mágnesek utáni kutatásban. A 4. ábra különböző kísérletileg vizsgált anyagok mágneses rendjét illusztrálja, az anyagokat a rétegeken belüli és a rétegek közti FM illetve AFM csatolás alapján csoportosítja. Zölddel a félvezető, narancssárgával pedig a vezető anyagokat jelezve. Fontos megemlíteni, hogy az ábrán nincs különbség téve a mágneses anizotrópia eltérő megvalósulása között, például az ábra jobb alsó negyedében mind a CrI_3 , mind a CrCl_3 az azonos rétegekben ferromágnesként viselkedik, míg az egyes rétegek mágnesezettsége a CrI_3 esetében merőleges magára a rétegre, addig CrCl_3 esetében párhuzamos a réteggel.



4. ábra. Néhány vdW anyagban megvalósuló mágneses rend, J_L a rétegeken belüli, J a rétegek közötti csatolási állandó a 2.3. egyenlet alapján, [1]

Azok a mágneses 2D anyagok, melyek rendelkeznek félvezető tulajdonságokkal, igen kere-
settek, mivel lehetőség van mind a vezetési, mind a mágneses tulajdonságaik kontrollására, már

akár egy kapufesz  lt  s alkalmazásával is. A töltés alternatívájaként az elektronspin használata mint információhordozó, olyan új eszközöket tesz lehetővé, amelyek gyorsabbak, hely és energiakihaszn  l  s tekintetében hatékonyabbak lehetnek a ma alkalmazott elektronikai eszközöknél.

2.4.   ri  s mágneses ellenállás

A mágneses ellenállás (magnetoresistance, MR) jelensége egy vezető mágneses térben történő ellenállás változása. Ferromágneses anyagok esetén a jelenség nagysága függ az anyag belső m  gnesess  g  nek és a külső mágneses t  rnek a relatív irányától is. Mindezeket a jelenségeket már több mint 150 éve ismerik a fizikusok Lord Kelvin munkájának köszönhetően[19]. A ferromágneses anyagok esetében a mágneses tér irányától függő ellenállást anizotrop mágneses ellenállásnak (AMR) szokás nevezni. A mágneses ellenállás nagys  g  nak jellemzésére a k  vetke  z   kifejezést használjuk:

$$\delta_B = \frac{R_B - R_{B_{\max}}}{R_{B_{\max}}} \quad (2.4)$$

Ahol R_B az ellenállás B nagyságú mágneses tér esetén, $R_{B_{\max}}$ pedig a maximális t  r esetén megfigyelt ellenállás.   ltal  nos esetben a mágneses ellenállás egy igen kis jelenség, p  r százalék eltérés figyelhető meg.

A mágneses ellenállások egy izgalmas   lesete az óriás mágneses ellenállás (giant magnetoresistance, GMR). A GMR esetében, mint ahogy neve is sug  llja, p  r százalékos változásnál nagyságrendekkel nagyobb ellenállás v  ltoz  s is megfigyelhető a mágneses tér hatására. A GMR jelenségét el  s   alkalommal olyan rendszerekben figyelt  k meg, melyben ferromágneses és nem mágneses (NM) rétegek periodikusan váltották egymást. A FM-NM rétegek vastagságát   gy hangolták, hogy a szomszédos FM rétegek egymással ellentétes irányú mágnesezettséggel álljanak. A k  vetke  z   gondolatmenet azonban alkalmazható AFM rendszerek esetén is. Amikor a mintán áram folyik keresztül, az áthaladó elektronok adott spinkomponensei állhatnak párhuzamos (parallel) vagy ellentétes (antiparallel) módon az adott réteg mágneses momentum  hoz viszony  tv  . Mind a két esetben spinfüggő szóródás zajlik le, melynek nagysága eltér a két konfigurációban. A vez  t  s Drude modellje értelmében a nagyobb szóródás nagyobb ellenállást jelent. Ezt követően az elektronok belépnek a NM rétegbe (AFM esetén ez nincs jelen), ahol ugyancsak szóródnak, azonban a mágneses ellenállást tekintve ez a folyamat elhanyagolható. Abban az esetben, ha nincs jelen külső mágneses tér, a k  vetke  z   réteg mágnesezettsége pont ellentétes lesz az el  s   rétegével, itt megint lezajl  dik egy szóródási folyamat. Azok az elektronok, melyek az el  s   réteggel álltak párhuzamosan, most antiparallel fognak állni, és amelyek

pedig eddig   ltak antiparallel módon, most párhuzamosan állnak. A folyamatot a 5.   bra *b)*, *d)* paneljein látható egyszerű ellenállás modellel érthetjük meg, ahol $R_\uparrow$ az ellenállás nagysága, mikor a spin és a mágneses réteg ellentétes egymással, $R_\downarrow$, amikor párhuzamos irányúak. Külső mágneses tér hiányában a rendszer eredő ellenállása:

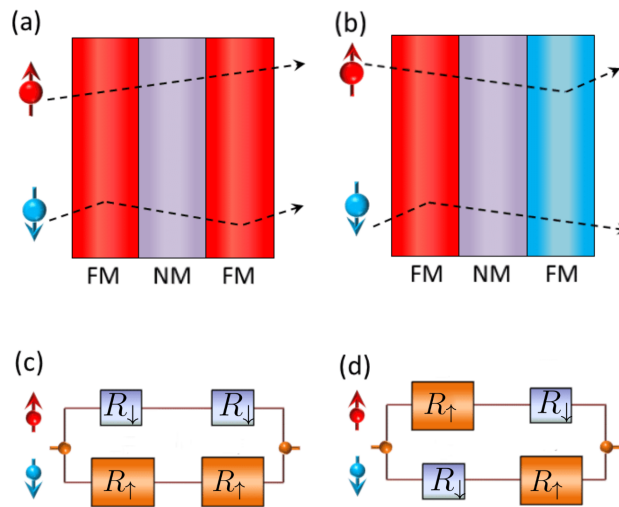
$$R_0 = \frac{R_\uparrow + R_\downarrow}{2} \quad (2.5)$$

Amikor megfelelően nagy külső mágneses térben v  gezz  k el a mérést, mind a két réteg azonos irányba áll be,   gy az elektronok mind a két rétegen azonos mértékben szóródnak (természetesen annak függvényében, hogy párhuzamos ($\uparrow$) vagy antiparallel ($\downarrow$) az adott spinkomponens  k a mágneses réteghez képest). A 5.   bra *a)*, *c)* paneljei szemléltetik a folyamatot, amely során az eredő ellenállás:

$$R_B = \frac{2R_\uparrow R_\downarrow}{R_\uparrow + R_\downarrow} \quad (2.6)$$

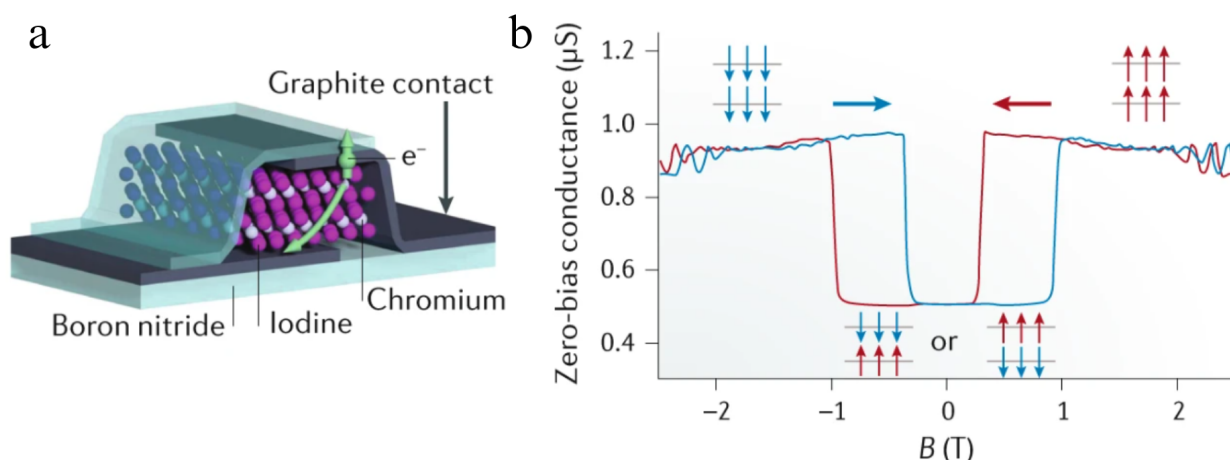
Ezek alapján igaz lesz a 2.4. egyenletben definiált δ_B -ra, hogy:

$$\delta_B = -\left(\frac{R_\uparrow - R_\downarrow}{R_\uparrow + R_\downarrow}\right)^2 \quad (2.7)$$



5.   bra. Az óriási mágneses ellenállás egy egyszerű modellje: *a)* a rétegek párhuzamos mágnesezettsége esetén, *b)* a rétegek ellentétes mágnesezettsége esetén, *c)* az ellentétes mágnesezettség ellen  ll  smodellje, *d)* a párhuzamos az mágnesezettség ellen  ll  smodellje [20]

A GMR-t 1988-ban egymástól függetlenül fedezte fel Albert Fert   s Peter Gr  nberg, munkájukért 2007-ben   t  lt  k nekik oda Nobel-díjat. Habár GMR gyakran jár nagy ellenállás változásokkal, azonban fontos megemlíteni, hogy magát a kifejezést ennél általánosabban a lejátszódó



6.  bra. a) k  rt  g   CrI₃ minta keresztmetszeti rajza, b) a mért vezetőképesség a mágneses tér függvényében[21]

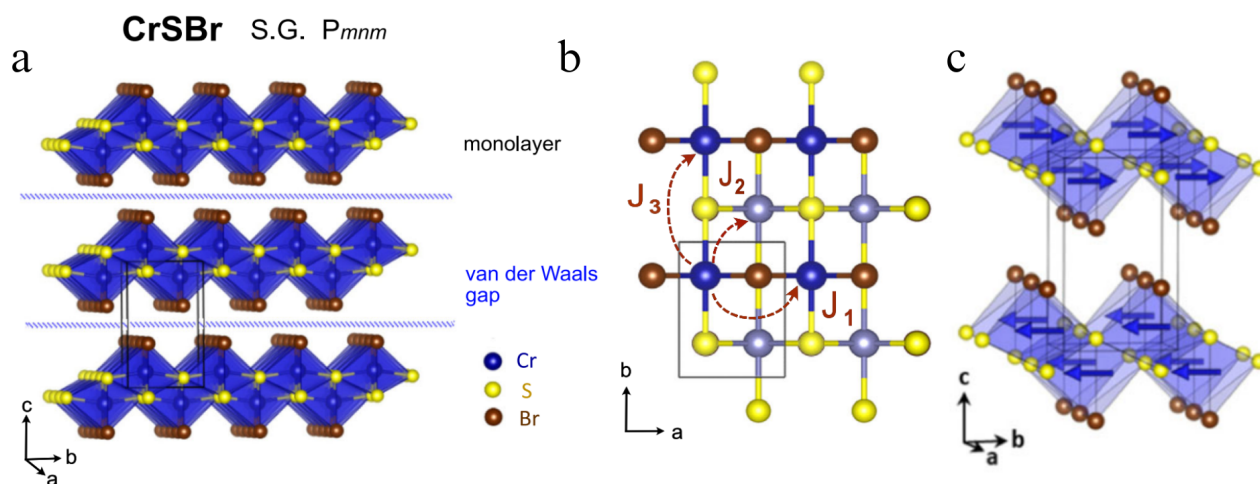
mechanizmusra szokás használni, amely egyes esetekben pusztán kis ellenállás változást okoz.

A   ri  s mágneses ellenállás felfedezése rövid időn belül ajtót nyitott számos tudományos és technikai előrelépés felé, megalapozta a spintronik  t, jelent  s mértékben hozzájárult az adattárolás és a mágneses érzékelők területének fejlődéséhez. A GMR-hez kapcsolódó jelenségek vizsgálata a mai napig aktívan kutatott terület. Az elmúlt évek felfedezései közé tartozik a 2 dimenziós anyagokon a GMR   s TMR (tunneling magnetoresistance) jelenségének megfigyelése. A 6.a panelen egy k  rt  g   CrI₃ minta keresztmetszeti rajza látható, melyen megfigyelt  k a GMR jelenségét, a 6.b panelen a mért vezetőképesség látszik a mágneses tér függvényében. Jól látható, hogy mágneses térben, mikor párhuzamosak a spinek más a mért vezetőképesség és ebből adódóan az ellenállás is, mint a t  r nélküli esethez képest.

2.5. CrSBr tulajdonságai

Jelen dolgozat f  kuszt  t a vdW anyagokon belül a CrSBr képezi. A CrSBr egy a szabad levegőre k  miai  lag érzéketlen, direkt tiltott sávval rendelkezo   f  lsziget  l  , amelynél a tiltott sáv $E_g = 1.5 \text{ eV}$ [22]. Ortorombos kristályrácsban Pmmn [23] pontcsoportban kristályosodik. Az monor  tegeken belül kovalens kötések találhatóak, a monorétegek között van der Waals kölcsönhatás van jelen. Mágneses viselkedést tekintve a CrSBr egy k  nny   tengely beállású antiferromágneses anyag, rétegen belüli anizotrop  i  val. A Curie hőmérséklet alatt ($T_C = 160 \text{ K}$) a mágneses momentumok az egyes rétegeken belül a k  nny   tengely irányába ferromágnesesen állnak, amely éppen a kristálytani b -tengely(7.   bra). A Néel hőmérséklet alatt ($T_N = 132 \text{ K}$) a

rétegek antiferromágnesesen   szecsatl  dnak[24]. A CrSBr sávszerkezete és következőképpen az excitonok gerjesztési energiája is igen érzékeny a rétegek közti mágneses csatl  sra,   gy az optikai tulajdonságok alapján következtethetünk a mágneses tulajdonságaira[25], mint például a szaturációs t  r   rt  k  re. A CrSBr elektromos tulajdonságai ugyancsak   r  sen anizotrop jelleget mutatnak, amelyeket transzport folyamatok segítségével tudunk feltérképezni.



7.   bra. a) a CrSBr kristályszerkezete, b) egy réteg felülnézeti ábrája, c) a CrSBr kristályszerkezete az antiferromágneses renddel ábrázolva, a világosabb sz  n az azonos rétegben, de alacsonyabban elhelyezkedő Cr atomokat jelölik [26]

3. A mérés menete

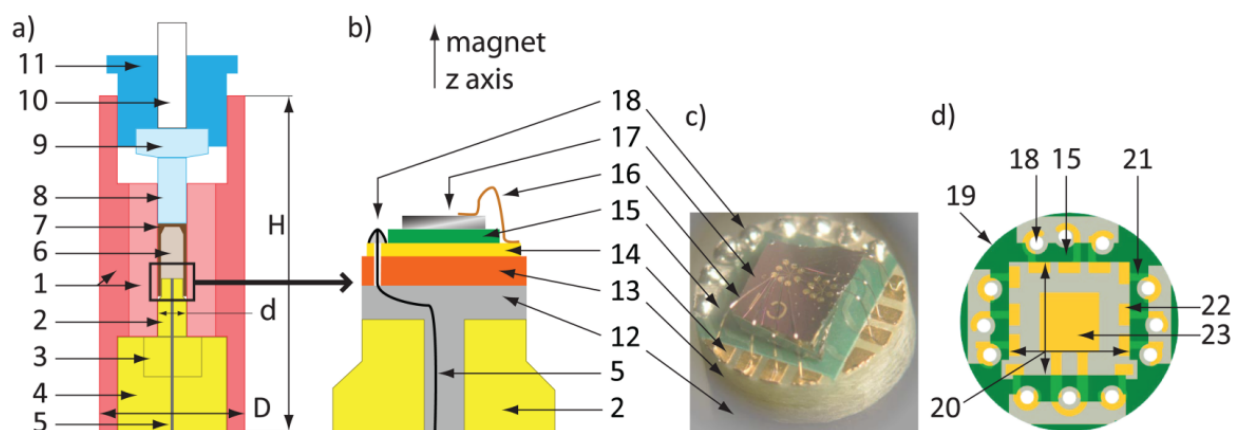
A jelen fejezet során röviden ismertetem a méréshez használt kísérleti technikát.

3.1. Nyom  scella

Ahogy a 2.1 fejezet során láttuk, a van der Waals anyagok esetében fontos paraméter az egyes rétegek közti távolság. Ebből adódóan jogosan merül fel az   g  ny, hogy a r  tegt  vols  got a kísérletek során mint paraméter befolyásoljuk. Ahhoz, hogy ezt megvalósítsuk, a mintát mechanikai úton kell hangolnunk. Ez a gyakorlatban a minta nyomás alá helyezésével valósítható meg. Azonban a számunkra érdekes minták méretskáláján ez a feladat egyáltalán nem triviális. A vdW anyagokból gyártott nanoáramkörök a mikroszkopikus tartományba esnek. Ebből fakadóan a hagyományos nyom  scell  k nem alkalmasak, hogy a vdW anyagokban lejátszódó transzportfolyamatokat vizsgáljuk, speciális berendezés szükséges a mérések elvégzéséhez. A

kriogenikus mérések igénye további korlátokat szab a mintatartóra. Jelen fejezet a mérés során használt mintatartót mutatja be, mely alkalmas a minta befogadására, nem követel meg semmiféle különleges gyártási eljárást, és lehetővé teszi tetszőleges minta nyomás alatti vizsgálatát, melynek oldalmérete nem haladja meg a 2.5 mm -t.

3.1.1. A mintatartó felépítése



8. ábra. a), b) a mintatartó sematikus ábrája, c) kép a mintatartóról, d) a PCB sematikus ábrája[6]

A mintatartó tartalmaz egy csatlakozót, epoxy-ba ágyazott vezetékeket és egy nyomtatott áramkört (printed circuit board (PCB)). A Si chipen elhelyezkedő minta (8. ábra b), c) panel, 17) kétoldalú ragasztó segítségével van a nyomtatott áramkörre (8. d) ábra) rögzítve és szálkikötéssel (16) pedig az áramkör csatlakozóihoz (14, 22) csatlakoztatva. 12 foszfor-bronz vezeték (5, 18) köti össze a PCB-t a külső csatlakozókkal. Az epoxy (12) szerepe, hogy a vezetékeket kivezető nyílást eltömítse, ugyanakkor a PCB alatti területet kitöltse, ezzel meggátolva az esetlegesen keletkezett légbuborékok nyomás hatására történő kidurranása okozta mechanikai hullámok létrejöttét. Az vezetékek furatszereléssel vannak a PCB-hez csatlakoztatva. A PCB átmérője 5.1 mm -re van korlátozva a nyomáskamra geometriai paramétere miatt. A PCB közepén $2.6 \times 2.4\text{ mm}^2$ terület áll rendelkezésre a chip elhelyezésére. Az egyik PCB vezeték (23) az áramkör közepére vezet, mely nincs szigetelő műanyagréteggel (zöld) fedve. Ez a terület érintkezési pontot szolgáltat a chip-hez (17), így abban az esetben, ha a chip vezető kétoldalú ragasztószalaggal van rögzítve, ez a vezeték hátsó kapuelektrodaként használható. A kétoldalú ragasztószalagokkal történő rögzítés több előnnyel is jár a gyakorlatban elterjedt ezüst pasztával szemben: létezik mind vezető, mind szigetelő kivitelben, gyorsabban alkalmazható, mivel nincs száradási idő, továbbá kisebb valószínűséggel szennyezi be a PCB-nek, vagy esetleg magának a chip-nek a felszínét.

3.2. Mérési elrendezés

A mérések során az egyik változtatott paraméter a hőmérséklet volt. A transzport tulajdonságokat széles hőmérséklet-tartományban, a Néel hőmérséklet közelében és alatt ($2 - 145\text{ K}$) vizsgáltuk. Ehhez a mintát kriosztátba helyezt  k. A kriosztát belsejében egy változtatható hőmérsékletű bet  t (Variable Temperature Insert (VTI)) van, amelynek köszönhetően a hőmérsékletet 1.5 K és szobahőmérséklet között tudjuk változtatni. A m  r  r  don a minta közelében egy Cernox tipusú félvezető hőmérő is helyet foglal, amellyel végig meg tudjuk figyelni a minta hőmérsékletét. A mérés során a másik paraméterként szerepet játszó külső mágneses teret egy kéttengelyű szupravezető vektorm  gnes kelti. K  tpont mérés során a mintára kapcsoltunk egy állandó feszültséget (Physics Basel SP 927), a mintán folyó áramot pedig egy I - V konverteren (Phy. Basel SP983c) keresztül m  rt  k Keithley 2000 multiméter segítségével. A minták hőmérsékletét LakeShore 335-és hőmérséklet vezérlővel m  rt  k. Az esz  k  k vezérlése a QCoDeS környezeten (*python*) keresztül történt.

4. Mérési eredmények

Jelen fejezetben bemutatom egy 83 nm vastag CrSBr mintán végzett méréseket. Innentől kezdődik az általam végzett munka.

A 9.b ábrán a tanulmányozott heterostruktúra sematikus ábrázolása látható. A mágneses anyag (CSB) k  t pár-r  teg   grafén kristály közé lett elhelyezve, és az egész struktúrát hBN kristályra helyezt  k. A két grafén kristály kilóg a hBN-en alól, és ezek vannak fém elektródákkal felkontakt  lva. A mérések során a két grafén között folyt az áram a CSB mintán keresztül. Ez látható a 9.a ábrán ahol a minta optikai mikroszkópos képe látható. A méréseket a mintán ráadott nyomás nélkül a feszültség, mágneses tér és hőmérséklet függvényében v  gzett  k. Az adatok általam végzett kiértékelése *python* programozási nyelven történt. A mintát Alberto Morpurgo csoportja készítette, a Genfi Egyetemen.

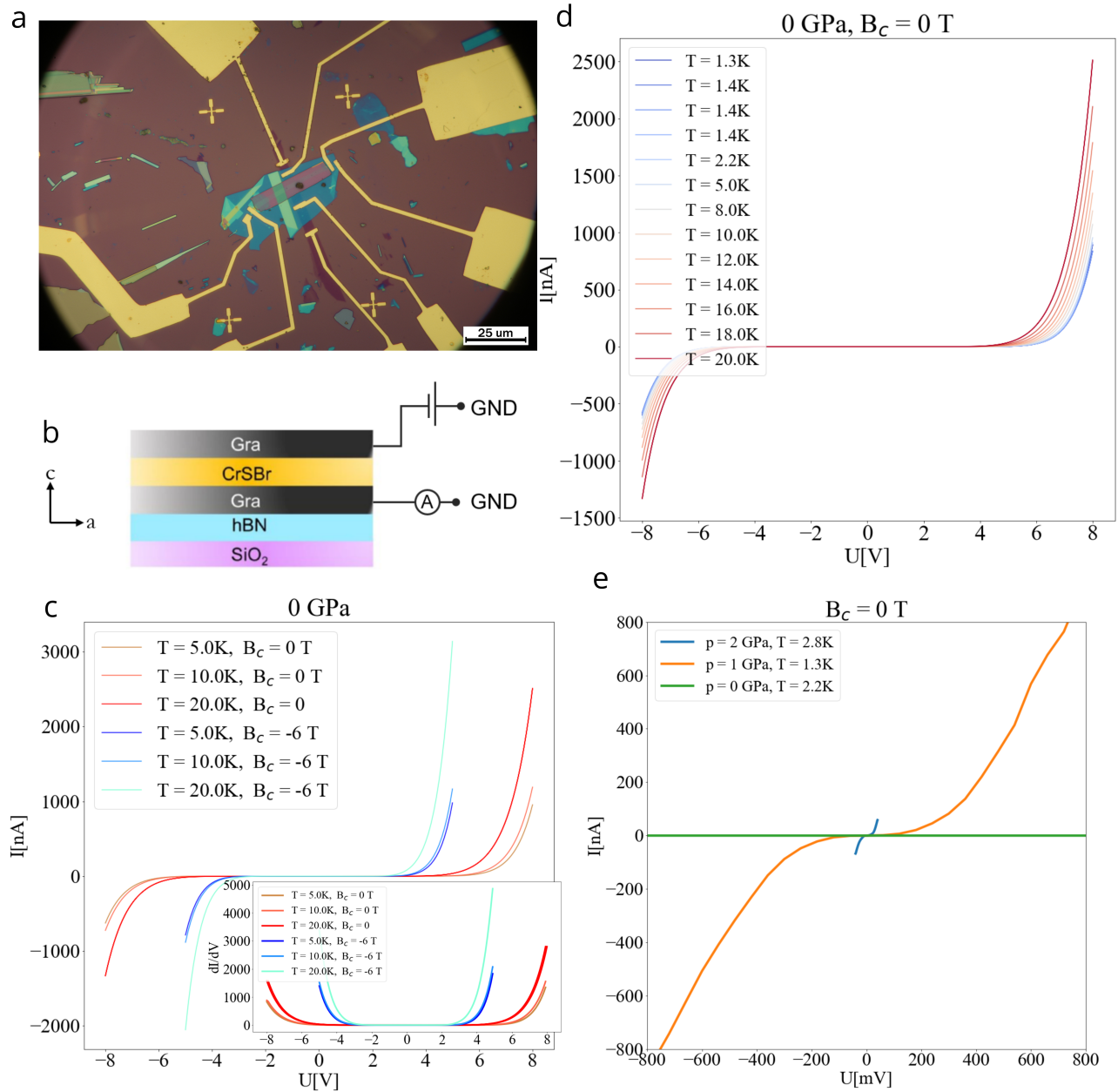
4.1. Transzport folyamat

A mintára U feszültséget kapcsolva megm  rt  k, mekkora I áram folyik rajta keresztül. Különböző hőmérsékleteken, mágneses terekben, fesz  lts  g  rt  keken   y nyomáson elvégezve a mérést felvett  k az áramerősséget a feszültség függvényében ($I(U)$ görbe). A 9.   br  n az előbb felsorolt

paraméterek (T, B, p) különböző értékein mért $I(U)$ görbék láthatóak. A 9.d panelen a mérést $B_c = 0\text{ T}$ mágneses térben, míg a 9.c esetben együtt szerepelnek a tér nélküli és a $B_c = -6\text{ T}$, c tengely irányú külső térben végzett mérések (a panelen szerepel továbbá a görbék derivátja is). Mind a két külső térértéknél megismételtük a mérést különböző hőmérsékleteken ($1.3\text{ K} - 20\text{ K}$). Mind a két esetben ($B_c = 0\text{ T}$, $B_c = -6\text{ T}$) megfigyelhető, hogy egy bizonyos pontig nem vezet a minta, majd egy adott feszültségérték fölött rohamos ütemben nő az áramerősség. A folyamat nem írható le egy klasszikus ellenállásképpel ($U = RI$), kvantummechanikai tárgyalás szükséges. A nemlinearitást elektron-alagútazás és rendezetlenség miatti ugrálás (variable range hopping, VRH) összejátszása adja [27, 28], azonban mivel a transzportfolyamatok pontos jellege még feltérképezés alatt van, a dolgozatban az egyszerűség kedvéért alagútazásként fogunk tekinteni a folyamatra.

Összehasonlítva a tér nélkül és a térben végzett méréseket (azonos hőmérsékleten) megfigyelhető, hogy mágneses tér hatására alacsonyabb feszültségen is megindul már az áram. A jelenség a 2.4. alfejezetben tárgyalt óriási mágneses ellenállással magyarázható. A $B_c = -6\text{ T}$ mágneses tér hatására minden egyes réteg mágnesezettsége azonos irányba áll be, ezért a korábban leírtakkal összhangban kisebb ellenállás figyelhető meg. Továbbá megfigyelhetjük, ha a különböző hőmérsékleten végzett méréseket hasonlítjuk egymással össze, hogy a hőmérséklet növelésével nő a vezetőképesség, alacsonyabb feszültségérték mellett kezd el vezetni a minta (mind $B_c = 0\text{ T}$, mind $B_c = -6\text{ T}$ esetében).

A 9.e ábrán a mért áramerősség látszik $p = 0, 1, 2\text{ GPa}$ nyomáson. Jól látszik, hogy nyomás hatására drasztikusan megnő a minta vezetése. Míg nyomás nélkül a minta pár (4-6) Volton kezdett el vezetni, addig ez $p = 1\text{ GPa}$ nyomáson pár száz milli Voltra csökkent, $p = 2\text{ GPa}$ esetén pedig már milli Volton is vezet. A görbék alakja kvalitatíve nem változott, itt is valamilyen transzport jelenség áll a vezetés hátterében azonban a nyomás hatására a tiltott sáv nagysága jelentősen lecsökkent.



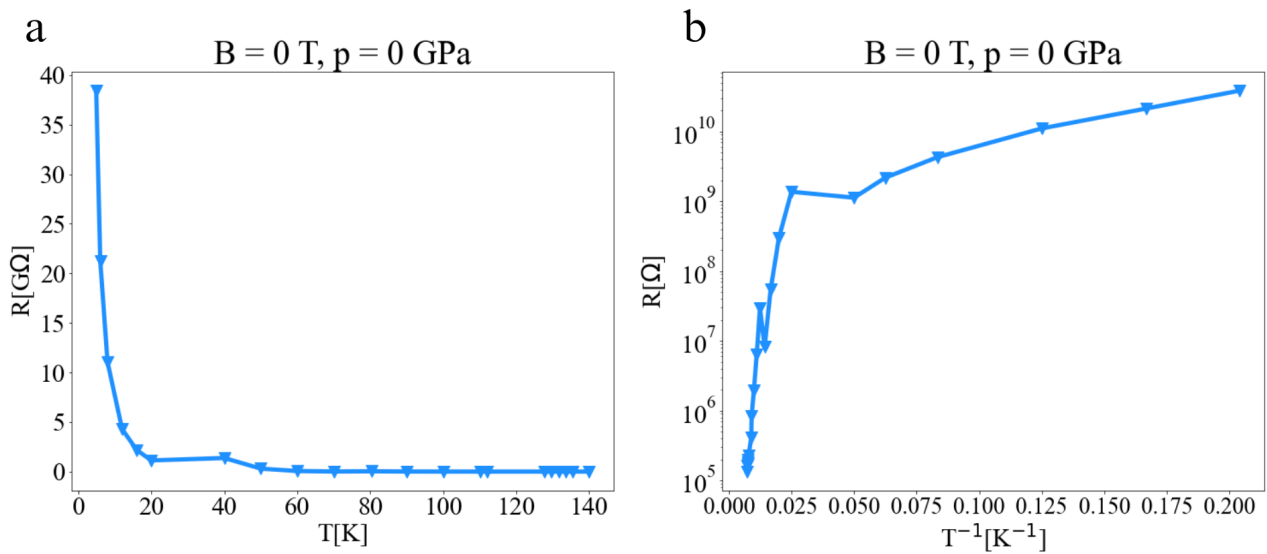
9.   bra. a) a minta optikai mikroszkóppal k  sz  tt f  t  ja, b) a mért minta keresztmetszeti rajza, c) a mért áramerősség a fesz  lt  s  g függvényében, $B_c = 0\text{ T}$   s $B_c = -6\text{ T}$, d) a mért áramerősség a fesz  lt  s  g függvényében, $B_c = 0\text{ T}$, e) a mért áramerősség a fesz  lt  s  g függvényében $p = 0, 1, 2\text{ GPa}$ nyomáson

4.1.1. Az ellenállás hőmérsékletfüggése

Az ellenállás hőmérsékletfüggése is lényeges információkat árul el a lejátszódó elektrontranszport folyamatokról. Különböző hőmérséklet tartományokon különböző transzportfolyamatok mennek végbe. A 10.a ábrán a kis U fesz  lt  s  ghez (lineáris tartományhoz) tartozó ellenállást láthatjuk a hőmérséklet függvényében $B = 0\text{ T}$ esetben. Az $R(T)$ görbéket vizsgálva jól látszódik, hogy a hőmérséklet növelésével cs  kks  n a minta ellenállása, mindez összhangban van a korábban

látott $I(U)$ görbék különböző hőmérsékleten mért alakjával (9.d ábra). Megfigyelhető, hogy a hőmérséklet növelésével egyre lassabban csökken az ellenállás. Fontos megjegyezni, hogy habár az ábrán úgy tűnhet, hogy az ellenállás a nullához tart, a legkisebb ellenállásérték $T = 150\text{ K}$ esetben is véges ($113\text{ k}\Omega$).

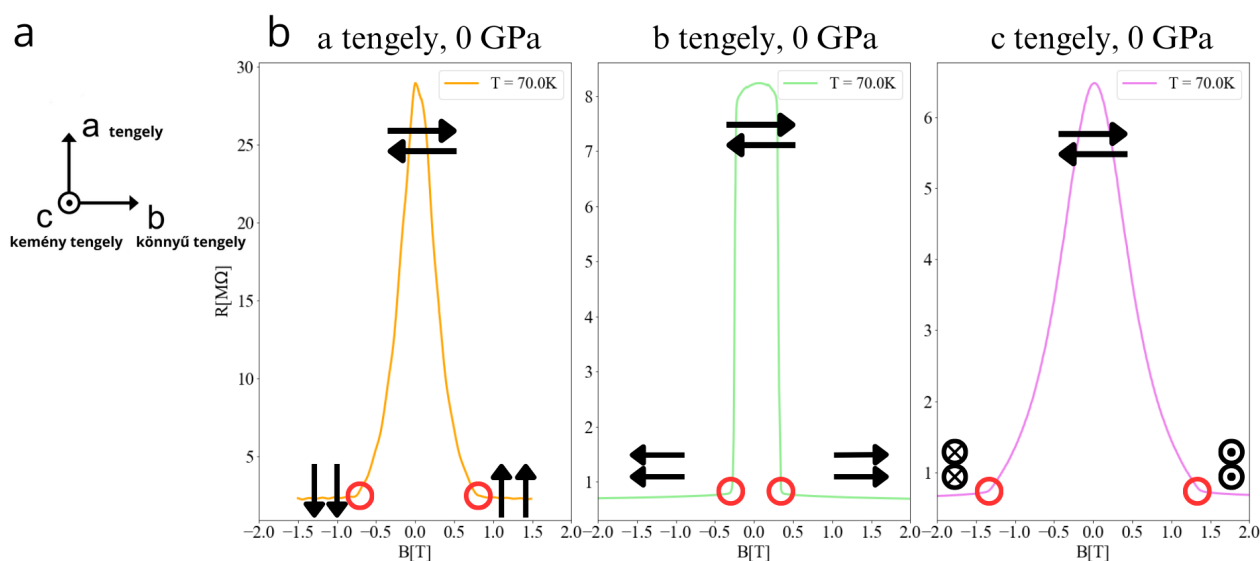
Ahhoz, hogy a különböző hőmérséklet tartományokon lejátszódó transzportfolyamatokat jobban láthatóvá tegyük, az ábrázoltuk az ellenállás logaritmusának inverz hőmérsékletfüggését is (10.b ábra). Jó látszódik, hogy magas hőmérsékletek esetében ($T = 50 - 150\text{ K}$, az ábrán a $(0.006, 002)\text{ K}^{-1}$ tartomány) egy meredek egyenes mentén helyezkednek el a pontok. Csökkentve a hőmérsékletet egy parabola mentén helyezkednek el a pontok. A szakaszok eltérő jellege arra utal, hogy a két hőmérséklet tartományban eltérő elektrontranszport folyamat játszódik le. A magasabb hőmérsékleti adatok ($\log(R)$ lineáris $1/T$ -vel) megfelelnek egy félvezető viselkedésének, ám alacsony hőmérsékleten VRH dominál: ezek analízise meghaladja a dolgozat kereteit.



10. ábra. a) az ellenállás a hőmérséklet függvényében, b) az ellenállás T^{-1} függése logaritmikus skálán

4.2. Az ellenállás a mágneses tér függvényében

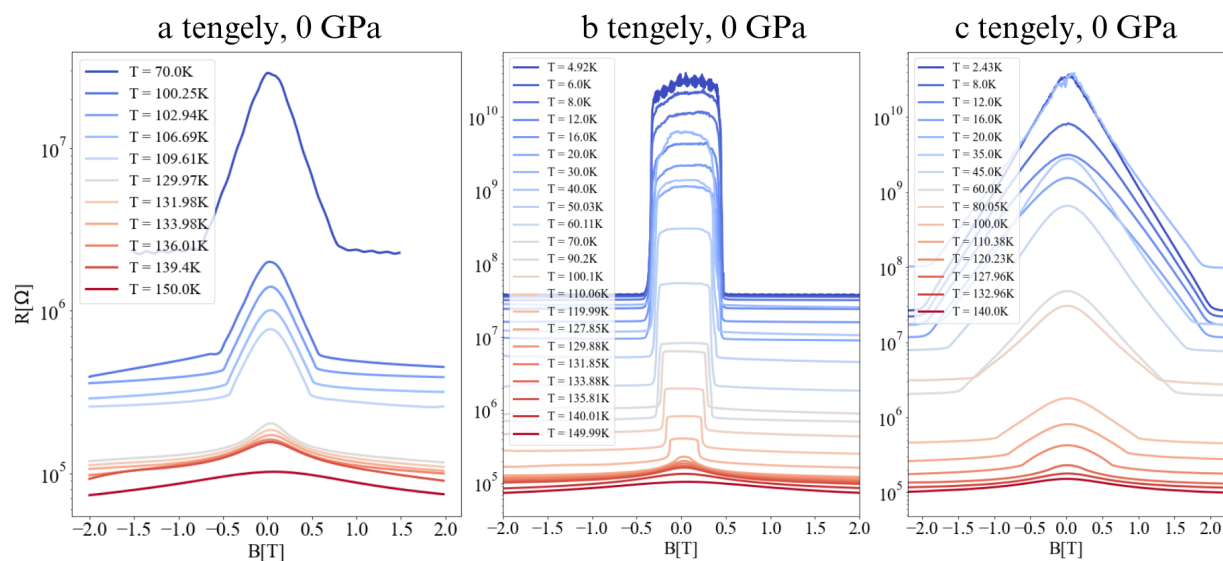
A mágneses rend feltérképezéséhez a mérések során megvizsgáltuk az ellenállás mágnesestér-függését olyan rögzített feszültségértékek mellett, hogy az $I(U)$ görbén még a lineáris tartományon maradjunk. A méréseket $p = 0\text{ GPa}$ nyomáson mind a három kristálytani irány mentén elvégeztük (a , b és c tengely, 11.a panel). A 11. ábra b) panelje a $T = 70\text{ K}$ hőmérsékleten végzett méréseket ábrázolja, melyek bemutatják a minta jellemző viselkedését.



11.   bra. Ellenállás a mágneses tér függvényében a három kristálytani   r  nyban, $p = 0$ GPa nyomáson és 70 K hőmérsékleten

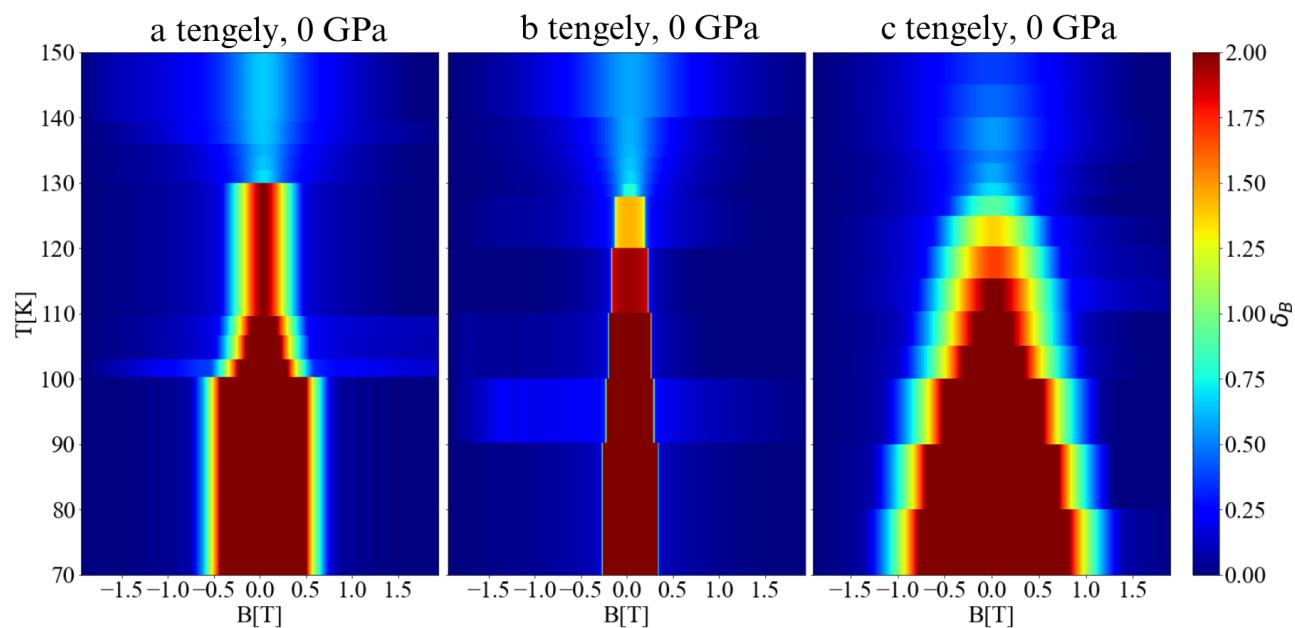
12.   br  n az ellenállásokat logaritmikusk  l  n ábrázolva mindhárom tengely menti mérés esetében megfigyelhető, hogy egy kritikus mágneses tér ($|B| < B_C$) alatt az ellenállás rohamosan megnő, B_C definíciójának alapjául azt a pontot határoztuk meg, ahol a görbe t  r  st szenved (A 11.   br  n a görbe pirossal bekarikázott pontja). Az ellenállás nagys  g  nak kritikus t  r felett   csökkenése a GMR jelenségével magy  razhat  ¹. Ezen a hőmérsékleten ugyanis a CrSBr antiferromágneses: nulla vagy kis B térben minden második réteg várhatóan közel ugyanolyan   r  nyban mágnesezett. Ennek megfelelően két alr  csot definiálhatunk, melyek mágnesezettsége közel ellentétes   r  ny  , amihez láthatóan nagy ellenállás tartozik. Kellőképpen nagy tér esetén a mágneses momentumok mind beállnak a külső tér   r  ny  ba (párhuzamos tartomány), ennek hatására csökken, majd pedig telítődik az ellenállás értéke. A 11.b ábrán ennek megfelelően jel  lt  k a két alrács-mágnesezettség   r  ny  t. Attól függően, hogy a külső tér   r  nya hogy viszonyul a k  nny   (b) tengelyhez, a mágneses momentumok fokozatosan ($B_\perp: a, c$), vagy egy t  rf  ggetlen platót követő hirtelen ugrással ($B||b$) fordulnak   t,   gy eltérő g  rbealakokat figyelhetünk meg. A görbéken jól látszik, hogy az egyes tengelyek mentén eltérő a kritikus t  r nagysága. A B_C kritikus t  r a k  nny   b tengely mentén a legkisebb, ezt követi az a tengely, majd a c tengely mentén a legnagyobb, ami arra utal, hogy a c tengely az energetikailag legkevésbé kedvező   r  ny. A momentumok viselkedése az anizotropi  khoz kapcsolódik, részletes magy  razata a következő

¹A megfigyelt effektus CrSBr-ben valójában sem a spin-polarizált sávok   llapots  r  s  g  vel (GMR), sem spinfüggő alagutazással (tunnel magnetoresistance, TMR) nem magy  razhat   pontosan. Alacsony hőmérsékleten ugyanis változó hatótávolságú ugr  l  s (variable range hopping) történik [29], ami bonyolultabb leírást kíván meg. Azonban a mágneses ellenállás mérése révén ugyan  gy követhető a mágneses rend változása,   gy az egyszerűség kedv  ert GMR-ként hivatkozunk r  .



12. ábra. Mért ellenállás a mágneses tér függvényében, logaritmikus skálán ábrázolva, $p = 0$ GPa

fejezetben olvasható (5. fejezet). A kritikus tér nagysága nem csak a tér irányától függ, hanem a hőmérséklettől is, ahogy az a 12. ábrán is látszik. Jól látszik az anyag félvezető jellege, a hőmérsékletet csökkentve nő a minta ellenállása. Továbbá jól kivehető, hogy a hőmérsékletet csökkentve az ellenálláscsúcsok félértékszélessége növekszik.



13. ábra. Normált ellenállás a mágneses tér és hőmérséklet függvényében, $p = 0$ GPa

Az egyes görbéket a 2.4. egyenlet alapján normáltuk. Az egyes hőmérsékletrehoz tartozó normált görbékéből készített 2D térkép a 13. ábrán látható. A 2D térképek esetében is jól megfigyelhető a

rendszer anizotrop  ja, a b tengely mentén felvett görbék szélessége jóval kisebb, mint az a és c tengely esetében. M  g 70 K esetén a b tengelynél a kritikus t  r alig haladja meg a 0.2 T értéket, addig a c tengely mentén ez közel 1 T . Szembetűnő továbbá, hogy a hőmérsékletet növelve mind a három tengely mentén a szélesség fokozatosan cs  kksen, mígnem egy bizonyos hőmérséklet felett elt  nik az éles csúcs, és a normált mágneses ellenállás drasztikusan lecs  kksen. Ezen a Néel-hőmérsékleten az anyagban antiferrom  gnes-param  gnes fázisátalakulás megy végbe. A Néel-hőmérsékletet részletesebben 4.3.3. alfejezetben tárgyaljunk.

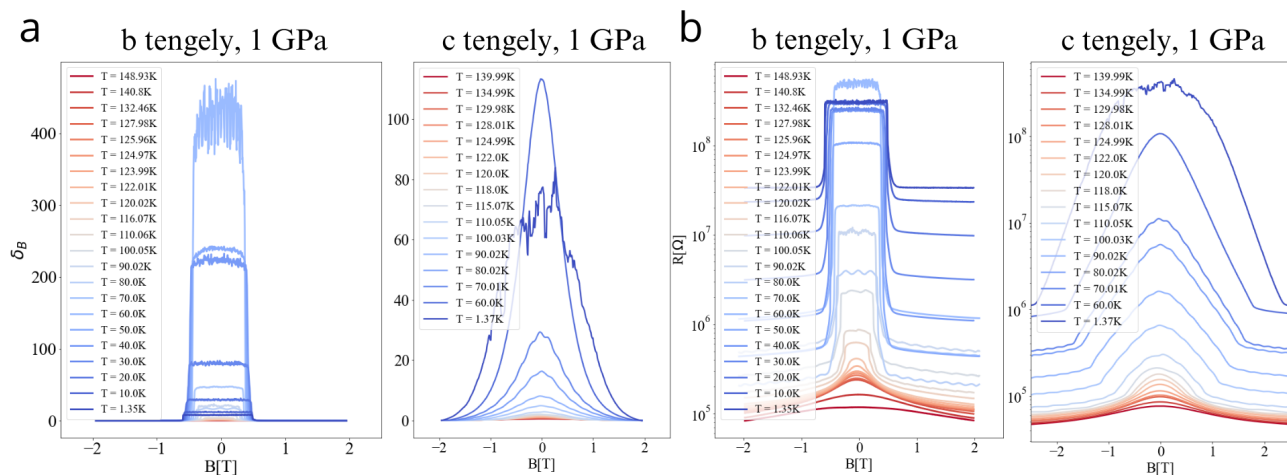
4.3. Az ellenállás mágnesestér-függése nyomáson

A mágneses rend nyomásfüggésének feltérképezéséhez a méréseket elv  gezt  k nagy nyomáson is. Ehhez a 3. fejezetben ismertett mintatartót alkalmaztuk. A minta tartót hidraulikus pr  sbe helyezve 70 és 140 bar nyomást fejtettünk ki, amely a mintára a 8.a ábra 10, 9, 8-as elemei és a közvetítő folyadék (6) révén 1 illetve 2 GPa nyomást gyakorol. Miután a mintát megnyomtuk, egy csavarral (8.a ábra 11) lezártuk a dugattyút (8.a ábra: 8,9), ezzel biztosítva, hogy a pr  sb  l kivéve is az adott nyomáson maradjon a minta. A nyomás alkalmazása után ismét elv  gezt  k azokat a méréseket, melyeket a nyomás nélküli esetben végeztünk és az előző alfejezetekben részleteiben t  rgyalt  nk.

4.3.1. 1 GPa nyomáson

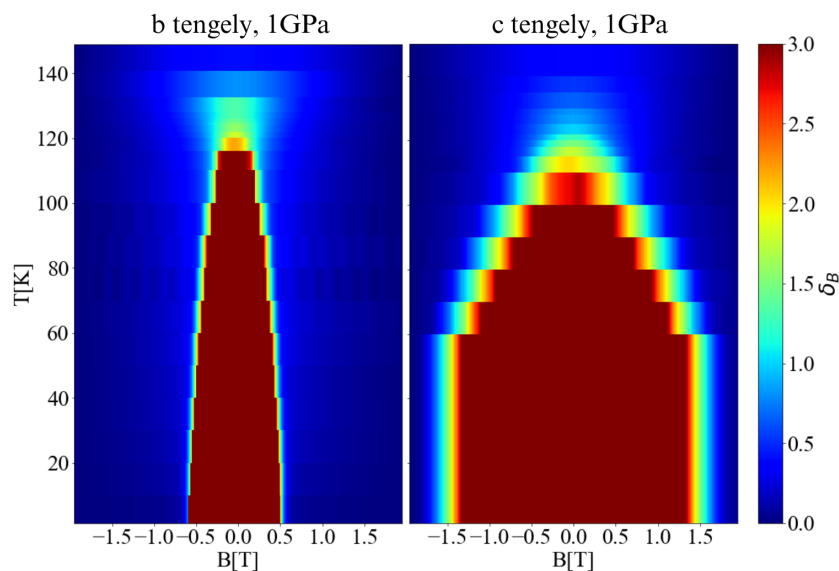
Az 1 GPa nyomáson végzett mérések esetében 2 kristálytani tengely mentén tudt  nk adatokat felvenni, melyek a b (k  nny  )   s a c (kemény) tengelyek. Az a irányú t  rrel végzett méréseket megakadályozta a sz  lkik  t  s eltérése. Hasonlóan a nyomás nélküli mérésekhez, itt is széles hőmérséklet és mágnesestér-tartományon v  gezt  k a méréseket. A mintákra állandó feszültséget kapcsolva folytonosan változtattuk a mágneses teret. A feszültség nagyságát   gy választottuk, hogy m  g a lineáris $I(U)$ tartományban maradjunk.

A mágneses ellenállás mérések k  t különböző irányban a 14.b ábrán logaritmikus tengelyen t  l  lhat  k. A nyomás nélküli mérésekhez hasonlóan itt is megfigyelhető, hogy a b és a c tengely mentén alapvetően más alakú görbéket kapunk t  h  t továbbra is nagy fokú anizotrop  a van jelen. A 14.a ábrán jól látszódik, hogy a b irányú t  rn  l, körülbelül 100 K alatti tartományban a görbék bizonyos $|B|$ alatt tet  znak, az ellenállás itt közel t  rf  ggetlen. A két mágneses rendeződés között nem folytonos az átmenet, ugr  s történik. Ezzel szemben a c tengely mentén az átmenet folytonos a két mágneses rend között. Jól látszik a CrSBr minta félvezető jellege



14. ábra. $p = 1$ GPa nyomáson: a) a normált ellenállás a mágneses tér függvényében, b) az ellenállás a mágneses tér függvényében logaritmikus skálán ábrázolva

is: a hőmérsékletet csökkentve megnő a minta ellenállása. Az egyes hőmérsékleten mért, majd normált görbékből készített 2D térkép a 15. ábrán látható.



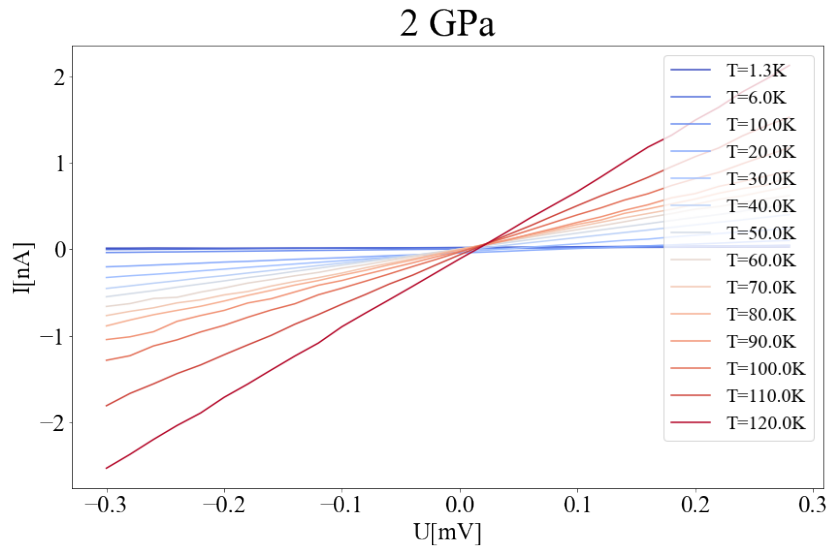
15. ábra. Normált ellenállás a mágneses tér és hőmérséklet függvényében, $p = 1$ GPa

A $p = 1$ GPa nyomáson felvett 2D mágnesesellenállás-görbék kvalitatíve hasonlóak a nyomás nélküli görbékhez. Az egyik lényegi eltérés az éles ellenálláscsúcs eltűnésének hőmérséklet függésében található. Jól látszik, hogy ezen a nyomáson a mágneses a fázisátalakulás alacsonyabb hőmérsékleten végbemegy, mint a nyomás nélküli esetben. Továbbá a 0 terű ellenállás alacsony hőmérsékleten közel két nagyságrenddel kisebb, mint 0 nyomáson.

Mivel $p = 1$ GPa nyomáson a görbék alakja kvalitatíve nem változott, a szálkikötés megjavítása után a méréseket $p = 2$ GPa nyomáson folytattuk.

4.3.2. 2 GPa nyomáson

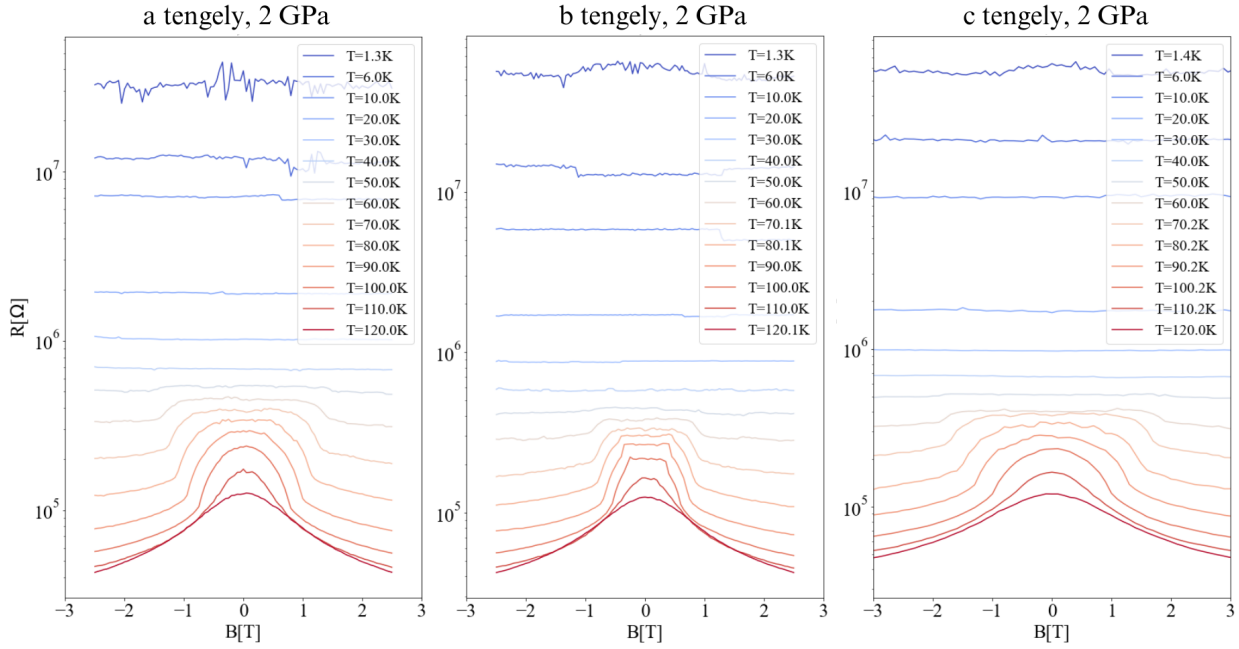
A 2 GPa nyomáson is részletesen felt  rk  pez  t  k a minta mágnesestér és hőmérsékletfüggését a három kristálytani tengely mentén. A 4.1. fejezetben bemutatott transzport mérésekből kiderült, hogy ekkora nyomáson a minta alacsony hőmérsékleti ellenállása 0 térben tovább cs  kks, és a korábbi mérésekben (0, 1 GPa) alkalmazott feszültségekkel (0.1 V - 3 V) végzett mérésekkel k  t probléma is adódott. Egyr  sz  t az $I(U)$ görbék lineáris tartománya a korábbihoz képest nagyságrendekkel   sszes  z  k  lt. M  sr  sz  t a mintán a korábban megszokott feszültségek hatás  r   folyó nagy áram felmeleg  thette a mintát,   gy az alacsony hőmérsékletű mérések esetében a minta valós hőmérséklete magasabb volt a m  rt  n  l: a görbe alakok alapján látni, hogy a mért hőmérséklet nem egyezhet a minta tényleges hőmérsékletével.



16.   bra. A lineáris tartományban mért áramerősség a feszültség függvényében, $p = 2$ GPa

A fenti problémák orvoslása végett több hőmérsékleten 2D méréseket végeztünk. 2D mérés során folyamatosan változtattuk a feszültséget és a mágneses teret, miközben m  rt  k az áramerősséget, figyelve, hogy k  zben ne f  ts  k t  l a mintát. Minden t  rn  l az $I(U)$ görbe $U = 0$ V-hoz közeli, jellemzően néhány mV szélességű lineáris tartományára egyenest illesztettünk,   gy határoztuk meg egy adott h  m  rs  kletehez és térhez rendelt ellenállást.

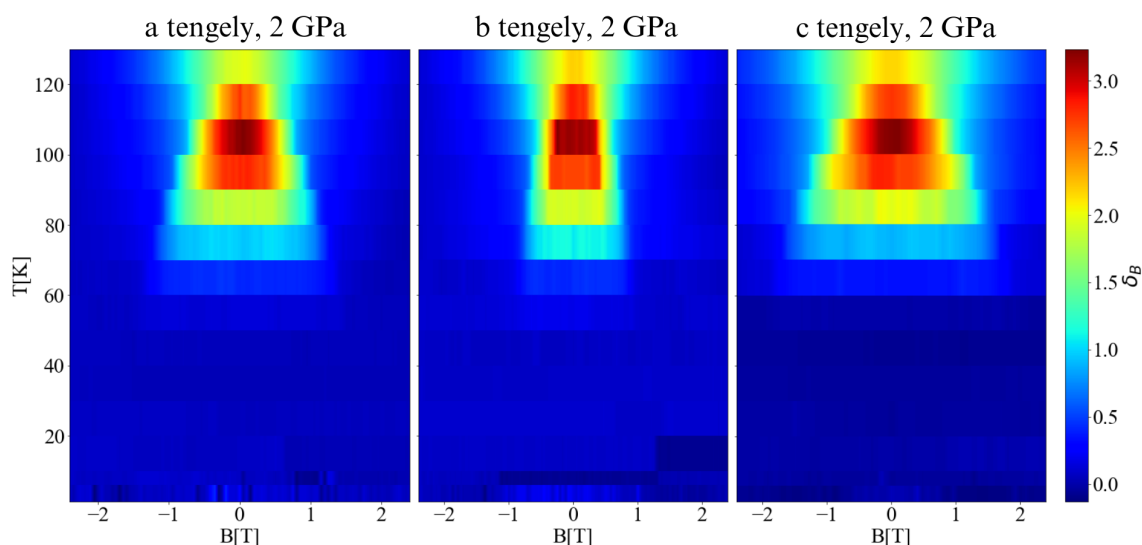
A mért ellenállásgörbék logaritmik  s skálán a 17.   br  n láthatók. 2 GPa nyomáson is teljesül, hogy a hőmérsékletet csökkentve a minta ellenállása n  , összhangban az alacsonyabb nyomáson megfigyelttekkel. A görbéket tanulmányozva azonban szembetűnik k  t eltérés az eddigi eredményekhez képest. Az egyik a már említett ellenállás-cs  kks  s 0 t  rn  l, alacsony hőmérsékleten.



17. ábra. Mért ellenállás a mágneses tér függvényében, logaritmikus skálán ábrázolva, $p = 2$ GPa

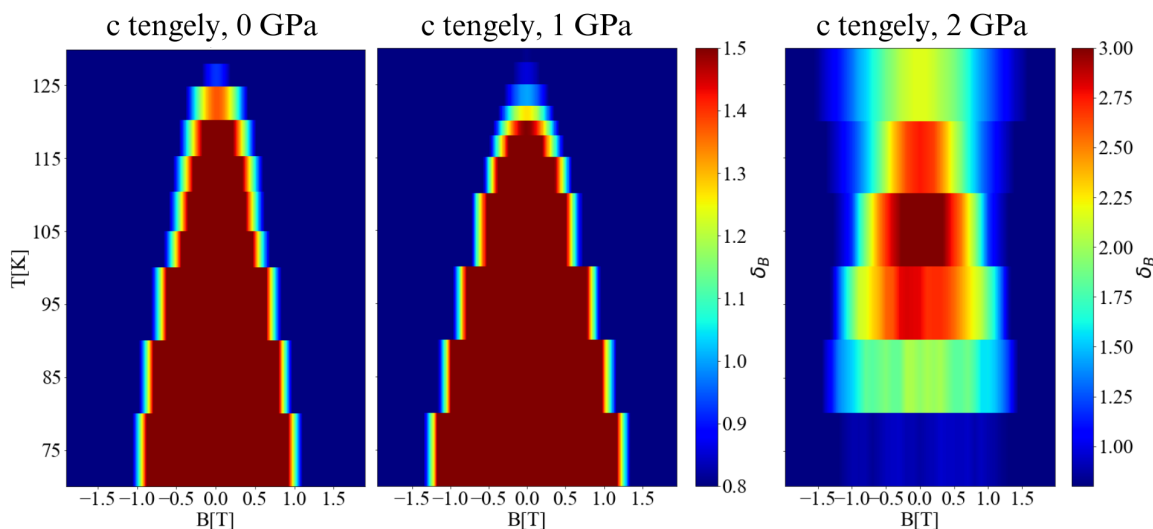
A másik lényegi eltérés a görbék alakjában figyelhető meg. A 17. ábrát tanulmányozva jól látszik, hogy $T = 40$ K alatt mindhárom kristálytani tengely mentén a megszűnik az ellenállásnak a mágnesestér-függése, nem látjuk a GMR jelenségét. A térfüggés megszűnése azt sugallja, hogy az anyag alacsony hőmérsékleten ferromágneses állapotban van, hiszen ebben az esetben rétegek minden külső mágneses tér esetén azonosan állnak be, csak az irányuk változik. Egy másik lehetőség, hogy olyan vezetési folyamat dominál, ami érzéketlen az alrácsok eltérő mágnesezettségére. Az a és a c tengely esetében a görbék alakja hasonló a korábban mértékéhez, ám a tetejük laposabb. Arra lehet következtetni, hogy a spinek lassabban fordulnak ki a $B = 0$ T-hoz közeli antiferromágneses állapotból. A b tengely mentén végzett mérések esetében a görbék kevésbé éles ugrással tetőznek, mint az alacsonyabb nyomáson.

A 18. ábrán látható a normált ellenállás δ_B . Az előbbiekkal összhangban jól látható mindhárom tengely mentén, hogy alacsony hőmérsékleten nincs ellenállás csúcs, sőt a normált ellenállás (δ_B) 50 K fölött is alig nagyobb 3-nál. A maximális normált ellenállás értéke közelítőleg 100 K-en található. Az ellenálláscsúcsok szélessége a c tengely mentén a legnagyobb, ezt követi az a tengely, végül pedig a b tengely mentén látjuk a legkeskenyebb csúcsokat. A korábbi mérésekkel összhangban az éles ellenálláscsúcsok eltűnnek egy bizonyos hőmérséklet felett, a normált GMR jel csökkenni kezd. A $p = 2$ GPa esetén ez a hőmérséklet 110 K körül található.



18.   bra. Normált ellenállás a mágneses tér és hőmérséklet függvényében, $p = 2$ GPa

4.3.3. A Néel hőmérséklet meghatározása

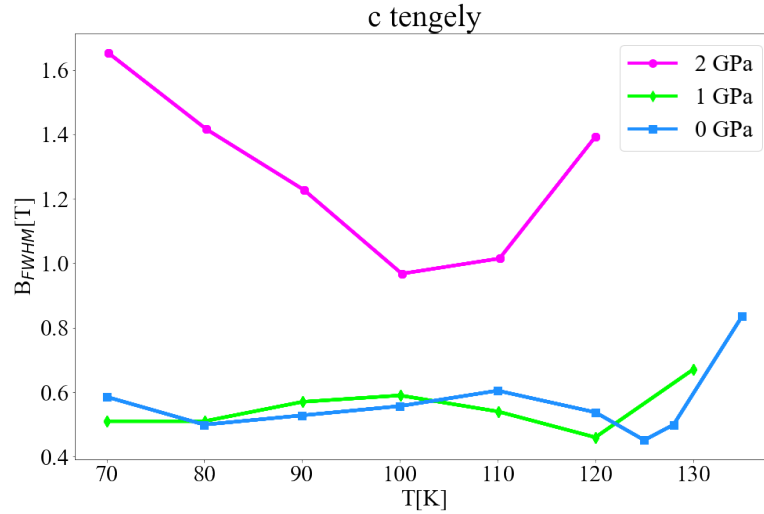


19.   bra. Normált ellenállás a mágneses tér és hőmérséklet függvényében a c tengely mentén, a három nyomáson

A felvett hőmérséklet és mágnesestér-t  r  kekb  l meghatározható az anyag Néel hőmérséklete (T_N). A 2D t  r  pek esetében korábban már eml  tett  k, de a 19.   br  n ismét bemutatjuk, hogy bizonyos hőmérséklet fölött nem látni éles ellen  ll  scs  csot. Az ábrán az is jól látszik, hogy a három vizsgált nyomásértéken ($p = 0, 1, 2$ GPa) más ez a hőmérséklet. Az éles ellen  ll  scs  cs hiánya a GMR jelenségének megszűnését jelzi, melyből az antiferromágneses fázis megszűnése következik.

A Néel hőmérséklet fölött az anyag param  gnesk  nt viselkedik,   gy a T_N feletti görbéken nem

található törés. A Néel hőmérséklet meghatározásához az ellenállás csúcsok f  l  rt  ks  z  less  g  t (Full width at half maximum, FWHM) vizsgáltuk. A mágneses tér függvényében felvett ellenállásgörbék f  l  rt  ks  z  less  ge a Néel hőmérsékleten minimális [26].



20.   bra. A Néel hőmérséklet meghatározása a görbék f  l  rt  ks  z  less  g  b  l a három nyomásértéken

A 20.   br  n a görbék FWHM-t ábrázoltuk a c tengely mentén a hőmérséklet függvényében $T = 70 - 130 \text{ K}$ közötti tartományon. A c tengely mentén a Néel hőmérsékleten globális minimuma van a FWHM-nek. $p = 0, 1 \text{ GPa}$ nyomáson alacsony hőmérsékleten ugyancsak cs  kksen a f  l  rt  ks  z  less  g, lokális minimum jelenik meg. Ez $p = 2 \text{ GPa}$ nyomáson azonban nincs jelen (ugyanakkor meg kell jegyezni, hogy $T = 50 \text{ K}$ alatt nem figyelhető meg ellen  ll  sc  cs). Az ábráról leolvashatjuk a minimumot mind a három nyomásértéken, melyek a 1. táblázatban láthatóak. Mások által mért nyomás nélküli Néel hőmérséklethez viszonyítva mi alacsonyabb hőmérséklet értéket kapunk, amely a mérési hibán fel  l adódhat a minták egyéb paramétereinek eltéréséből, pl.: hogy tömbi(sokrétegű) vagy vékony mintán történt-e a mérés.

$p[\text{GPa}]$	0	1	2
$T_N[\text{K}]$	125	120	100
$T_N^{\text{Ref}}[\text{K}][26]$	132	-	-

1. táblázat. A meghatározott Néel hőmérsékletek a három nyomásértéken

5. Az eredmények elemzése

A mérések és kiértékelés során részletesen tanulmányoztuk az ellenállás mágnesestér-függését. Ez információval b  r az anyag belső mágneses rendjéről, mint ahogy a 2.4. fejezetben láttuk a GMR tárgyalásnál. A mágneses rend jellemzésére szigetelők, f  lszigetel  k (mint az általunk vizsgált CrSBr kristály is) esetében bevett módszer a korábban bevezetett Heisenberg modell alkalmazása. A kétdimenziós mágnesesség tárgyalásánál láttuk, hogy a hosszútávú rendezettség feltétele a rendszer erős anizotropi  ja. Mindez összhangban van azzal, amit a 11.   br  n látott $R(B)$ görbék esetében megfigyelhetünk. Az irodalomban a k  vetke  z   Hamilton operátort vezett  k be a CrSBr mágneses viselkedésének leírására[23, 30]:

$$\hat{H} = \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j + \sum_i \left\{ -D(S_i^b)^2 + E[(S_i^c)^2 - (S_i^a)^2] - \sum_{\alpha=x,y,z} g_\alpha \mu_B B^\alpha S_i^\alpha \right\}, \quad (5.1)$$

ahol az $\vec{S}_i$ a kr  m ionok dimenziótlan mágneses momentuma az i . rácshelyen ($\vec{S}_i^2 = S(S+1)$, $S = 3/2$ a Cr^{3+} ionok impulzusmomentumának nagysága alapján), J_{ij} a csatolási állandó, D   s E az anizotropia paraméterek   gy, hogy a b a k  nny   tengely (x), a a középső tengely (y)   s c a nehéz tengely (z), $B = \mu_0 H$ a külső mágneses tér, $g = 1.88$ pedig az izotropnak tekintett g -faktor [31]. A fenti modell egyszerűsítése végett a k  vetke  z   egyszerűsítő feltételezéseket vezett  k be. Az egyes rétegeken belüli fluktuációk elhanyagolhatók, a rétegen belül FM csatolás dominál [32]. Minden második réteg ekvivalens,   gy összesen k  t alrács m  gnesezetts  g  vel leírható az egész rendszer. Az $\vec{S}_i$ momentumokat klasszikus vektorként kezelt  k, nem pedig operátorként. Továbbá feltett  k, hogy a hőmérséklet elég alacsony, hogy az $\vec{S}_i$ vektorok hossza konstansnak tekinthető legyen² és feltesszük, hogy a minta páros számú rétegből áll. Az utóbbi feltételezés reális, hiszen a minta nagy (~ 83 nm-es) vastagsága révén egy p  ros  talan réteg hatása elhanyagolható. A modellben szereplő csatolási és anizotropia paraméterekre igaz, hogy a rétegek közti csatolás $J_\perp > 0$, továbbá $D \geq E > 0$. Egy adott alrács $\vec{S}_{i=1,2}$, momentumának jellemzése 2 paraméterrel, gömbi polárkoordinátákban történik, ahol θ_i a z (c) tengellyel, m  g

²Ez a valóságban nem teljesül,   gy pontosabb leíráshoz részletes átlagtér-számolásra lenne szükség.

φ_i az x (b) tengellyel bezárt szög:

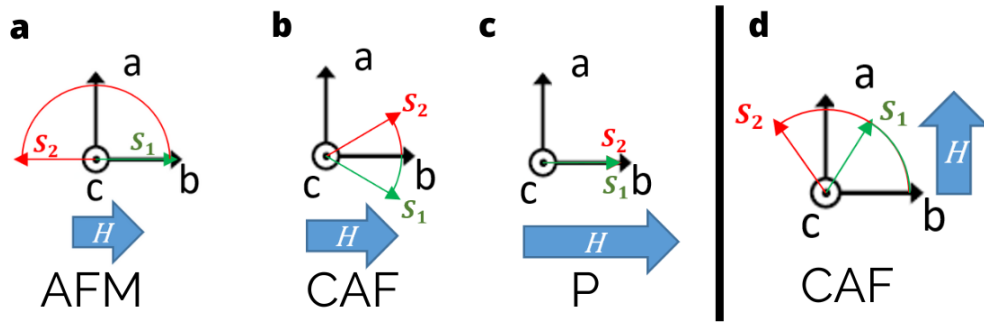
$$\vec{S}_i = \frac{3}{2} \cdot \begin{pmatrix} \sin(\theta_i) \cos(\varphi_i) \\ \sin(\theta_i) \sin(\varphi_i) \\ \cos(\theta_i) \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

Esetünkben az 5.1. egyenlet a következő alakot ölti (a klasszikus mennyiségekkel fel  rt $\hat{H}$ -ra bevezetjük az f (  ssenergia) jelölést) [33]:

$$\begin{aligned} f(\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2) = & 4J_\perp \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 - D[(S_1^b)^2 + (S_2^b)^2] + E[(S_1^c)^2 + (S_2^c)^2] \\ & - E[(S_1^a)^2 + (S_2^a)^2] - g\mu_B \vec{B}(\vec{S}_1 + \vec{S}_2). \end{aligned} \quad (5.3)$$

Ezután analitikus módszerekkel meghatároztuk, milyen szögek esetén van lokális minimuma az egyszerűsített, k  t alr  csos f Hamilton-függvénynek. $D \geq E > 0$ révén a c a kemény tengely,   gy az a vagy b irányú tereknél a c tengellyel bezárt θ minden esetben $\theta_{1,2} = \pi/2$ -nek adódott. Ebben az $a - b$ síkban külső mágneses tér függvényében négy, egymástól alapvetően különböző állapot figyelhető meg. A b irányú t  r esetén megjel  n   a három mágneses rendet a 21.   bra a), b), c) paneljei szemléltetik. Kis külső, b irányú mágneses tér esetén egy antiferromágneses fázis figyelhető meg, azaz a két alrács mágnesezettsége ellentétes irányú, ebben az esetben a $b(x)$ tengelytől mért φ szögek értelemszerűen $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \pi$ vagy fordítva. Nagyobb mágneses t  r  rt  kek esetén létezik egy döntött antiferromágneses fázis is, melyet canted AFM (CAF) f  zisknak nevezünk. Ilyenkor a szögek állása $\varphi_1 = -\varphi_2$ lesz amit a $\cos(\varphi) = g\mu_B B / 2S(4J_\perp - D + E)$   r le. Végezetül nagy külső mágneses tér esetén az egyes rétegek mágnesezettségei azonos irányba fognak beállni, ezt párhuzamos f  zisknak (parallel, P) nevezünk. Abban az esetben, ha a külső mágneses teret az a vagy c tengely mentén változtatjuk, hasonló mágneses rendeket kapunk azzal a különbséggel, hogy mind a CAF (21.   bra d) panel), mind a párhuzamos fázis esetén most átlagosan az a vagy c tengely irányába állnak be a mágneses momentumok. A számítások során megkerest  k az f függvény minimumait a θ_i és φ_i változók függvényében. A modell azonban tartalmaz további 3 paramétert ($J_\perp$, D   s E), melyek nem vehetnek fel tetszőleges értéket, az anyagra jellemző állandók, amelyeket a kísérletből tudunk meghat  rozn  i. Elv  gezt  k³ a számításokat különböző anyagi paraméterek esetén is, mely a 22.   br  n látható fázisdiagramot adja. Az ábra b) panelje ábrázolja a b tengellyel párhuzamos külső mágneses tér esetén megfigyelhető állapotokat (az energiakifejezés globális minimuma szerint sz  inezve). Az ábra x

³a sz  m  l  sok jelent  s része Tóvári Endre munkája



21.   bra. A modell   tal jósolt 3 eltérő mágneses rendek, növekvő b és a   r  ny   külső mágneses tér esetén

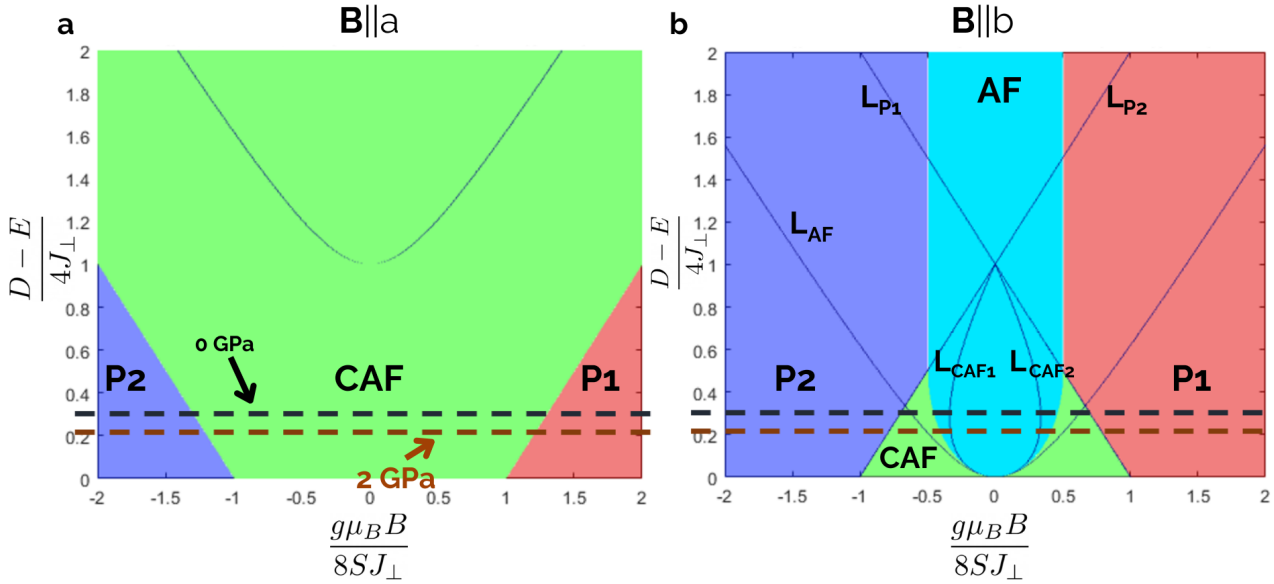
tengelye mentén a külső mágneses tér , az y tengely mentén pedig az anizotropia paraméterek nagysága változik. A sötétkék és piros színű régió a párhuzamos rendet (P2,P1) jelöli értelem-szerűen az adott tengely mentén alkalmazott t  r   r  ny  ban. Az ábra zöld tartománya a CAF állapotot jelöli. A korábban tárgyaltakkal összhangban a tisztán antiferromágneses rend (AFM) pusztán a b tengely   r  ny  ban jelenik meg, amely a 22.b ábra világoskék tartományában lesz globális minimum. Az ábrán szereplő görbék az egyes stabilitási régiók hat  ra  it jelölik, azaz milyen körülmények között léteznek, mint lokális energiaminimum. A $+b$   r  ny   párhuzamos fázis (P1) az L_{P1} vonaltól jobbra, m  g a $-b$ -vel párhuzamos (P2) L_{P2} -t  l balra stabil. Az AF fázis L_{AF} fölött stabil, m  g a CAF csak L_{CAF1}   s L_{P1} , illetve L_{CAF2}   s L_{P2} között. Egyszerre több stabil fázis (  tfed  sek) esetén termikus egyensúlyban idővel a legkisebb energiájú fázisba kerül a rendszer: ezt alátámasztja, hogy a mérésekben nem láttunk hiszteretikus viselkedést a B t  r függvényében. Mindkét ábrán a fekete, vízszintes szaggatott vonal az irodalomban fellelhető [34] paraméter értékeket jel  li⁴

A kísérletek a v  rako  z  ssal szemben azt mutatják [23, 25, 26], hogy a b tengellyel párhuzamos külső mágneses tér esetén a CAF fázis nem jelenik meg, az AFM állapotból közvetlenül a párhuzamos állapotba kerül a rendszer. Az, hogy a modell nem   rja-e le helyesen a CrSBr tulajdons  gait⁵, vagy helyes a modell, és pusztán a fázisdiagram egy másik tartományában vagyunk, további kutatásokat igényel.

⁴A cikkben alkalmazott modell megegyezik az általunk alkalmazottal, azonban a paraméterek egy eltérő definícióját alkalmaz  zz  k. A cikkben alkalmazott paraméterek értékei és az általunk alkalmazott paraméterek viszonya a k  vetke  z  :

$$\begin{aligned} H_E &= 2J_{\perp} = 22.8 \mu eV \\ H_a &= D - E = 22.1 \mu eV \\ H_c &= D + E = 75 \mu eV \end{aligned}$$

⁵A problémát feloldhatja a véges hőmérséklet figyelembe vétele pl.   tlagt  relm  let keretében



22. ábra. A mágneses rendek az anyagi paraméterek és a külső mágneses tér függvényében, a fekete szaggatott vonal a 0 GPa-n meghatározott paramétereket jelöli: $y = 0.337$, a barna szaggatott vonal pedig a 2 GPa-n meghatározott paramétereket $y = 0.258$. a) a külső tér az a tengellyel párhuzamos (c tengely esetén azonos fázisokat kapunk, annyi különbséggel, hogy az y tengely $(D + E)/4SJ_{\perp}$). A térkép felső felén lévő görbe egy lehetséges párhuzamos fázis alsó stabilitási határát jelöli. b) a külső tér a b tengellyel párhuzamos.

5.1. A modell anyagi paramétereinek hőmérsékletfüggése

A mérések során $p = 0, 1, 2$ GPa nyomáson, széles hőmérséklet tartományban felvettük az egyes kristálytani tengelyek mentén az ellenállás mágneses tér függését. A kritikus mágneses tér meghatározására implementált kóddal (ami 8.1. függelékben olvasható) meghatároztuk a B_C értékét a Néel hőmérséklet alatt úgy, hogy az $R(B)$ görbék törését kerestük: ezt a P1,2 fázisok elérésének tulajdonítjuk. A modell alapján a kritikus terek abszolútértékei az alábbi módon függnek az anyagi paraméterektől:

$$g\mu_B B_c^a = 2S(4J_{\perp} + D - E) \quad (5.4)$$

$$g\mu_B B_c^b = \begin{cases} 2S(4J_{\perp} - D + E) & , (D - E)/4J < 0.5 \\ 4SJ_{\perp} & , (D - E)/4J \geq 0.5 \end{cases} \quad (5.5)$$

$$g\mu_B B_c^c = 2S(4J_{\perp} + D + E) \quad (5.6)$$

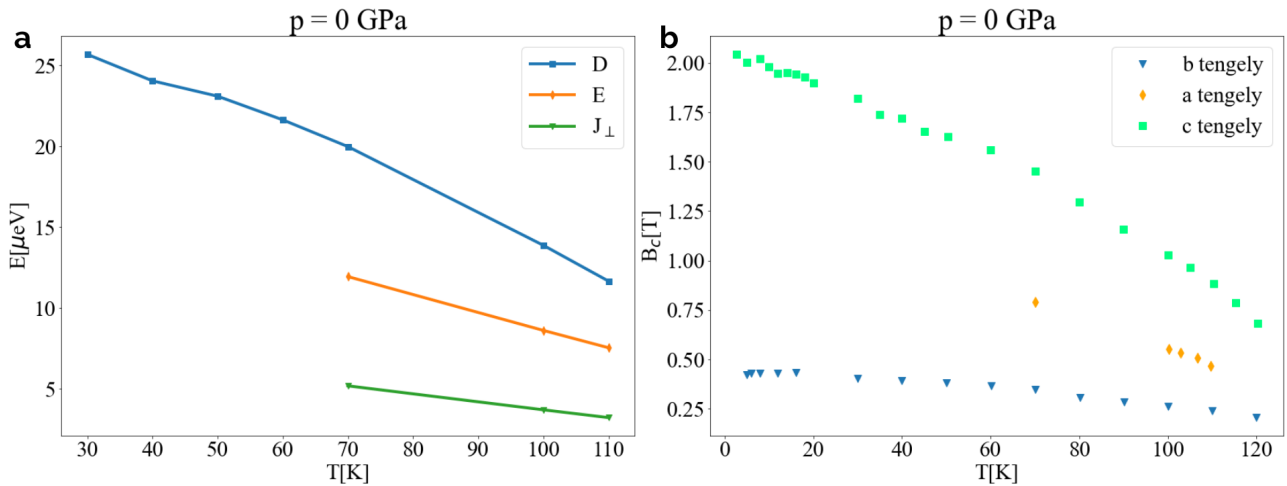
Ismerve a három B_c^{α} , $\alpha = a, b, c$ értékét (lásd 23.b ábra), könnyedén kifejezhetjük a három egyenletből az anyagi paramétereket egy adott hőmérsékleten. A 23.a ábrán a három paraméter látható a hőmérséklet függvényében a $p = 0$ GPa esetben. A $J_{\perp}$ -t ábrázoló zöld és az

E -t ábrázoló narancssárga görbe esetében az a tengely menti kevés mérési pont következtében pusztán 3 hőmérséklet értékre tudtuk a paramétereket meghatározni. Ezzel szemben a D paramétert szélesebb hőmérséklet tartományban vizsgálni tudtuk. A nyomás nélküli esetben jól látszik, hogy legkisebb értéke a $J_\perp$ csatolási állandónak van. Ezt követi az E és végezetül pedig a D anizotropia paraméterek, összegezve: $D > E > J_\perp$. A paraméterek monoton csökkennek a hőmérséklet függvényében. A különböző hőmérsékleten meghatározott anyagi paraméterekre

p [GPa]		$J_\perp$ [��eV]	E [��eV]	D [��eV]
0	Meghatározott	8.625 ± 0.002	19.060 ± 0.008	30.611 ± 0.07
	[34]-hivatkozás	11.432	26.539	48.709
	[33]-hivatkozás	5.980	17.872	34.090

2. táblázat. A modell paraméterei $T = 0$ K hőmérsékleten, $p = 0$ GPa nyomáson

egyenest illesztettünk és ebből megbecs  lt  k az értéküket $T = 0$ K hőmérsékleten, melyek a 2. táblázat első sorában olvashatók. A paraméterek hibáit az illesztések hibáiból számolták. A táblázatból jól látszik, hogy nagyságrendileg hasonló értékeket kapunk, mint ami az irodalomban olvasható. A $J_\perp$ paraméter esetében közel a két referencia   rt  k átlagát kapjuk, mind az E , mind a D paraméter esetében a [33]-hivatkozásban található értékhez vagyunk közelebb.



23.   bra. a) A modell paramétereinek hőmérsékletfüggése, b) a meghatározott kritikus t  r  rt  kek a három tengely mentén $p = 0$ GPa nyomáson

5.1.1. A nyomás alatt végzett mérések

A kiértékelés során a nyomáson végzett mérések esetében is meghatároztam a paramétereket, amelyek 3. táblázatban olvashatók. A $p = 1$ GPa nyomáson pusztán a D paramétert tudtuk

meghatározni, mivel az a tengely mentén nem végeztünk méréseket. Azt tapasztaljuk, hogy a nyomás hatására a D paraméter 0 K-re extrapolált értéke 8%-kal csökkent.

A $p = 2$ GPa nyomáson ismét mind a három tengely mentén végeztünk mérést,   gy meg tudtuk határozni az összes paramétert (alacsony hőmérsékleti extrapolációját). Most is igaz, amit a nyomás nélküli méréseknél figyeltünk meg, hogy a paraméterek értékei a k  vetke  z módon rendez  dn  k sorba: $D > E > J_\perp$. Az egyes paramétereket vizsgálva azt tapasztaljuk, hogy a $J_\perp$ 105%-kal, az E 19.9%-kal, és a D pedig 34.3%-kal nőtt meg. A paraméterekből számolt anizotropia 22.   br  n látható, a fekete szaggatott vonal jelöli a $p = 0$ GPa nyomáson számolt értéket, $y = 0.337$, a barna szaggatott vonal pedig a $p = 2$ GPa nyomáson számoltat, $y = 0.258$. Jól látható módon a nyomás növelésével cs  kks  n a rendszer anizotropi  ja. Ezeket figyelembe véve érdekes, hogy a D paraméter értéke $p = 1$ GPa nyomáson cs  kks  n. Az eltérés adódhat a paraméterek lineáristól kissé eltérő T függéséből.

$p[\text{GPa}]$	$J_\perp[\mu\text{eV}]$	$E[\mu\text{eV}]$	$D[\mu\text{eV}]$
0	8.625 ± 0.002	19.060 ± 0.008	30.611 ± 0.07
1	-	-	26.5 ± 2.5
2	17.76 ± 0.65	22.87 ± 0.69	41.1 ± 1.6

3. táblázat. A modell paraméterei $T = 0$ K hőmérsékleten a három nyomásértéken

Fontos megjegyezni, hogy egy két alr  csra egyszerűsített, klasszikus energiaf  ggv  nyen (5.3 egyenlet) alapuló modell keretein belül   rtelmezt  k a méréseket, amely elsősorban alacsony hőmérsékleten működik jól. A modell nem magy  razza a mágneses ellenállás 2 GPa-on, alacsony hőmérsékleten tapasztalt eltűnését, ám ezt nem csak a mágneses rend változása magy  razhatja, hanem a transzport folyamatok mágnesezettségre való kisebb érzékenysége is. A modell a 60 – 100 K között, az a, c tengely mentén felvett mágneses ellenállás görbék 2 GPa hatására történő ellaposod  s  ra sem ad választ (17 ábra). Ezt a viselkedést megmagy  razhatja új, lokális energiaminimumok kialakulása ezen irányokban, például negyedfokú anizotropia-tagok ($\sim -(S_i^{a,c})^4$ az 5.1 egyenletben) megjelenése révén. A paraméterek látszólagos T függése feltehetően az alacsony hőmérsékleti modell magas hőmérsékleti alkalmazásának az eredm  ny  , s a T függés valószínűleg az atomi mágneses momentumok T növekedésével együtt járó cs  kks  n  s  b  l adódik.

6.   sszefoglal  s

A kétdimenziós mágneses anyagok tanulmányozása fontos kilométerkő a mágnesesség alapja  nak megértése során. Az elmúlt években sikerült több mágneses anyag esetében elérni a 2D limitet,   gy lehetőség adódott a 2D mágnesesség aktív kísérleti és elméleti tanulmányozására. 2D mágnesek van der Waals heterostrukt  r  kba történő ágyazása új távlatokat nyit az elektronika és spintronika t  r  let  n, amely mindenekelőtt az információtárolás t  r  let  n jelent nagy potenciált.

A kutatómunkám során a CrSBr kristály vezetési és mágneses tulajdonságait tanulmányoztam. Részét vettem a mérésekben és azok kiértékelésében. Megvizsgáltam a minta vezetési tulajdonságait, az ellenállás külső mágneses t  rt  l váló függését a három kristálytani   r  ny mentén széles hőmérséklet tartományban. A mintában a Néel hőmérséklet alatt megjelenik a GMR-szerű effektus, mely a minta rétegeinek váltakozó m  gnesezetts  g  vel áll összefüggésben, ezzel nyújtva lehetőséget a minta mágneses fázisainak feltérképezésére az ellenállás vizsgálatán keresztül. A méréseket három nyomáson ($p = 0, 1, 2$ GPa) is elv  gezt  k. A nyomás drasztikus változást hozott transzportban. A minta tiltott sávja lecsökkent, a vezet  k  pes  s  g megnőtt. A mágneses méréseket is mindhárom nyomáson és tengely mentén elv  gezt  k. Magas hőmérsékleten a CrSBr-ben antiferromágneses rend uralkodik, amely mágneses tér hatására a b tengely mentén ugrással fordul ki, m  g a többi tengely mentén fokozatosan kiforog. Meghatároztam a B_C kritikus mágneses t  r  rt  keket, amelyekből kiszámoltam a mágneses modell anizotropia paramétereit. A paraméterek alapján a CAF fázis erősebb. Megfigyelt  k, hogy 2 GPa nyomáson, alacsony hőmérsékleten nem várt módon elt  nik a mágneses jel, amelynek lehetséges magy  r  zata egy ferromágneses fázis kialakulása, esetleg egy mágneses rendre kevésbé érzékeny transzport folyamat megjelenése.

Köszönetnyilvánítás

Köszönettel tartozom Makk Péternek és Csonka Szabolcsnak a témavezetésért, továbbá Tóvári Endrének és Márffy Albinnak a kutatás során nyújtott segítségért. A dolgozatom alapjául szolgáló kutatást a Kulturális és Innovációs Minisztérium és a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal támogatta a Kvantuminformatika Nemzeti Laboratórium keretében.

7. Szerzői Hozz  j  r  l  s

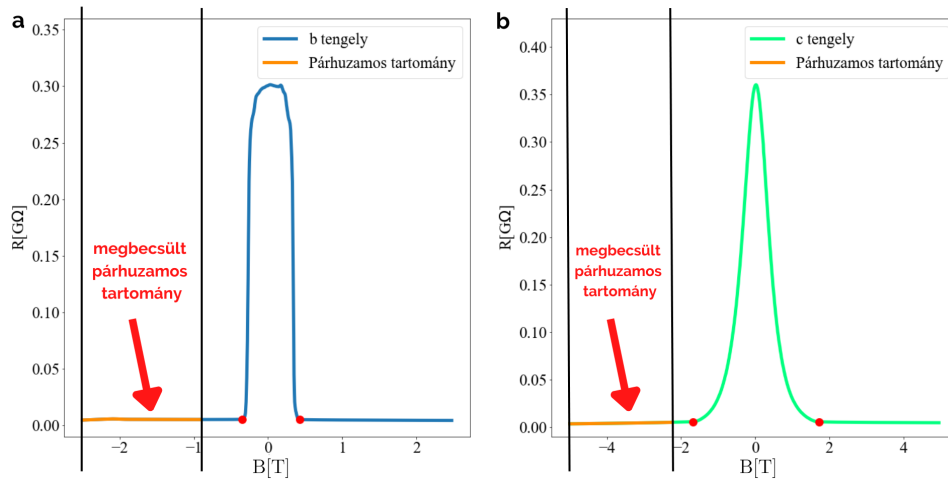
- A kutatás során a CrSBr mágneses tulajdonságainak vezetési jelenségeken keresztüli vizsgálata volt a feladatom.
-   n elsődlegesen a már korábban mért adatok kiértékelésében és elemzésében vettem rész
- A f   feladatot a kritikus mágneses t  r  rt  kek meghatározása jelentette. A görbék v  ltoztos alakja miatt (széles hőmérséklet, nyomás tartomány) nem volt triviális, hogyan lehet önkényesség nélkül meghatározni a paramétereket.
-   rtam egy algoritmust, mellyel tetszőleges görbe esetében precízen meg tudtam határozni az előbb említett kritikus mágneses t  r  rt  keket.
- Az anyagot légköri, 1 illetve 2 GPa nyomáson is tanulmányoztam. Vizsgáltam a vezetési illetve mágneses tulajdonságokat, meghatároztam a Ne  l hőmérsékletet a különböző nyomásokon.
- A meghatározott kritikus t  r  rt  kekkel kiszámoltam a vizsgált mágneses modell paramétereit és diszkut  ltam az eredményeket.

8. Függelék

8.1. A kritikus mágneses tér meghatározása

A mágneses modell paramétereinek meghatározásához meg kellett határoznunk a B_C kritikus t  r  rt  keket a három kristálytani tengely mentén, hogy ezt megtehess  k, kifejlesztettem egy algoritmust, amely megadja a B_C értéket tetszőleges térirány és $T < T_N$ esetén.

Amennyiben minden mérési görbe sima és kvalitatíve hasonló lenne, a feladat triviális lenne, egyszerűen meg kellene vizsgálni a derivált függvényt és megállapítani, mely pontban van szakadása. A gyakorlatban azonban mért pontokkal dolgozunk, amelyek egyrészét csak egy véges felbontását adják a vizsgált függvénynek, továbbá a görbék alakja erősen függ a hőmérséklettől és az alkalmazott t  r irányától, mindezek mellett mérési zaj is terheli a görbéket. A numerikus deriválás elvégzése után azt tapasztaljuk, hogy a deriváltfüggvény jelentősen zajosabb az eredeti adatsornál, továbbá az esetek jelent  s részében nem figyelhetünk meg rajta éles ugrást (mindez   rz  dik az 11.   br  n is, ahol az a és c tengely esetén nem olyan hirtelen a v  ltoz  s, mint a b tengelyen), melyből megállapíthatnánk a B_C értéket.



24.   bra. A meghatározott kritikus t  r és a megbecsült párhuzamos tartomány, $T = 50\text{ K}$, a) b tengely mentén, b) c tengely mentén

A módszer a következő módon foglalható össze. Numerikusan deriváljuk az adatsort, ezt követően egy, a várható kritikus t  rn  l nagyobb $|B| > B_C$ szakaszon, szakaszon, ahol már biztosan a B t  rrel párhuzamos a mágnesezettség. Erre a tartományra egyenest illesztünk, egyenest illesztünk, és kisz  m  ljuk a pontoknak az egyeneshez képest vett σ sz  r  s  t. A 24.   bra a b tengely (a) panel)   s a c tengely (b) panel) mentén ábrázolja a párhuzamos szakaszokat,

melyeken elv  gezt  k az illesztést.

A mérési görbe t  r  s  nek a meghatározásához lényegében a második derivált megfelelően nagy szakadását keress  k. Az első derivált egymástól négy pontra eső pontjainak különbségét hasonlítjuk össze a σ sz  r  s egy ε -szorosával:

$$|f'_{i+4} - f'_i| > \varepsilon \cdot \sigma, \quad (8.1)$$

ahol az f' a mért adatpontok numerikus deriváltja. A kritikus mágneses tér értékek indexei a kapott tömb első és utolsó elemei lesznek, az első a negatív t  r   rt  k, a második pozitív. Ezzel a négy pontos eltolással ki tudjuk küszöbölni a függvény pontonkénti ingadozását és lehetőségünk ny  lik a t  r  s helyének pontos meghatározására.

Az implementált kóddal meghatároztuk mindhárom nyomásértéken a különböző kristálytani tengelyek mentén a kritikus t  r  rt  kek hőmérsékletfüggését, melyek közül a 0 GPa-hoz tartozó értékek a 23.b ábrán láthatóak. Az ábrán megfigyelhető, hogy mind a három   r  nyban a hőmérséklet növelésével csökken a B_C nagysága. Minden   talunk vizsgált pontra igaz, hogy a kritikus t  r a b tengely mentén a legkisebb, ezt követi az a tengely, és a c tengely mentén pedig a legnagyobb.

Hivatkozások

- [1] M. Gibertini, M. Koperski, A. F. Morpurgo, and K. S. Novoselov. Magnetic 2D materials and heterostructures. *Nature Nanotechnology*, 14(5):408–419, May 2019.
- [2] Nitin Samarth. Magnetism in flatland. *Nature*, 546(7657):216–217, June 2017.
- [3] Yuan Liu, Nathan O. Weiss, Xidong Duan, Hung-Chieh Cheng, Yu Huang, and Xiangfeng Duan. Van der Waals heterostructures and devices. *Nature Reviews Materials*, 1(9), July 2016.
- [4] K. S. Novoselov, A. Mishchenko, A. Carvalho, and A. H. Castro Neto. 2D materials and van der Waals heterostructures. *Science*, 353(6298), July 2016.
- [5] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, and A. A. Firsov. Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films. *Science*, 306(5696):666–669, October 2004.
- [6] B  lint F  l  p, Albin Márffy, Endre Tóvári, M  t   Kedves, Simon Zihlmann, David Indolese, Zolt  n Kovács-Krausz, Kenji Watanabe, Takashi Taniguchi, Christian Sch  nenberger, Istv  n K  zsm  rki, Péter Makk, and Szabolcs Csonka. New method of transport measurements on van der Waals heterostructures under pressure. *Journal of Applied Physics*, 130(6):064303, August 2021.
- [7] Yuan Cao, Valla Fatemi, Shiang Fang, Kenji Watanabe, Takashi Taniguchi, Efthimios Kaxiras, and Pablo Jarillo-Herrero. Unconventional superconductivity in magic-angle graphene superlattices. *Nature*, 556(7699):43–50, March 2018.
- [8] Matthew Yankowitz, Jiamin Xue, Daniel Cormode, Javier D. Sanchez-Yamagishi, K. Watanabe, T. Taniguchi, Pablo Jarillo-Herrero, Philippe Jacquod, and Brian J. LeRoy. Emergence of superlattice dirac points in graphene on hexagonal boron nitride. *Nature Physics*, 8(5):382–386, March 2012.
- [9] Riccardo Frisenda, Efr  n Navarro-Moratalla, Patricia Gant, David Pérez De Lara, Pablo Jarillo-Herrero, Roman V. Gorbachev, and Andres Castellanos-Gomez. Recent progress in the assembly of nanodevices and van der waals heterostructures by deterministic placement of 2D materials. *Chemical Society Reviews*, 47(1):53–68, 2018.

-
- [10] W. Heisenberg. Zur Theorie des Ferromagnetismus. *Zeitschrift f  r Physik*, 49(9-10):619–636, September 1928.
- [11] J. S  lyom. *Fundamentals of the Physics of Solids*. Springer, New York, NY, 2009.
- [12] Eric Bousquet and Andr  s Cano. Non-collinear magnetism & amp; multiferroicity: the perovskite case. *Physical Sciences Reviews*, 8(4):479–508, February 2021.
- [13] L.J. de Jongh and A.R. Miedema. Experiments on simple magnetic model systems. *Advances in Physics*, 23(1):1–260, January 1974.
- [14] Cheng Gong, Lin Li, Zhenglu Li, Huiwen Ji, Alex Stern, Yang Xia, Ting Cao, Wei Bao, Chenzhe Wang, Yuan Wang, Z. Q. Qiu, R. J. Cava, Steven G. Louie, Jing Xia, and Xiang Zhang. Discovery of intrinsic ferromagnetism in two-dimensional van der Waals crystals. *Nature*, 546(7657):265–269, April 2017.
- [15] Bevin Huang, Genevieve Clark, Efr  n Navarro-Moratalla, Dahlia R. Klein, Ran Cheng, Kyle L. Seyler, Ding Zhong, Emma Schmidgall, Michael A. McGuire, David H. Cobden, Wang Yao, Di Xiao, Pablo Jarillo-Herrero, and Xiaodong Xu. Layer-dependent ferromagnetism in a van der Waals crystal down to the monolayer limit. *Nature*, 546(7657):270–273, June 2017.
- [16] Ernst Ising. Beitrag zur Theorie des Ferromagnetismus. *Zeitschrift f  r Physik*, 31(1):253–258, February 1925.
- [17] R. Peierls. On Ising's model of ferromagnetism. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 32(3):477–481, October 1936.
- [18] N. D. Mermin and H. Wagner. Absence of Ferromagnetism or Antiferromagnetism in One- or Two-Dimensional Isotropic Heisenberg Models. *Physical Review Letters*, 17(22):1133–1136, November 1966.
- [19] W. Thomson. On the Electro-Dynamic Qualities of Metals:–Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron. *Proceedings of the Royal Society of London*, 8:546–550, 1856.
- [20] Saeed Ullah. Optical control and detection of spin coherence in multilayer systems. *Unpublished*, 2017.

- [21] Kin Fai Mak, Jie Shan, and Daniel C. Ralph. Probing and controlling magnetic states in 2d layered magnetic materials. *Nature Reviews Physics*, 1(11):646–661, September 2019.
- [22] Julian Klein, Benjamin Pingault, Matthias Florian, Marie-Christin Heißenbüttel, Alexander Steinhoff, Zhigang Song, Kierstin Torres, Florian Dirnberger, Jonathan B. Curtis, Mads Weile, Aubrey Penn, Thorsten Deilmann, Rami Dana, Rezlind Bushati, Jiamin Quan, Jan Luxa, Zdeněk Sofer, Andrea Alù, Vinod M. Menon, Ursula Wurstbauer, Michael Rohlfing, Prineha Narang, Marko Lončar, and Frances M. Ross. The bulk van der waals layered magnet CrSBr is a quasi-1d material. *ACS Nano*, 17(6):5316–5328, mar 2023.
- [23] A. Pawbake, T. Pelini, I. Mohelsky, D. Jana, I. Breslavetz, C. W. Cho, M. Orlita, M. Potemski, M. A. Measson, N. Wilson, K. Mosina, A. Soll, Z. Sofer, B. A. Piot, M. E. Zhitomirsky, and C. Faugeras. Magneto-optical sensing of the pressure driven magnetic ground states in bulk CrSBr, 2023.
- [24] Evan J. Telford, Avalon H. Dismukes, Kihong Lee, Minghao Cheng, Andrew Wieteska, Aymarie K. Bartholomew, Yu-Sheng Chen, Xiaodong Xu, Abhay N. Pasupathy, Xiaoyang Zhu, Cory R. Dean, and Xavier Roy. Layered Antiferromagnetism Induces Large Negative Magnetoresistance in the van der Waals semiconductor CrSBr. *Advanced Materials*, 32(37):2003240, August 2020.
- [25] Nathan P. Wilson, Kihong Lee, John Cenker, Kaichen Xie, Avalon H. Dismukes, Evan J. Telford, Jordan Fonseca, Shivesh Sivakumar, Cory Dean, Ting Cao, Xavier Roy, Xiaodong Xu, and Xiaoyang Zhu. Interlayer electronic coupling on demand in a 2D magnetic semiconductor. *Nature Materials*, 20(12):1657–1662, July 2021.
- [26] Sara A. López-Paz, Zurab Guguchia, Vladimir Y. Pomjakushin, Catherine Witteveen, Antonio Cervellino, Hubertus Luetkens, Nicola Casati, Alberto F. Morpurgo, and Fabian O. von Rohr. Dynamic magnetic crossover at the origin of the hidden-order in van der Waals antiferromagnet CrSBr. *Nature Communications*, 13(1), August 2022.
- [27] N. Apsley and H. P. Hughes. Temperature-and field-dependence of hopping conduction in disordered systems. *Philosophical Magazine*, 30(5):963–972, November 1974.
- [28] Dirk K. Morr. Crossover from quantum to classical transport. *Contemporary Physics*, 57(1):19–45, October 2015.

- [29] Evan J. Telford, Avalon H. Dismukes, Raymond L. Dudley, Ren A. Wiscons, Kihong Lee, Daniel G. Chica, Michael E. Ziebel, Myung-Geun Han, Jessica Yu, Sara Shabani, Allen Scheie, Kenji Watanabe, Takashi Taniguchi, Di Xiao, Yimei Zhu, Abhay N. Pasupathy, Colin Nuckolls, Xiaoyang Zhu, Cory R. Dean, and Xavier Roy. Coupling between magnetic order and charge transport in a two-dimensional magnetic semiconductor. *Nature Materials*, 21(7):754–760, May 2022.
- [30] C. W. Cho, A. Pawbake, N. Aubergier, A. L. Barra, K. Mosina, Z. Sofer, M. E. Zhitomirsky, C. Faugeras, and B. A. Piot. Microscopic parameters of the van der waals CrSBr antiferromagnet from microwave absorption experiments. *Physical Review B*, 107(9), mar 2023.
- [31] O. Göser, W. Paul, and H.G. Kahle. Magnetic properties of CrSBr. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 92(1):129–136, November 1990.
- [32] Roland Bacher. Yet another proof of an old hat, 2021.
- [33] C. W. Cho, A. Pawbake, N. Aubergier, A. L. Barra, K. Mosina, Z. Sofer, M. E. Zhitomirsky, C. Faugeras, and B. A. Piot. Microscopic parameters of the van der waals crsbr antiferromagnet from microwave absorption experiments. *Phys. Rev. B*, 107:094403, Mar 2023.
- [34] Thow Min Jerald Cham, Saba Karimeddyny, Avalon H. Dismukes, Xavier Roy, Daniel C. Ralph, and Yunqiu Kelly Luo. Anisotropic gigahertz antiferromagnetic resonances of the easy-axis van der waals antiferromagnet CrSBr. *Nano Letters*, 22(16):6716–6723, August 2022.