

$\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ spin gerjesztéseinek vizsgálata THz spektroszkópiával

TDK dolgozat

Szász Bence

Konzulensek:

Dr. Szaller Dávid

Dr. Bordács Sándor



Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
Fizika Tanszék

2022

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
2. Egy királis antiferromágnes: $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$	3
2.1. A $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ kristályszerkezete	3
2.2. A $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ mágneses tulajdonságai	3
2.3. $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ THz abszorpciójának mágneses és elektromos terekkel történő vezérlése	7
3. Kísérleti módszerek, a mérések kiértékelése	10
3.1. Időfelbontásos terahertz spektroszkópia	10
3.2. Mérési elrendezés	12
3.3. Mérések kiértékelése	14
3.4. Törésmutató, dielektromos állandó és abszorpciós együttható számítása .	17
3.4.1. Törésmutató meghatározása a többszörösen visszavert nyaláb idő- késleltetésének felhasználásával	17
3.5. Törésmutató spektrum számítása fáziskülönbségekből	18
4. Az egykristály minta előkészítése, a kriosztát fejlesztése	19
4.1. Hidegújjas kriosztát működése	19
4.2. A minta előkészítése, a kriosztát fejlesztése	19
5. Kísérleti eredmények diszkussziója	22
5.1. Kriosztát fejlesztések eredményei	22
5.2. A $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ antiferromágneses rezonanciájának hőmérsékletfüggése .	23
5.3. Az abszorpciós együttható vizsgálata	26
5.4. Törésmutató és dielektromos állandó a töréseket szenvedő nyaláb időkésleltetéséből	28
5.5. Reflexiós együtthatóból számolt törésmutató és dielektromos állandó . .	28
5.6. Törésmutató frekvenciafüggése	29
6. Összefoglalás	30
7. Köszönetnyilvánítás	31

1. Bevezetés

A modern szilárdtestfizikai kutatásokat a tudományos érdeklődésen túl, sokszor az elektronikai és számítástechnikai alkalmazások lehetősége motiválja. A szigetelő mágnesekben kialakuló változatos mágneses rendeződési formák, ezen belül a kompenzált antiferromágneses rend, ilyen célú alkalmazására az elmúlt években számos javaslat született [10, 13]. Az antiferromágnesek alkalmazását számos előnyös tulajdonságuk (gyors dinamika, szótér mágneses terekkel szembeni robosztusság) ellenére néhány kihívás is nehezíti: a kis méretű, antiferromágnesesen rendezett tartományok (domének) detektálása és manipulálása kihívást jelentenek.

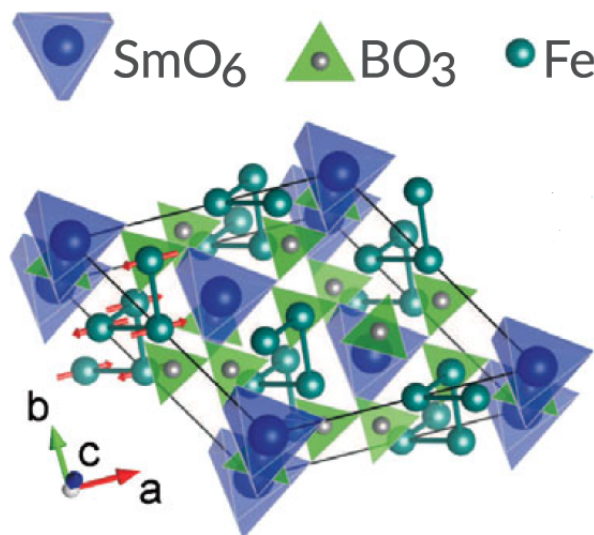
Értékes információt nyerhetünk a mágneses rendről, annak kollektív mágneses gerjesztéseinek (spin hullámok, magnonok) vizsgálatával. A gerjesztési frekvenciák és a rezonanciák elnyelési erősségének ismeretében következtethetünk a spin rendre illetve az azt stabilizáló kölcsönhatások erősségére. TDK munkám keretében mágneses rezonanciák hőmérséklet-függését modern, időfelbontásos, terahertz (THz) spektrométerrel vizsgáltam. A mérési adatok kiértékeléséhez, az időfüggő transzmissziós jelből a dielektromos állandót és a mágneses gerjesztések abszorpciós spektrumát meghatározó, Fourier-transzformációt végző programot fejlesztettem. A szükséges alacsony mintahőmérséklet elérését a THz spektrométer fényútjához illeszkedő, kompakt, nagy betekintési szögű kriosztáttal valósítottam meg, melyet a hűtési hatások javítása érdekében a konkrét mintamérethez és kísérleti geometriához igazodva optimalizáltam.

Az általam vizsgált királis antiferromágnes a $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ mágnesesen rendezett fázisában, a THz abszorpció spektrumokban elektromágneses sugárzáshoz csatoló spin gerjesztéseket figyeltem meg. Az időfelbontott transzmisszió adatsort felhasználva, több módszerrel is meghatároztam a minta nagyfrekvenciás dielektromos állandóját. A kísérleteket külső mágneses tér alkalmazása mellett is megismételtem, mely során a kialakuló, spontán szimmetriasértő antiferromágneses rend stabilitását tanulmányoztam. A kísérleti eredményeket más technikával mért irodalmi adatokkal összevetve validáltam a kísérleti összeállítást.

2. Egy királis antiferromágnes: $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$

2.1. A $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ kristályszerkezete

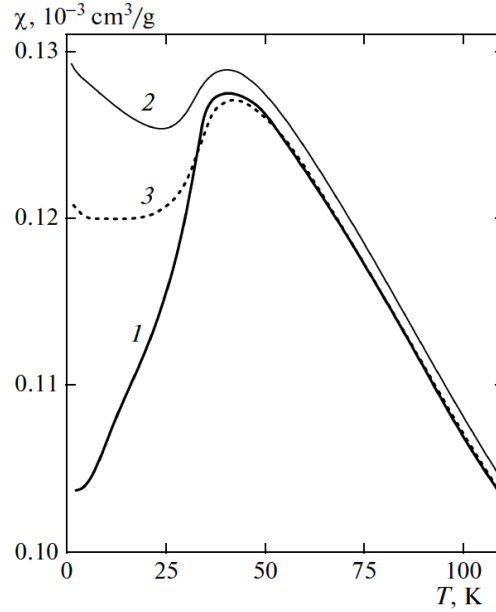
A ritkaföldfém-vas-borátok az úgynevezett királis mágnesek csoportjába tartoznak, melyek kristályrácsát nem lehet tükörképével fedésbe hozni. Magas hőmérsékleten a ritkaföldfém-vas-borátok $R\bar{3}2$ tércsoportba tartozó trigonális szerkezetben kristályosodnak, középpontos szimmetriával nem rendelkeznek. Az általam vizsgált kristály felépítése a 2.1. ábrán látható. A 2 K-ig végzett diffrakciós kísérletek szerint a $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ szilárd fázisában ez a struktúra változatlan marad [3, 4], a 2 K-ig végzett diffrakciós kísérletek szerint [3, 6]. A Sm^{3+} ionokat a c kristálytani iránnyal párhuzamos tengelyű trigonális prizmát alkotó O^{2-} ionok veszik körbe. A ritkaföldfém kristálytani pozíciójának a szimmetriája D_3 , mely a teljes kristály pontcsoportja is [7].



2.1. ábra. $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ kristály szerkezete [12]

2.2. A $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ mágneses tulajdonságai

A ritkaföldfém-vas-borátokban Fe^{3+} ionok $S=5/2$ spinjei antiferromágnesesen rendeződnek 30 – 40 K alatt. Az egytengelyű mágneses anizotropia előjelét a ritkaföldfém ionok fajtája határozza meg: a könnyű-tengelyű (easy-axis) vegyületekben, pl. $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$, a momentumok a c tengellyel párhuzamosan, míg a könnyű-síkú (easy-plane) változatokban, pl. $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$, arra merőleges síkban helyezkednek el. Az általam vizsgált $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ esetén, a Hund-szabályok alapján, a Sm^{3+} ionok 5 db 4f elektronjának spin és pályamomentumai: $S=5/2$ és $L=5$, melyből a teljes pályamomentum $J=5/2$. Ezt az elektronállapotot a spektroszkópiában a $^6H_{5/2}$ szimbólummal jelöljük, amely a következőképpen adja meg az impulzusmomentumokat $^{2S+1}L_J$.



2.2. ábra. A $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ mágneses szuszceptibilitásának hőmérsékletfüggése [4]. A kristály mágneszettségét (M) mérték $H = 1 \text{ kOe}$ nagyságú, c tengelyre merőleges (1) és párhuzamos (2) H mágneses térerősség esetén, a szuszceptibilitás ennek mágneses tér szerinti deriváltja. A (3)-as görbe a $H \approx 10 \text{ kOe}$ nagyságú mágneses térerősség esetén történő mérés eredménye, ahol a mágneses tér hatására újraprendeződnek a vas ionok spinjei az ab síkban, és merőlegesek lesznek a mágneses mezőre.

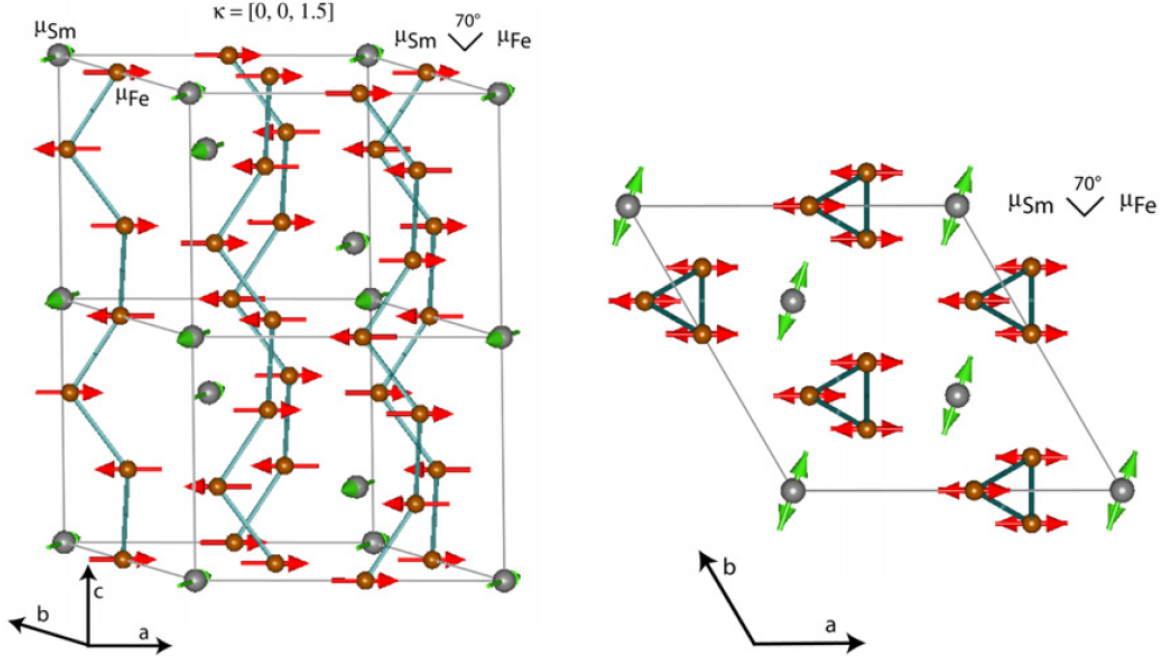
A $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ paramágneses fázisában a szuszceptibilitás közel izotróp (2.2. ábra) és követi a Curie-Weiss törvényt. Körülbelül 40 K alatt a szuszceptibilitás csökkenni kezd, majd anizotroppá válik $T_N \approx 33 \text{ K}$ körül [4]. A c tengelyre merőleges irányban mért szuszceptibilitás lényegesen gyorsabban csökken alacsony hőmérsékletek felé, mint a c tengellyel párhuzamos komponens, mely könnyű-síkú anizotrópiára utal. A szuszceptibilitás anizotrópiáját a momentumok irányfüggő eloszlása határozza meg, amit a c tengelyre merőleges síkbeli trigonális anizotrópia és/vagy az indukált magneto-elasztikus anizotrópia szabnak meg. $H \approx 10 \text{ kOe}$ nagyságú mágneses térerősség hatására a spinnek a síkon belül elfordulnak és merőlegesen állnak be a térerősségre, mely egy átlagos transzverzális szuszceptibilitást eredményez.

A $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ mágneses szerkezetét neutronszerkezeti kísérlettel határozták meg [6]. A mágneses szerkezet meghatározásához a feltételezett szerkezet szabad paramétereit illesztik a mért diffrakciós mintázatra. Ehhez a finomításhoz felhasználták a $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ionok mágneses formfaktorait. A vas ionok mágneses momentumai ferromágnesesen rendeződnek egy ab síkbeli rétegen belül úgy, hogy c irányban a rétegek között viszont antiferromágneses rendeződés van. A finomításnál használt első modellben a Sm és a Fe spinjei párhuzamosak egymással. Az illesztésből meghatározott mágneses momentumok nagysága, 1.7 K -en, $\mu_{\text{Fe}} = 4.2(1)\mu_B$ és $\mu_{\text{Sm}} = 0.24(4)\mu_B$ [6].

A modell további finomítása szerint a Fe és a Sm mágneses momentumai kb. 70° -kal vannak elforgatva egymáshoz képest (lásd 2.3. ábra) $\mu_{\text{Fe}} = 4.2(1)\mu_B$ és $\mu_{\text{Sm}} = 0.8(2)\mu_B$. A finomítást tovább analizálva azt találták, hogy minden modell, amiben a Sm teljes

2. Egy királis antiferromágnes: $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$

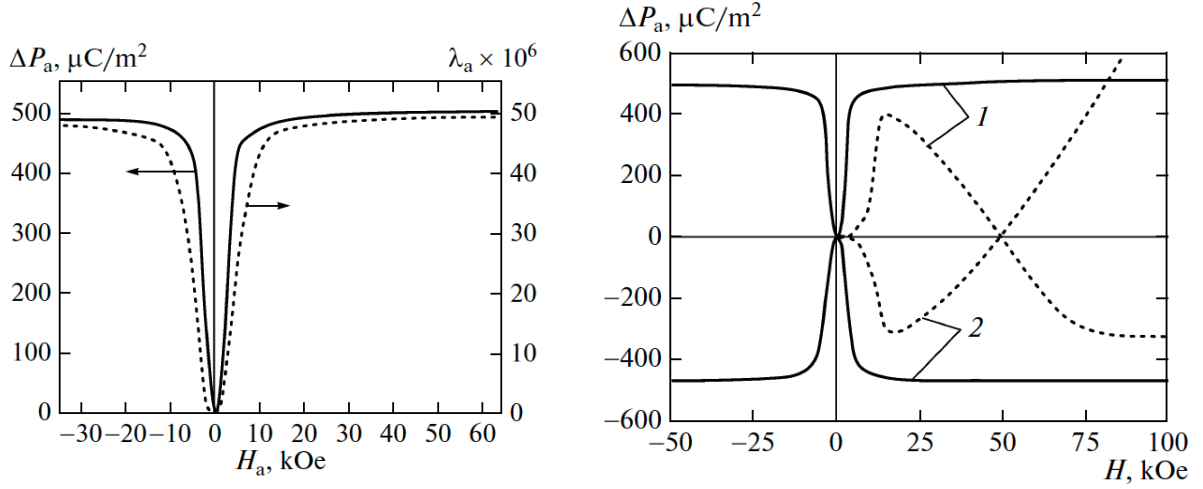
momentuma(μ_{Total}) $0.5\mu_B < \mu_{\text{Total}} < 1.4\mu_B$ tartományba esik, hasonlóan jól leírja a diffrakciós mérések eredményeit, így a Sm momentuma bizonytalan. Minden esetben a 90° és 60° közötti dőlés jobban preferált, mint a kollineáris párhuzamos elrendezés. A $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ neutronszórás kísérletekből meghatározott mágneses struktúrája a 2.3 ábrán látható. A szamárium helyek mágneses momentumait, a jobb láthatóság érdekében, kétszer akkorának ábrázolták.



2.3. ábra. $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ mágneses szerkezete. A Sm-momentumok zöld színnel és a Fe-spinek pirossal vannak jelölve. A direkt Fe-Fe kicserélődéseket a helikális láncok mentén világos kék vonalak jelölik. Balra: elemi cellák megduplázódása a c -irányban. Jobbra: a Sm és a Fe alrácok közötti elfordulás a c tengely felőli síkból szemlélve. [6]

A ritkaföldfém-vas-borátok királis kristályszerkezetüknek köszönhetően magnetoelektromos effektust mutatnak, azaz külső mágneses tér elektromos polarizációt indukál bennük. Mivel ezen keresztjeffektus során az időtükrözésben páratlan, axiál vektorként transzformálódó mágneses tér időtükrözésre invariáns elektromos polarizációt hoz létre, ezért a magnetoelektromos csatolás csak akkor jelenhet meg, ha mind az időtükrözési, mind pedig az inverziós szimmetria sérül. A könnyű-tengelyű anizotrópiával rendelkező vas-borátok mágneses mező által indukált polarizációja nem nagyobb, mint párszor $10 \mu\text{C}/\text{m}^2$, míg a könnyű-síkú anizotrópia esetén az több $100\text{-}1000 \mu\text{C}/\text{m}^2$ -et is elérhet. Az elektromos polarizáció ΔP_a és a magnetostriktió λ_a , mágneses térfüggése $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ -ban a 2.4a. ábrán látható. 10 kOe -nél kisebb mágneses tér esetén mind a polarizáció, mind a magnetostriktió gyors növekedést mutat, melyet az antiferromágneses domének kis terekben történő átrendeződésének tulajdonítanak. Hasonló kis terű viselkedést figyeltek meg más könnyű-síkú vas-borátban is, például a $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ esetén (2.4b. ábra jobb oldala).

2. Egy királis antiferromágnes: $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$



2.4. ábra. A bal oldali ábrán a $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ egykristály mágneses tér által indukált polarizációja ΔP_a (folytonos görbe), és a magnetostrikciója $\lambda_a = u_{xx}$ (szaggatott görbe) látható, a tengely irányú mágneses tér hatására [4]. A jobb oldali ábrán a tengely menti longitudinális mágneses tér (1) és b tengely menti transzverzális mágneses tér (2) hatására indukált polarizáció ΔP_a látható, $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ (szaggatott görbe) és $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ esetén (folytonos görbe) [4]

A ferroelektromos polarizációhoz és magnetostrikcióhoz mind a vas spinekhez rendelt $\mathbf{L}$ antiferromágneses rendparaméter, mind a ritkaföldfémek m_i mágneses momentumai hozzájárulnak. Az anyag szimmetriája az alábbi alakú magnetoelektromos csatolást engedi meg, mely tartalmazza mind a vas, mind pedig a ritkaföldfém ionok járulékait:

$$P_x = c_1 L_y L_x + c_2 (L_x^2 - L_y^2) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 [c_3 (m_{ix}^2 - m_{iy}^2) + c_5 m_{iz} m_{iy}] \quad [4] \quad (2.1)$$

$$u_{xx} - u_{yy} = b_1 L_y L_z + b_2 (L_x^2 - L_y^2) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 [b_3 (m_{ix}^2 - m_{iy}^2) + b_4 m_{iz} m_{iy}] \quad [4] \quad (2.2)$$

Az összegzés a két ritkaföldfém alrácra vonatkozik ($i = 1, 2$), az alsó indexek (x, y, z) pedig kristálytani irányokra utalnak (a, b, c) . A b_i , c_i együtthatók az (3.4) és (3.1) egyenletekben azonos invariánsokra vonatkoznak. Az (3.4) és (3.1) egyenleteket vizsgálva azt a következtetést vonhatjuk le, hogy kis terekben, amíg különböző antiferromágneses domének találhatók a mintában, az $\mathbf{L}$ vektor eloszlása hexagonális mintázatot követ, és a polarizáció zérus. Azonban, ha az antiferromágneses doméneket például külső térrel rendezzük, akkor véges polarizáció (és magnetostrikció) jelenik meg. Például $\mathbf{H} \parallel x$ irányban alkalmazott mágneses tér rá merőleges L_y antiferromágnességet és véges $-c_2$ polarizációt preferál. Ezzel szemben, ha 90° -kal elforgatjuk a teret, $\mathbf{H} \parallel y$ irányba, akkor L_x antiferromágnesség stabil, és a P_x polarizáció előjelet vált. A 2.4b. ábra szerint, a szamárium és neodímium magnetoelektromos tulajdonságai kis mágneses terek esetén nagyon hasonlóak, azonban nagyobb terekben eltérőek. $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ -ban a mágneses tér

2. Egy királis antiferromágnes: $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$

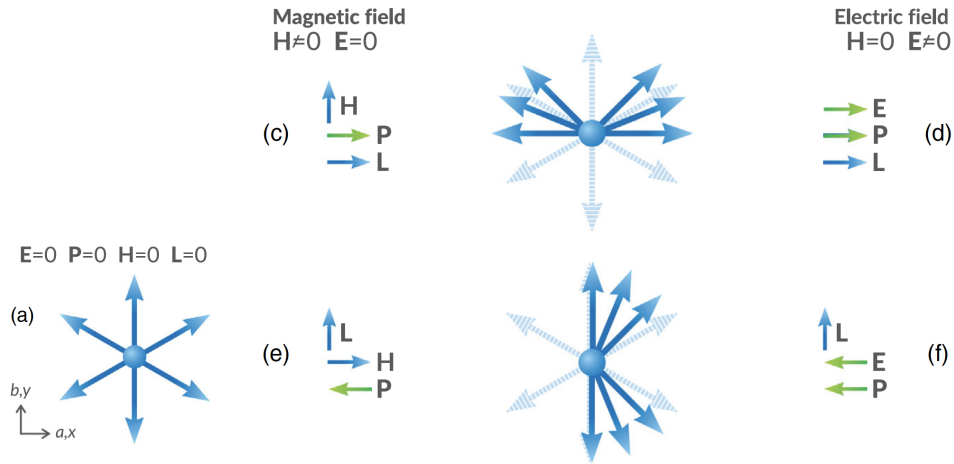
által indukált polarizáció telítésbe megy 20 kOe-en és változatlan marad nagy terekig, míg $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ -ben a polarizáció előjelet vált 50 kOe felett. A jelenség megértéséhez egy olyan modellt javasoltak, melyben a ritkaföldfémekre ható effektív tér tartalmazza a $\mathbf{H}$ külső mágneses teret és a kicserélődési kölcsönhatás effektív terét $\mathbf{H}_{\text{Fe-R}}$ [4]. Az utóbbi teret a vas alrendszer hozza létre, így külső térre merőleges. Amikor a külső mágneses tér kiegyenlíti a kicserélődési kölcsönhatás effektív terét, és az $m_{ix}^2 - m_{iy}^2$ -el arányos tagok előjelet váltanak, akkor a magnetoelektromos polarizáció is előjelet vált. A kritikus külső mágneses tér értékét, aminél előjelet vált a magnetoelektromos polarizáció, a ritkaföldfém ion Zeeman-energiájának és a Fe-R kicserélődési kölcsönhatásnak az aránya határozza meg. Ennek a nagysága [4]:

$$H_c^{\text{Sm}} = H_{\text{Fe-R}}^{\text{Nd}} \frac{g_{\text{Sm}} - 1}{g_{\text{Sm}}} \frac{g_{\text{Nd}}}{g_{\text{Nd}} - 1} \approx 300 \text{ kOe},$$

mely jóval nagyobb, mit az eddigi kísérletekben alkalmazott mágneses tér.

2.3. $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ THz abszorpciójának mágneses és elektromos terekkel történő vezérlése

$\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ csatolt Fe-Sm antiferromágneses rezonanciáját 10 cm^{-1} terahertz (THz) transzmissziós spektroszkópiával detektálták [12]. A különböző fénypolarizáció mellett végzett abszorpciós mérésekből meghatározták, hogy a rezonancia mágneses dipól-aktív, és az antiferromágneses $\mathbf{L}$ vektorra merőleges oszcilláló mágneses mezővel gerjeszthető.

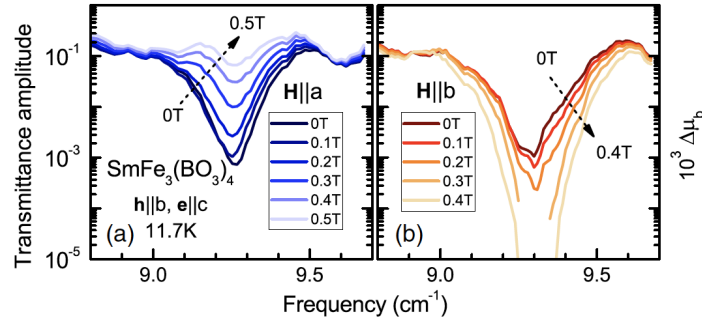


2.5. ábra. Elektromos és mágneses rendeződés ritkaföldfém-vas-borátokban.

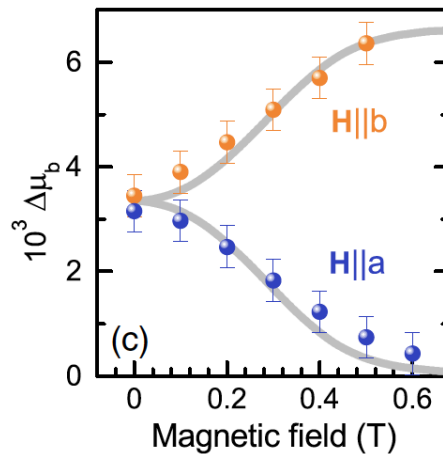
(a) Fe spinek (kék nyilak) homogén eloszlása az ab síkban, állandó mágneses ($\mathbf{H}$) és elektromos ($\mathbf{E}$) tér hiányában. A nyilak a minta különböző doménjeit reprezentálják. Ebben az esetben mind az $\mathbf{L}$ antiferromágneses vektor mind pedig $\mathbf{P}$ az eredő statikus polarizáció nulla. $\mathbf{H} \parallel b$ mágneses mező (c) és $\mathbf{E} \uparrow\uparrow a$ elektromos tér (d) által indukált $\mathbf{P} \uparrow\uparrow a$ és $\mathbf{L} \parallel a$. A mágneses tér 90° -al történő elfordítása $\mathbf{H} \parallel a$ irányba (e), vagy az elektromos tér előjelének megfordítása $\mathbf{E} \uparrow\downarrow a$ (f) a statikus polarizáció és antiferromágneses vektor irányának felcserélését eredményezi [12].

2. Egy királis antiferromágnes: $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$

2.5a. ábrán látható, hogy külső mágneses tér nélkül a lokális mágneses momentumok homogén módon oszlanak el az ab síkban. Ez azt jelenti, hogy átlagosan a mágneses momentumok 50%-át gerjeszti az ab síkban lineárisan polarizált elektromágneses sugárzás. Ez nagy mértékben megváltozik, ha mágneses vagy elektromos térbe helyezzük a mintát. Ahogy a 2.5c–f. ábrákon látható a külső terek megszüntetik a mágneses momentumok homogén eloszlását az ab síkban. Ez egyrészt az antiferromágneses rend mágneses szuszceptibilitás anizotrópiájának illetve az előző fejezet (3.4)-es képletével tárgyalt magneto-elektromos csatolásnak köszönhető. A külső mágneses illetve elektromos terek megtörik az ab sík izotrópiáját és inhomogénná teszik a domének eloszlását. Ennek következtében a módus intenzitását megváltoztatják, anizotróppá teszik. A 2.6a. és a 2.6b. ábrák azt demonstrálják, hogy a módus erőssége vagy csökkenthető, vagy növelhető, a külső mágneses tér irányától függően.



2.6. ábra. Magnon gerjesztés manipulációja mágneses térrel. (a) A magnon gerjesztés intenzitásának csökkentése a tengely irányú külső mágneses térrel. (b) Módus intenzitásának növekedése b tengellyel párhuzamos mágneses térrel. [12]



2.7. ábra. A módusok intenzitásának mágneses térfüggése [12]

A 2.7. ábrán a és b irányú mágneses terek hatásának összehasonlítása látható, azt tapasztalták, hogy a mágneses tér a módusok intenzitását azonos mértékben növeli és

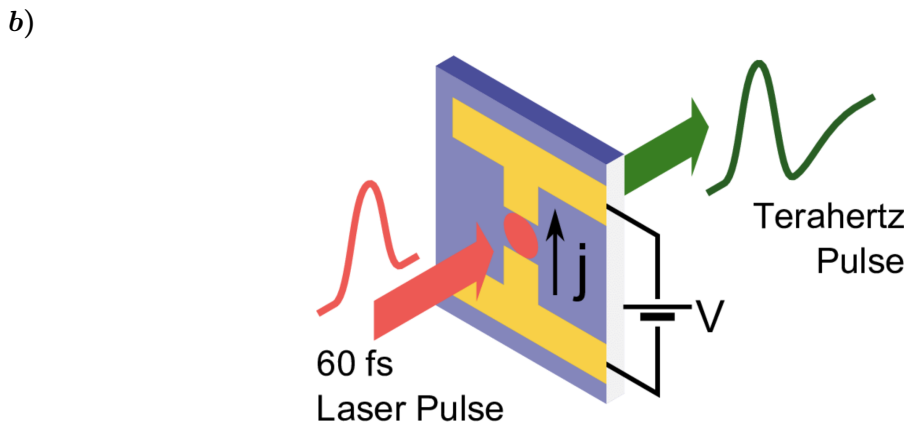
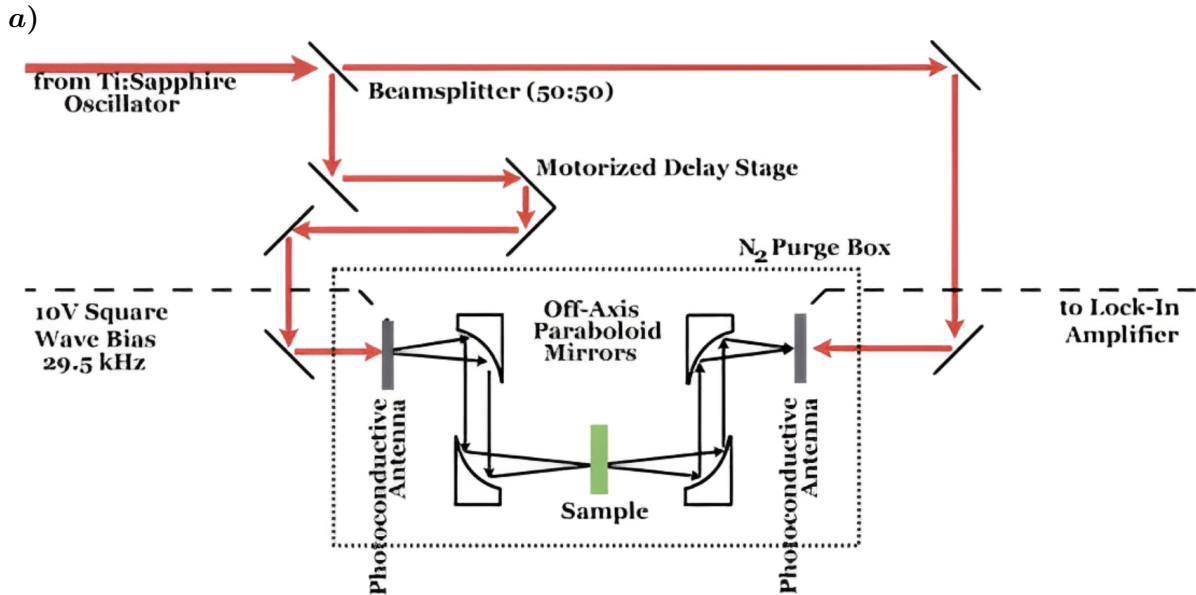
2. Egy királis antiferromágnes: $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$

csökkenti azonos mágneses tér nagyság esetén ezek irányától függően. Mivel legalább 0.5 T nagyságú tér szükséges ahhoz, hogy a mágneses momentumokat teljesen rendezzük, ezért ezen a térskálán változik az abszorpció. A módus intenzitása, a $\mathbf{H} = 0$ esethez képest, dupla intenzitás értéken telítődik (2.6b. ábra).

3. Kísérleti módszerek, a mérések kiértékelése

3.1. Időfelbontásos terahertz spektroszkópia

Az optikai spektroszkópia, az optikai tulajdonságok frekvenciafüggő vizsgálata fontos információt szolgáltat az anyagok összetételéről és szerkezeti felépítéséről. Míg az elektromágneses spektrum alacsony frekvenciás, mikrohullámú és infravörös tartománya régóta intenzíven kutatott terület, a kettő közötti, 100 GHz-től 10 THz-ig terjedő terahertz frekvenciatartomány csak a közelmúltban vált kísérletileg hozzáférhető, mivel korábban széles spektrumú források nem álltak rendelkezésre ebben a tartományban. Az egyciklusú, tehát a rezgési idővel összemérhető pulzusszélességű THz pulzusok generálását és detektálását a femtoszekundumos (fs) lézerek elterjedése és a gyors fotokapcsolók kifejlesztése alapozták meg. Ezen THz pulzusok pedig lehetővé tették az időfelbontásos THz spektroszkópia létrejöttét.



3.1. ábra. **a)** Egy általános THz mérési elrendezés. **b)** Fotokapcsolók működési elve. [9]

3. Kísérleti módszerek, a mérések kiértékelése

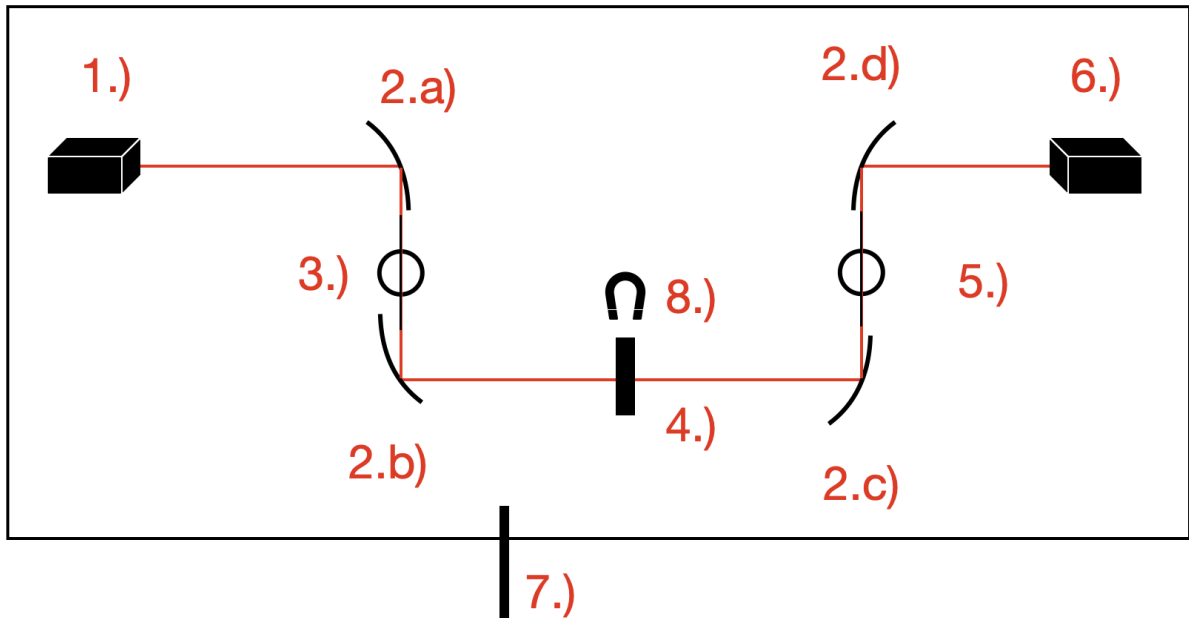
Ez a módszer azon alapul, hogy elektromos térbe helyezett félvezetőben fs-os impulzushosszú lézerrel töltéshordozókat (elektron-lyuk párokat) gerjesztenek (lásd 3.2). Az elektromos tér hatására a keletkező töltéshordozók áramlani kezdenek. A hirtelen változó töltéshordozó koncentráció miatt gyorsan változó áram THz frekvenciájú elektromos sugárzást kelt, amit tükrök segítségével a mintán keresztül a detektorra irányítanak. A detektor a forrással megegyező félvezetőre párologtatott antenna, viszont a forrással ellentétben a detektoron külső sztatikus elektromos teret nem alkalmaznak. A forrást gerjesztő lézer pulzust nyalábosztóval kettéosztva és a forráshoz képest változó optikai késleltetést alkalmazva a detektorra irányítják, ahol az töltéshordozókat kelt. A detektorra eső THz sugárzás hatására így áram fog folyni, ami a sugárzás amplitúdójával arányos. Erősítés után ezt az áramot mérjük a késleltetési idő függvényében, melyet Fourier transzformálva az elektromos tér spektrumát kapjuk. Szemben a szokásos optikai spektroszkópiai mérésekkel, ahol csak a sugárzás intenzitása mérhető, a komplex Fourier-transzformáció után az időfelbontott THz jelből mind az amplitúdó-, mind a fázisspektrumot megkapjuk. Ennek köszönhetően az időfelbontásos THz spektroszkópiával a minta törésmutatója és abszorpciós együtthatója egyszerre határozható meg.

Az impulzus üzemű időfelbontásos THz spektroszkópia számos további előnyös tulajdonsággal rendelkezik. A fókuszált lézerrel gerjesztett THz sugárzás pontforrásnak tekinthető és így a diffrakciós határig fókuszálható, emiatt viszonylag fényes források hozzátartozóak létre illetve kis minták is vizsgálhatóak. [1] A jel-zaj aránya is nagyon jó a mérési módszernek. Ez annak köszönhető hogy a jel detektálása a detektor optikai kapuzásával működik, ami az ultra rövid időtartamú lézerpulzusnak köszönhetően megakadályozza az ezen időtartamon kívül a környezeti zaj detektálását [1]. Az elrendezés moduláris, a szabadon alakítható THz-optikai fényút miatt sokféle kísérlet (transzmisszió, reflexió, külső elektromos vagy mágneses tér alkalmazása, hőmérsékletfüggő mérések) megvalósítható.

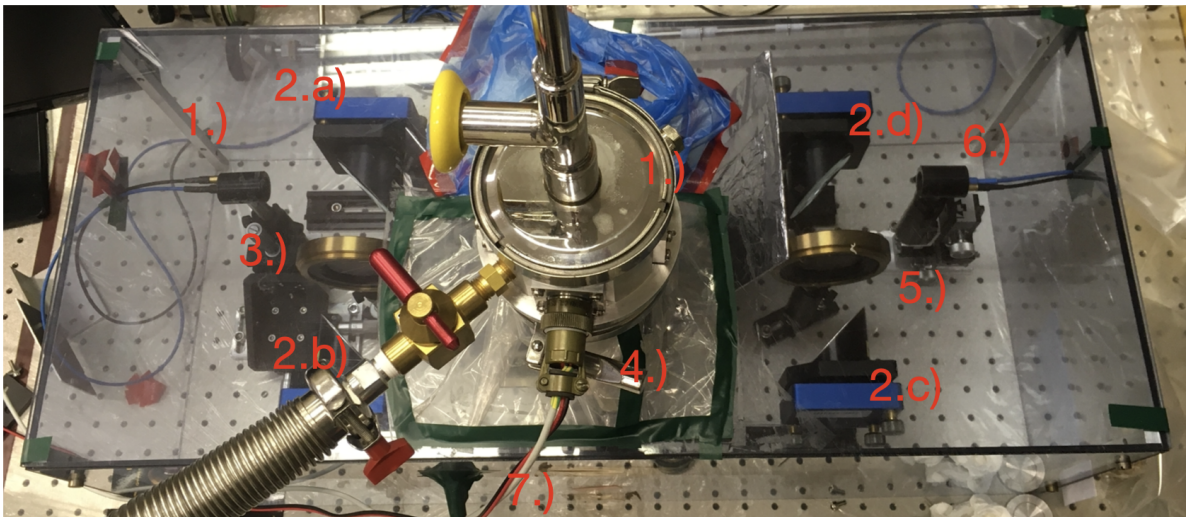
3.2. Mérési elrendezés

A kísérletek során alkalmazott mérési elrendezés a (3.2) ábrán látható:

a)



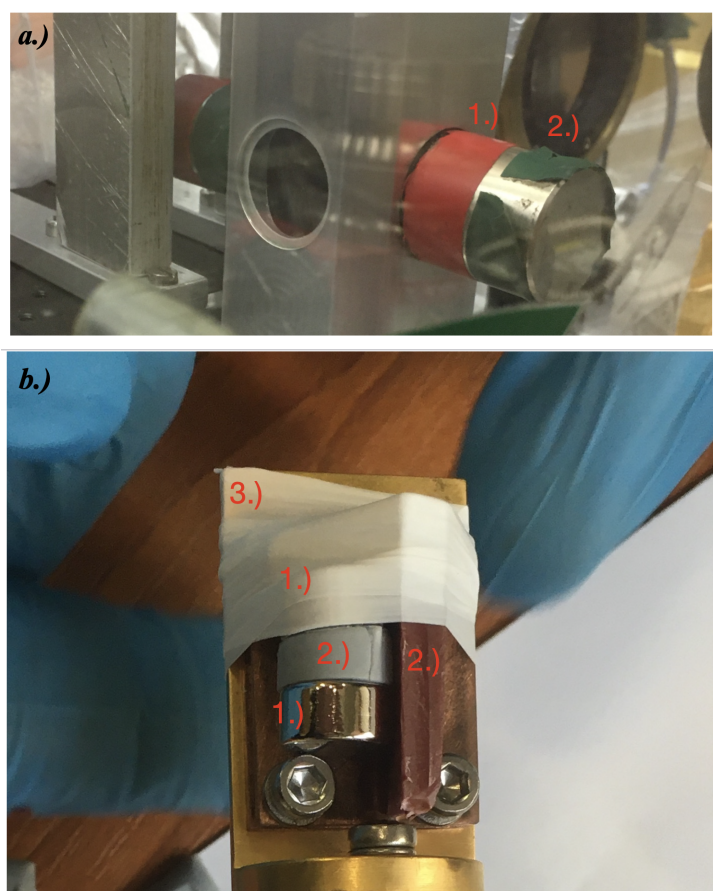
b)



3.2. ábra. A mérésekhez alkalmazott transzmissziós időfelbontott THz spektrométer. **a)** Az elrendezés sematikus rajza. 1.) és 6.) Ultrarövid időtartamú infravörös lézer impulzussal gerjesztett THz adó és vevő antennák. 2.) Parabola tükrök. 2.a,c) a pontforrásból széttartó nyalábot párhuzamosítja, 2.b,d) a párhuzamos nyalábot fókuszálja. 3.), 5.) Vékony párhuzamos drótokból álló (wire grid) polarizátorok. 4.) Hidegújjas kriosztát. 7.) Szárazlevegő beáramló nyílása. Mérési elrendezés mágneses tér mellett is használható (8.)). **b)** Mérési elrendezés fényképe.

Az adó 1.) vertikálisan polarizált femtoszekundumos THz impulzusokat bocsájt ki. A nyaláb ezután visszaverődik a 2.a) parabola tükrore, ami párhuzamosítja a nyalábot. Ezután a nyaláb áthalad a 3.)-as vékony párhuzamos drótokból álló (wire grid) polarizátoron majd 2.b) parabola tükör a 4.)-el jelölt mintára továbbítja a nyalábot. Innen 2.c) tükör továbbítja a terahertz nyalábot az 5.)-ös polarizátorra majd 2.d) tükör a jelet a 6.)-os vevő antennára vezeti. A méréseket zárt, száraz levegővel megtöltött kamrában végeztem, így kiküszöbölve, hogy a spektrumban a vízpára erős abszorpció vonalai megjelenjenek.

A 3.2a ábrán a mágneses térben végzett mérések mérési elrendezésének sematikus ábrája látható külső mágneses tér nélkül, valamint $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}(\omega)$ és $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}(\omega)$ esetben is végeztem méréseket. Itt $\mathbf{E}(\omega)$ a THz fény elektromos komponensét, $\mathbf{H}$ a statikus mágneses teret jelöli. A kicsi permanens mágneseket a mintatartóra vagy a kriosztátra erősítettem rá, attól függően, hogy milyen mágneses térben kívántam épp mérni. Ennek a különbségnek geometriai oka van, a mintatartó alakja miatt nem lehetett a kriosztát fölé és alá mágneset tenni, így a kriosztátba kellett a mágneseket helyezni közvetlenül a mintához közel. A mérések során alkalmazott mágneses tér $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}(\omega)$ esetén 200 mT, a $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}(\omega)$ esetben 80 mT volt. $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}(\omega)$ esetben a két mágnes megtartotta a kriosztát külsején egymást (3.3a. ábra), míg az $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}(\omega)$, esetben két mágnes közé a terahertz tartományban átlátszó nagy sűrűségű polietilénből (HDPE) készült távtartókat raktam és az egészet teflonnal (PTFE) a minta elé rögzítettem (3.3b. ábra). A mágneses tér nem teljesen homogén a mintánál, a két mágnes összekötő egyenes középpontjától távolodva egyre nagyobb az inhomogenitás a mágneses térben. Ez a hatás a (3.3b) esetben erősebb mivel itt jó közel van a két mágnes egymáshoz is meg a mintához is, illetve ebben az esetben nem pontosan a mágnesek között van a minta hanem mellette.

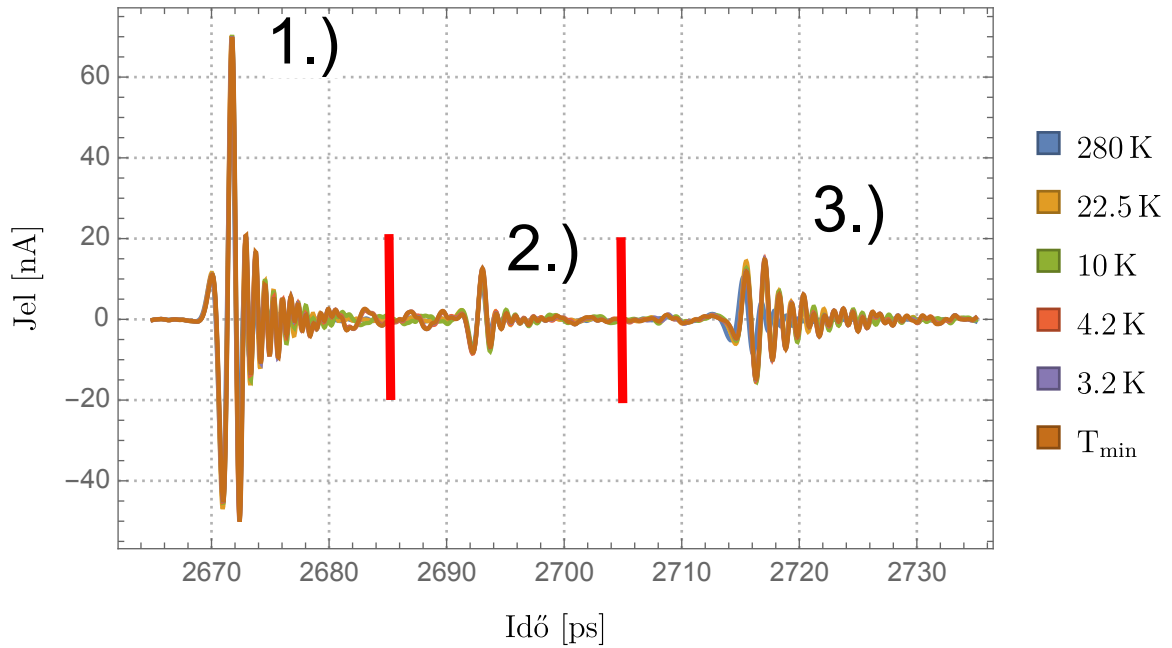


3.3. ábra. Mágnesek elhelyezése a különböző mágneses tereket igénylő mérések során.

a) Mérés a terahertz sugárzás polarizációs síkjával párhuzamos ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}(\omega)$) mágneses tér mellett. 1.) Mágnesek északi pólusa, 2.) mágnesek déli pólusa. **b)** Mérés terahertz sugárzás síkjára merőleges ($\mathbf{H} \perp \mathbf{E}(\omega)$) mágneses tér mellett. 1.) mágnesek, 2.) nagy sűrűségű polietilén távtartók, 3.) az egész rögzítésére szolgáló teflon szalag.

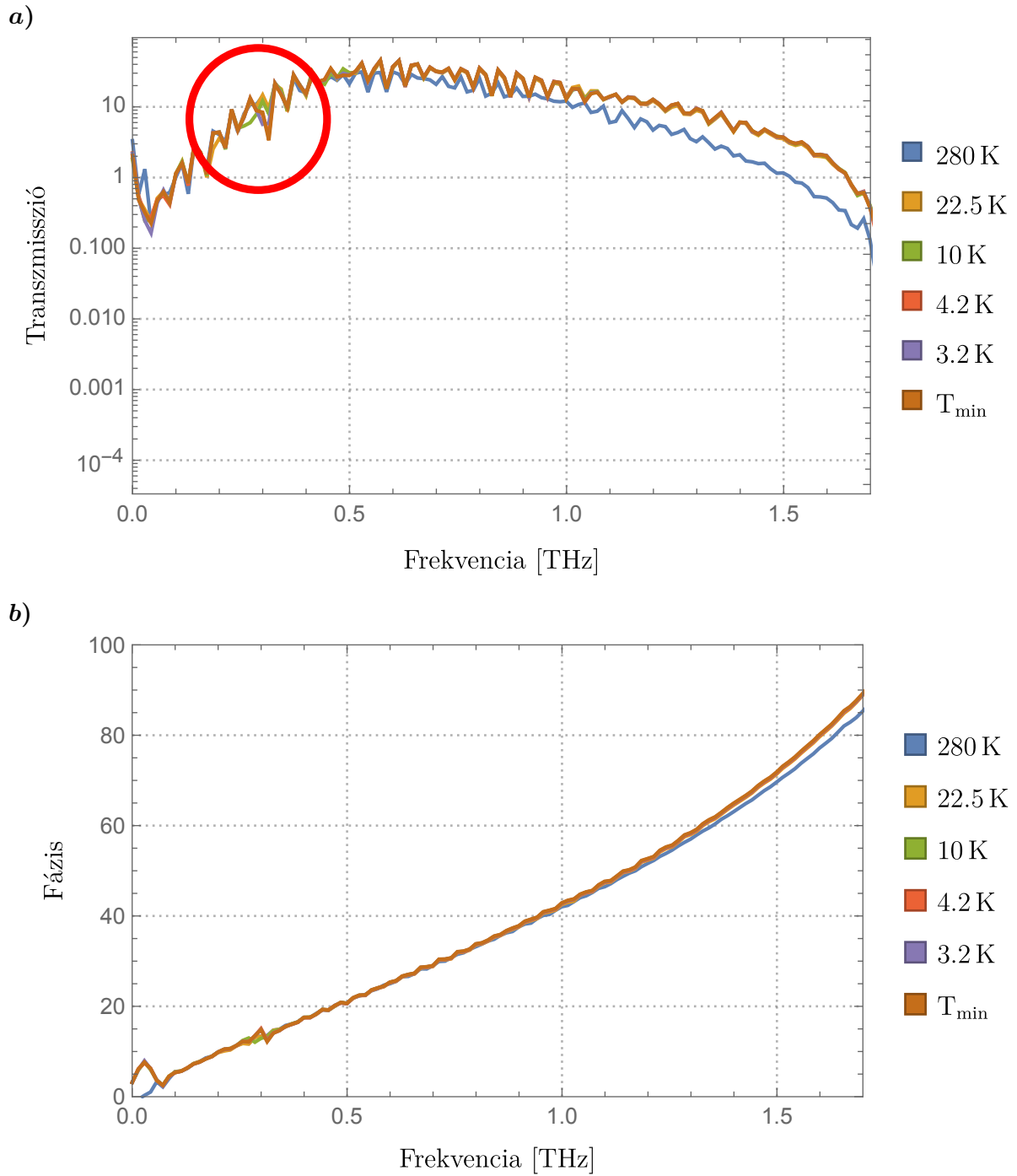
3.3. Mérések kiértékelése

Az időfelbontott terahertz kísérletek során a mintán áthaladó elektromágneses hullám amplitúdóját az eltelt idő függvényében mérjük. A mintán mért tipikus időfüggő jelek a 3.3 ábrán láthatóak. Az 1. impulzus közvetlenül áthalad a mintán és a kriosztát ablakán. A 2. impulzus a kriosztát ablakában, míg a 3. impulzus a mintában verődik oda-vissza. A 2. és 3. impulzusok késése a hosszabb optikai út miatt kb. 20 ps és 45 ps. A méréseket több különböző hőmérsékleten megismétljük mivel a $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ spin gerjesztéseinek rezonancia frekvenciája eltolódik a hőmérséklettel [5].



3.4. ábra. Mért időfelbontott jel. 1.) Direkt nyaláb ami áthalad a mintán. 2.) A mintatartó ablakán többszörös visszaverődést szenvedő jel. 3.) A mintán többszörös visszaverődést szenvedő jel.

A minta komplex transzmisszió spektrumát a jel Fourier-transzformációjával kapom meg. Ezt diszkrét Fourier-transzformációval határoztam meg a Wolfram Mathematica szoftver segítségével. A minta amplitúdó spektruma (3.5a) ábrán, a fázis spektruma (3.5b) ábrán található.



3.5. ábra. A minta komplex transzmisszió spektrumának amplitúdó és fázis spektruma. a) a vizsgálandó rezonancia a bekarikázott részen látható. Megfigyelhetjük a [5] cikkben mért eltolódását a hőmérséklet csökkenésével.

3.4. Törésmutató, dielektromos állandó és abszorpció együttható számítása

A kiértékeléshez 3 komplex Fourier-transzformáltat határozok meg:

$$T_1 = \left| \frac{E_1}{E_{ref}} \right|, \quad T_3 = \left| \frac{E_3}{E_{ref}} \right|, \quad T_{telj} = \left| \frac{E_{telj}}{E_{ref}} \right|$$

Ahol E_{telj} a teljes mért jel Fourier-transzformáltja, E_1 és E_3 pedig a mintán áthaladó direkt nyaláb (3.4. ábra 1. struktúra) és a mintában visszaverődéseket szenvedő nyaláb (3.4. 3. struktúra) Fourier-transzformáltjai. E_{ref} a minta nélkül, a minta keresztmetszetével megegyező méretű és alakú referencia apertúrán végzett mérés Fourier-transzformáltja. A megfelelő T_i -k pedig az előbb említett jelek transzmissziói. Ahhoz hogy kiszámoljam a komplex törésmutatót(n) a következő egyenleteket alkalmaztam [2]:

$$T_1(n, z) = \frac{4z}{(z+1)^2} \exp(2\pi i(n-1)fd/c) \quad (3.1)$$

$$T_3(n, z) = T_1(n, z) \left(\frac{z-1}{z+1} \right)^2 \exp(4\pi i n f d/c) \quad (3.2)$$

Itt f a frekvencia, c a vákuumbeli fénysebesség, d a minta vastagsága, z pedig az úgynevezett felületi impedancia: $z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$. Ha a transzmissziók elegendően széles frekvenciatartományon vett frekvenciaátlagával számolunk, akkor 3.2 a következőképpen módosul feltéve, hogy $\mu \approx 1$:

$$\sqrt{\frac{T_3(n, z)}{T_1(n, z)}} = \frac{1-z}{z+1} \quad (3.3)$$

Az exponenciális tagból eredő oszcilláció a frekvenciátlagból kiesik. Ebből már a z meghatározható, és $n = 1/z$. Ebből pedig: $\epsilon = n^2$

Az abszorpció együtthatót pedig a következő képlettel lehet megkapni a d mintavastagság felhasználásával:

$$\alpha = -2 \frac{1}{d} (\ln T_{telj}) \quad (3.4)$$

3.4.1. Törésmutató meghatározása a többszörösen visszavert nyaláb időkésleltetésének felhasználásával

Az előző pontban ismertetett módszer a z felületi impedancia és az n törésmutató meghatározására a mintán áthaladó direkt nyaláb és a minta-vákuum határfelületről kétszer visszavert nyaláb amplitúdójának arányán alapul. Ha a minta az adott frekvenciatartományban átlátszó, akkor ez csak a reflexiók együtthatótól függ, azaz a minta felületéről szolgáltat információt. A továbbiakban a THz spektroszkópia időfelbontását kihasználva egy alapvetően különböző módszert mutatok be, ami kizárólag a minta tömbi tulajdonságaiból kiindulva adja meg a minta anyagának törésmutatóját.

Meghatározzuk a mintán áthaladó direkt nyaláb és a minta-vákuum határfelületről kétszer visszavert nyaláb jeleihez tartozó első csúcsok időpontját. Ennek a két időpontnak

3. Kísérleti módszerek, a mérések kiértékelése

a különbsége δt . Tudjuk, hogy a fény ez idő alatt $\delta t \cdot c$ optikai úthosszat tesz , másrészt a két nyaláb úthosszkülönbsége a mintavastagság kétszerese, amiből kiszámolható a törésmutató.

$$n = \frac{\delta t \cdot c}{2d} \quad (3.5)$$

3.5. Törésmutató spektrum számítása fáziskülönbségekből

A frekvencia függő törésmutató kiszámolható az abszorpció spektrumok hányadosából 3.6 alapján:

$$T_1 \approx \alpha = \frac{A_D}{A_{ref}} = \frac{e^{i\frac{\omega}{c} N_{minta} d}}{e^{i\frac{\omega}{c} N_{ref} d}} = e^{\underbrace{i\frac{\omega}{c} (N_{minta} - N_{ref}) d}_{\Delta N = \Delta n + i\Delta k}} \quad (3.6)$$

Itt d a minta vastagsága, c a fénysebesség. Mivel a referenciamérés egy a mintával azonos keresztmetszetű üres, vákuumban lévő apertúrán keresztül történik, a referencia törésmutatója 1, és így a minta törésmutató spektruma meghatározható:

$$n_{minta} = (\varphi_{minta} - \varphi_{ref})c / (d \cdot 2\pi f) + n_{ref} \quad (3.7)$$

4. Az egykristály minta előkészítése, a kriosztát fejlesztése

4.1. Hidegujjas kriosztát működése

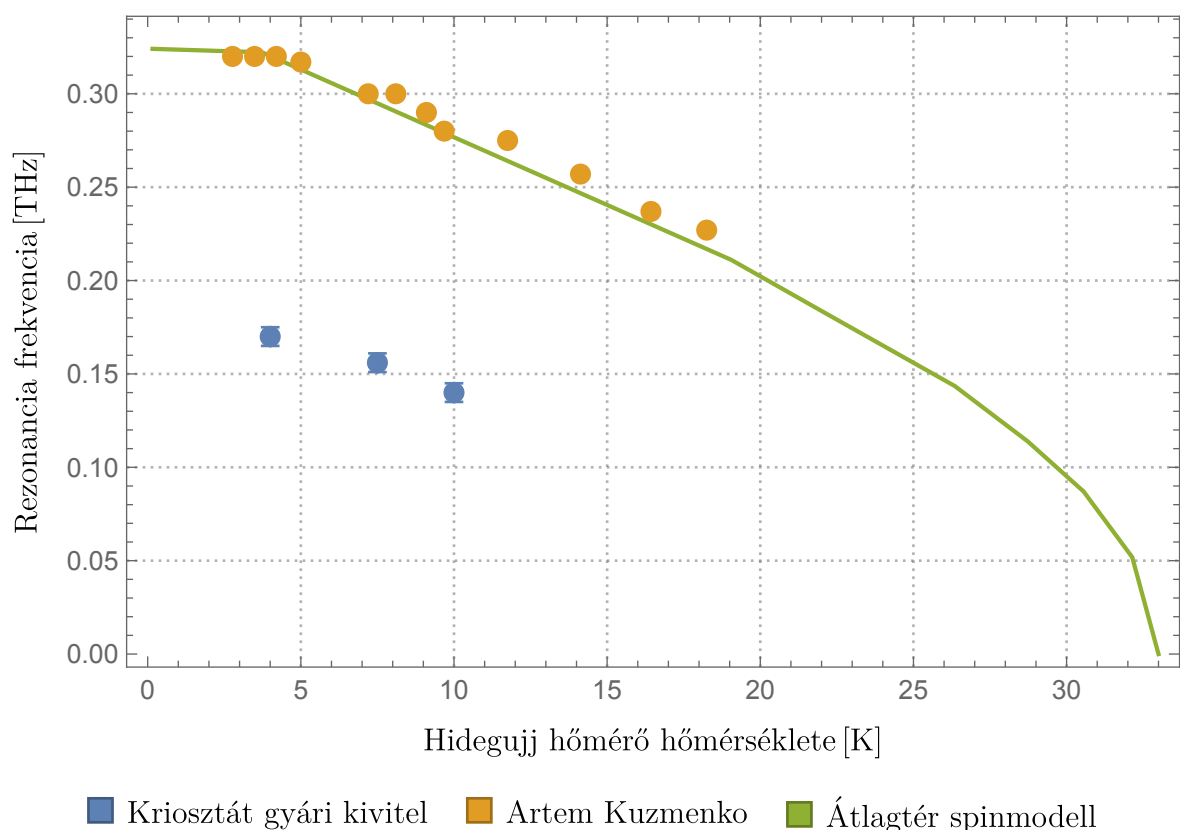
Ennél a kriosztát típusnál a minta hűtését a a kriosztátban áramló folyékony héliummal hűtött hidegujj (cold finger) és a minta közötti hővezetés biztosítja. A környezetből hővezetéssel és légáramlással történő hőfelvételt a vákuumozott mintatér, a hőszugárzással történő hőfelvételt a lehűtött sugárzási köpeny (radiation shield) akadályozza meg. Az általam használt kriosztátban folyékony hélium folyamatos áramlása biztosította a hideg ujj hűtését. Így erős hélium áram (1 l folyadék/óra) alkalmazása esetén a hideg ujj hőmérséklete eléri a hélium forráspontját, ami $T=4,2$ K légköri nyomáson. Rövid időre a bejövő hélium áramot elzárva és a kriosztátban lévő folyadékot alacsony nyomáson elpárologtatva akár ennél alacsonyabb, $T=4$ K hőmérséklet is elérhető. Viszont a minta tényleges hőmérséklete a hidegujj hőmérsékletétől eltérhet. A fejezet további részében ezt a jelenséget vizsgálom.

4.2. A minta előkészítése, a kriosztát fejlesztése

A mérések során egy 1.7 mm vastag $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ egykristály c síkú metszetét használtam. A mintát egy vörösréz mintatartóra rögzítettem GE Varnish-sal, majd a mintatartó lapkát egy hidegujjas kriosztátba helyeztem.

Az első pár próbamérésnél azt tapasztaltam, hogy a minta nem hűl le kellőképpen, a hidegujjon lévő hőmérő által mutatott hőmérséklet nem egyezik meg a minta hőmérsékletével, a minta nagyjából 20 K-nel melegebb mint a hidegujj (5.1). Mivel a minta 0,3 THz körül található, a 3.5a ábrán pirossal jelölt, mágneses rezonanciája a szakirodalomban ismert módon függ a hőmérséklettől [6], a THz abszorpció mérésem a tényleges mintahőmérséklet kalibrálására használható.

4. Az egykristály minta előkészítése, a kriosztát fejlesztése

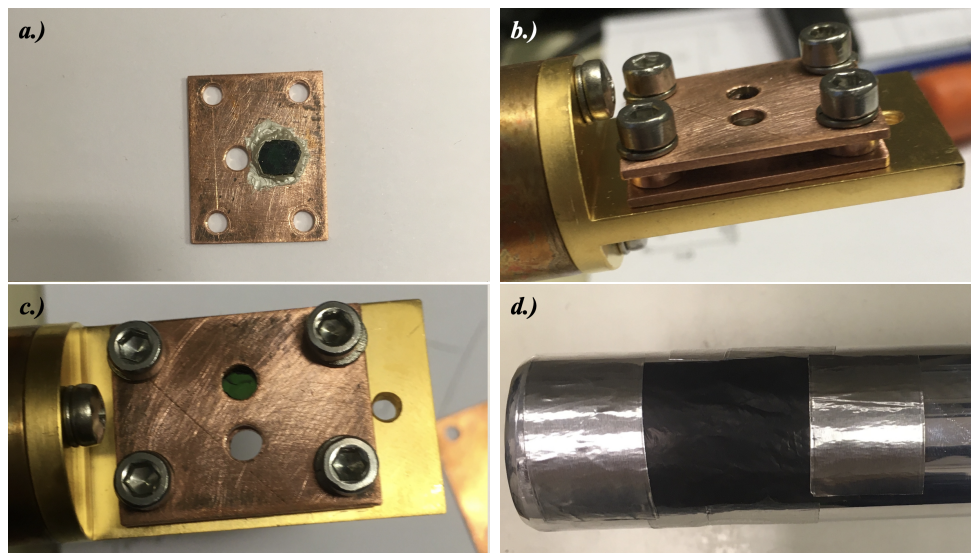


4.1. ábra. Kriosztát és mintatartó fejlesztésének motiválása. A kriosztát gyári kivitele esetén mért rezonancia frekvencia (kék) Artem Kuzmenko méréseivel [5] összevetve jelzi, hogy a hidegujj hőmérséklete és a tényleges mintahőmérséklet eltér. A kék vonal az anyag átlagtér spinmodellel [5] számított viselkedése.

Ezért szükség volt a kriosztát fejlesztésére. Első kísérletként a minta és a réz lemez közötti hőátadás javítására a mintát a kerülete mentén ezüstpasztával rögzítettem a mintatartó lapkához (4.2a). A minta GE varnish-sal van felragasztva így nagyon sok múlik ennek a ragasztónak a hővezetésén ami $3.2 \cdot 10^{-5}$ W/cm K 4 és 10 K között, ettől az ezüstpasztáé három nagyságrenddel jobb, 0.02 W/cm K, 3 K-en [8]. Ez jelentősen elősegítette a minta lehűlését, kevesebb mint 10 K-re csökkent a minta hőmérséklete és a hidegujjon mért hőmérséklet közötti különbség. A minta ennél is jobb hűlését már nehéz volt elérni. Következő fejlesztésként a mintát két réz lemez közé helyeztem, hogy nagyobb felületen érintkezzen a hidegujj a mintával (4.2b-c). A kriosztát ablakain keresztül szobahőmérsékletű hőmérsékleti sugárzás éri a mintát, így leragasztottam a kriosztát sugárzási pajzsának két nem használt ablakát alufólia ragasztóval, majd vékony, terahertzes sugárzásra átlátszó műanyag fóliával fedtem le a fényútban lévő két nyílást (4.2d). Ez is csökkentette a hőmérő által mutatott érték és a valós mintahőmérséklet közötti különbséget. Végeredményben ezen módosítások azt eredményezték, hogy 10 K-en a minta és a hidegujj hőmérséklete megegyezett így ezen a hőmérsékleten tudtunk már releváns méréseket végezni. A további mérések során kis fluktuációk voltak a hőmérő pontosságában

4. Az egykristály minta előkészítése, a kriosztát fejlesztése

de alapvetően 10 K-ig sikerült a [5] cikkben megfigyeltékhez hasonló adatokat kapni. A fejlesztések eredményeit az 5.1 alfejezetben tárgyalom.

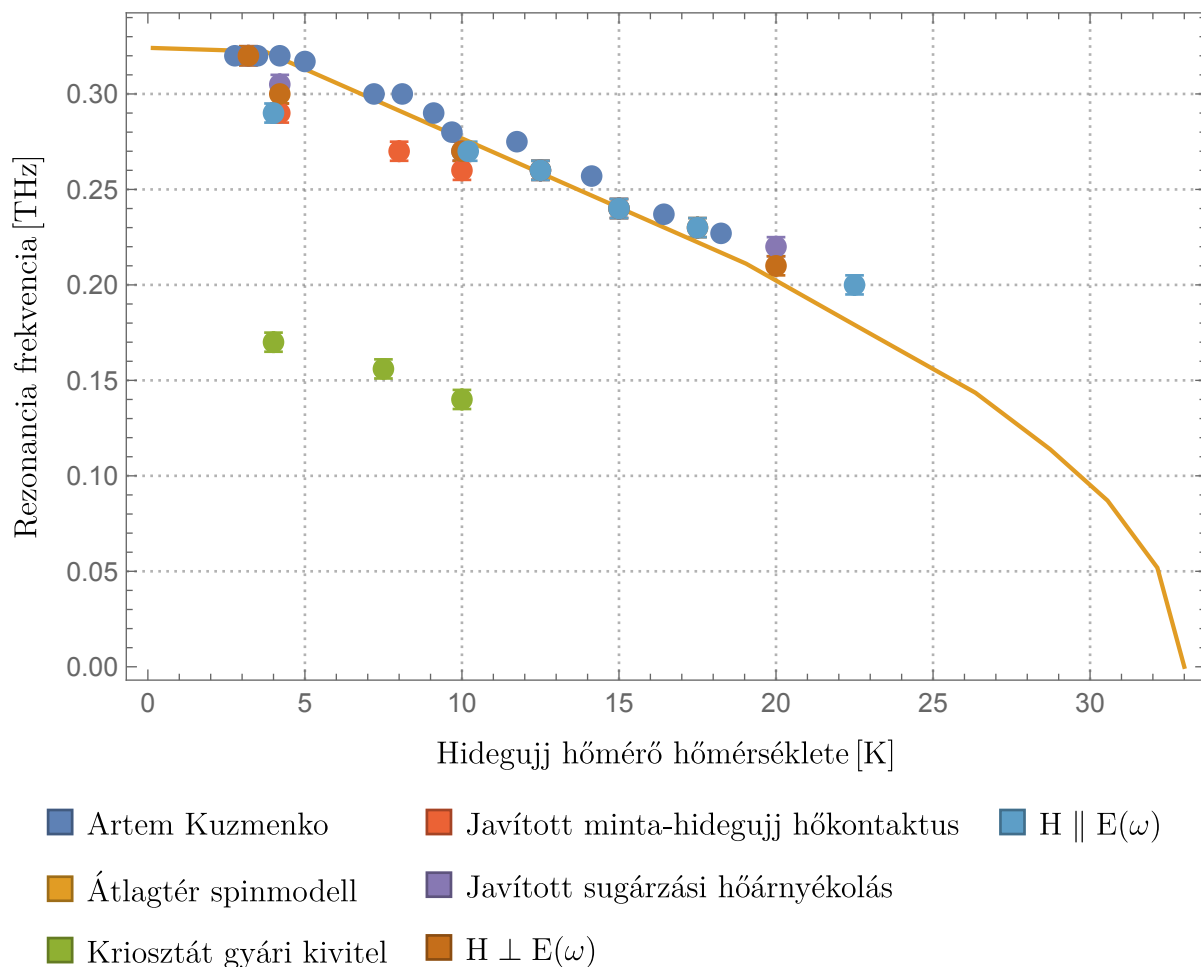


4.2. ábra. Kriosztát és mintatartó fejlesztése. **a.)** Ezüstpaszta felvitele a minta széleire. **b.), c.)** a minta és a hidegujj érintkező felületének növelése egy második vörösréz lemezzel és távtartókkal. **d.)** sugárzási pajzs két nem használt nyílásának leragasztása alufóliával, két fényútra merőleges ablakának leragasztása terahertz sugárzásra átlátszó kis sűrűségű polietilén fóliával.

5. Kísérleti eredmények diszkussziója

5.1. Kriosztát fejlesztések eredményei

Elvégeztem a 4.2. fejezetben leírt fejlesztéseket, és az egyes lépések után különböző hőmérsékleteken meghatároztam a 3.4 ábrán pirossal jelölt magnon módus rezonancia frekvenciáját (5.1. ábra).

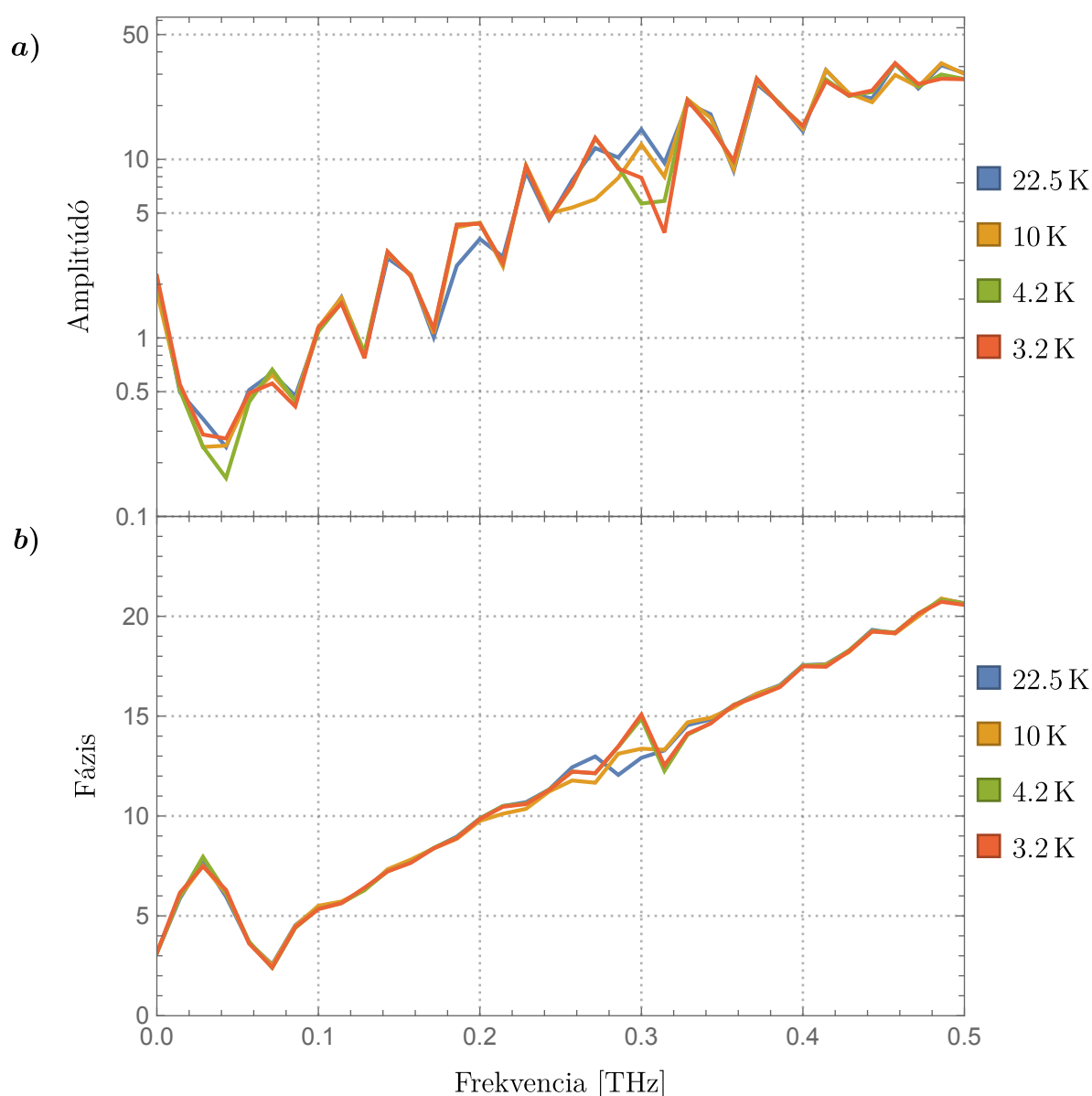


5.1. ábra. Kriosztát és mintatartó fejlesztésének hatása a minta hőmérsékletére. Artem Kuzmenko méréseivel [5] és az anyag átlagtér spinmodellel [5] számított viselkedésével összevetve, a 4.2 fejezetben leírt fejlesztések után mért rezonanciafrekvenciák és hőmérsékletek.

A második fejlesztés után látható, hogy a mérések eredményei nagyon közel kerülnek a modellhez és Artem Kuzmenko korábbi méréseihez. Így a hidegújban elhelyezett hőmérő által mutatott érték a $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ mágneses rezonanciafrekvenciájának ismeretében a kriosztát tényleges mintahőmérsékletéhez kalibrálható.

5.2. A $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ antiferromágneses rezonanciájának hőmérsékletfüggése

A $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ mintában 0,2-0,3 THz tartományban, az irodalommal összhangban [5], egy éles mágneses rezonanciát figyeltem meg. A külső mágneses tér alkalmazása nélkül készült mérés az 5.2 ábrán látható.

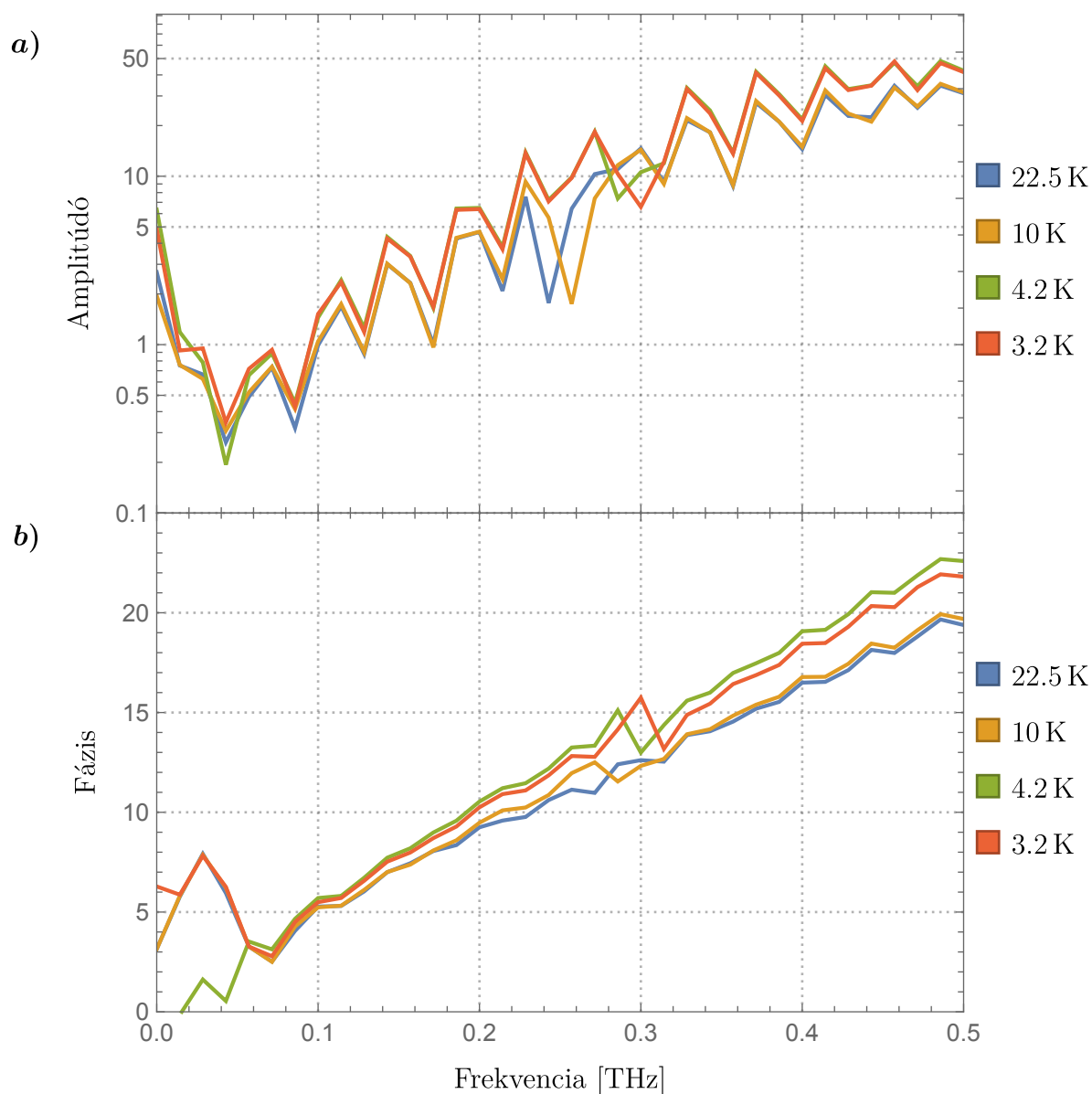


5.2. ábra. Mágneses tér nélkül mért transzmisszió jel Fourier-transzformáltjának amplitúdó és fázis spektruma.

Az amplitúdó spektrumban egy minimum a fázistolás spektrumban pedig egy S-alakú jel látható a rezonanciánál. A legalacsonyabb hőmérsékleten, 3.2 K-en a rezonancia frekvencia 0,32 THz, mely a hőmérsékletnövelésével a 5.1. ábrán bemutatott módon csökken.

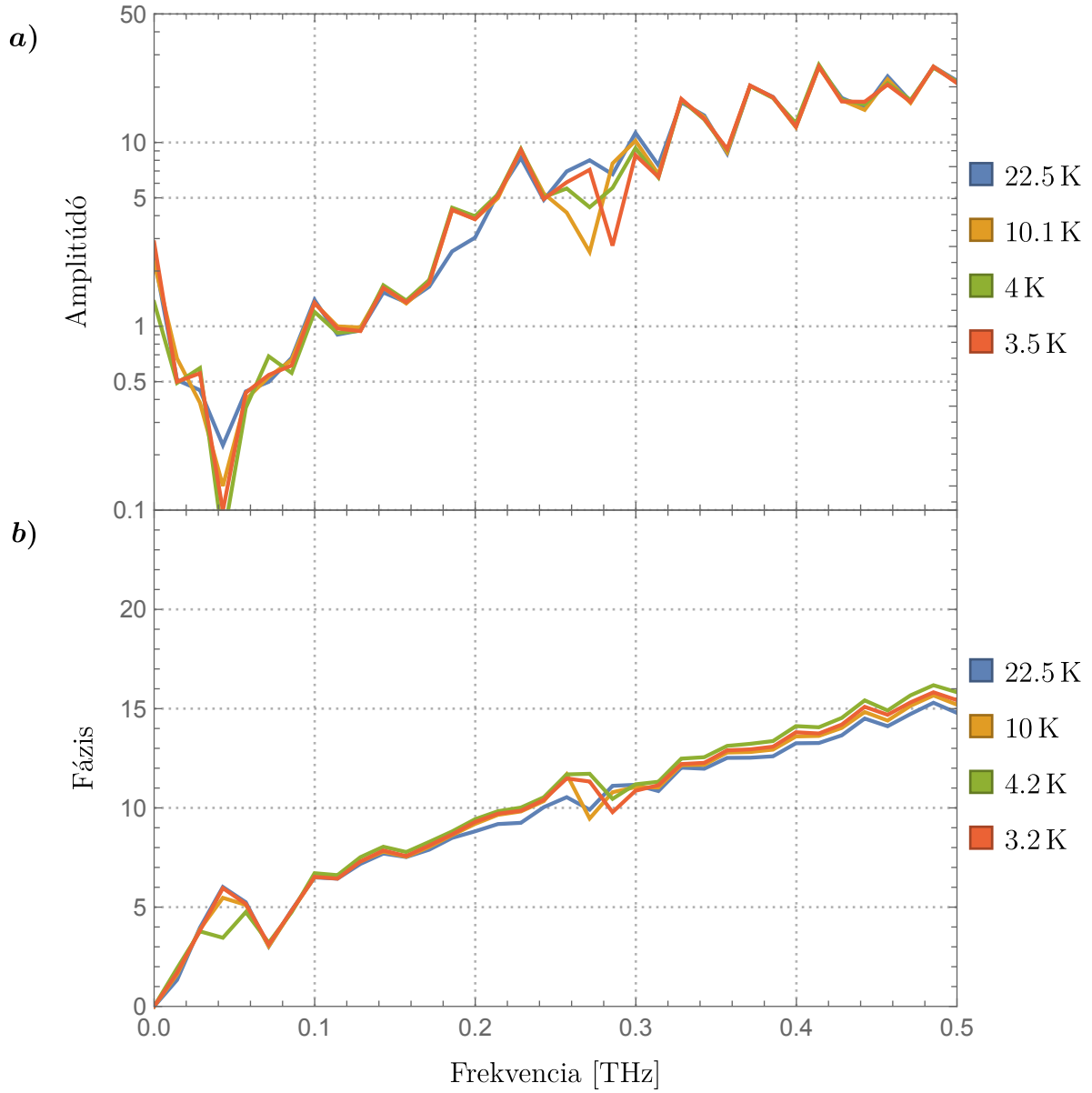
5. Kísérleti eredmények diszkussziója

Az első mágneses tér konfiguráció a $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}(\omega)$ eset volt (5.3).



5.3. ábra. $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}(\omega)$ térben mért transzmisszió jel Fourier-transzformáltjának amplitúdó és fázis spektruma.

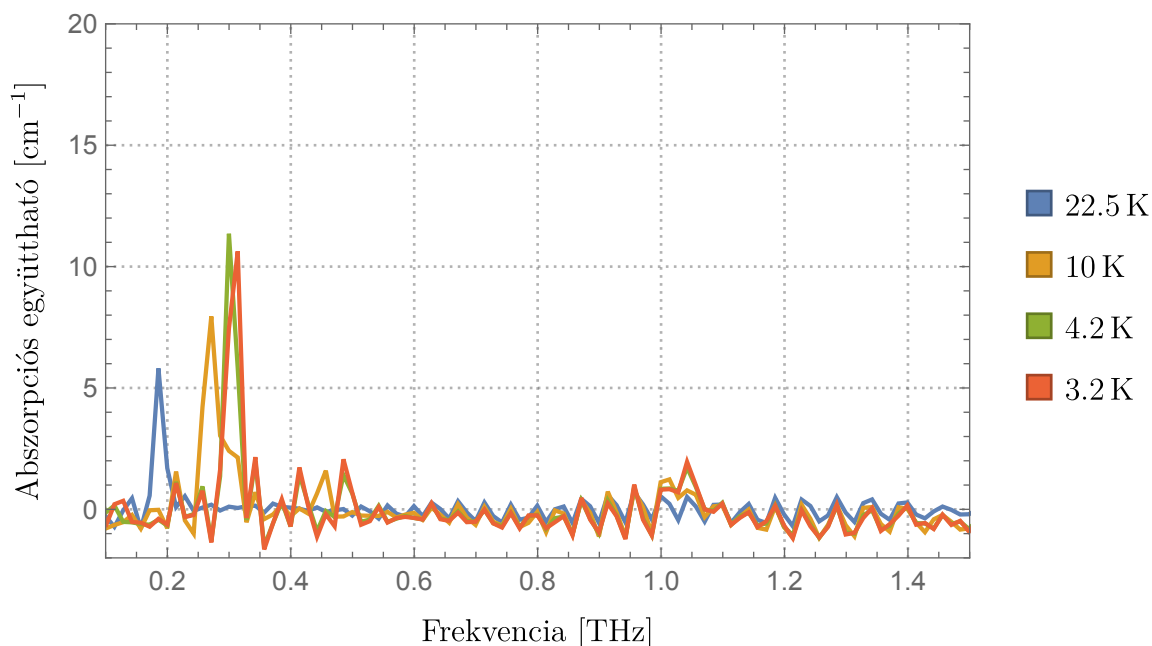
Itt azt figyelhetjük meg, hogy a magasabb hőmérsékleten mérhető csúcsok az amplitúdó spektrumban nagyobb területűek, mint az ezt megelőző mérésben. Ezután megvizsgáltam a $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}(\omega)$ esetén a rezonanciafrekvenciát(5.4).



5.4. ábra. $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}(\omega)$ térben mért transzmisszió jel Fourier-transzformáltjának amplitúdó és fázis spektruma.

Itt azt tapasztaltam, hogy nincs különösebb változás a mágneses tér nélkül történt mérésekhez képest.

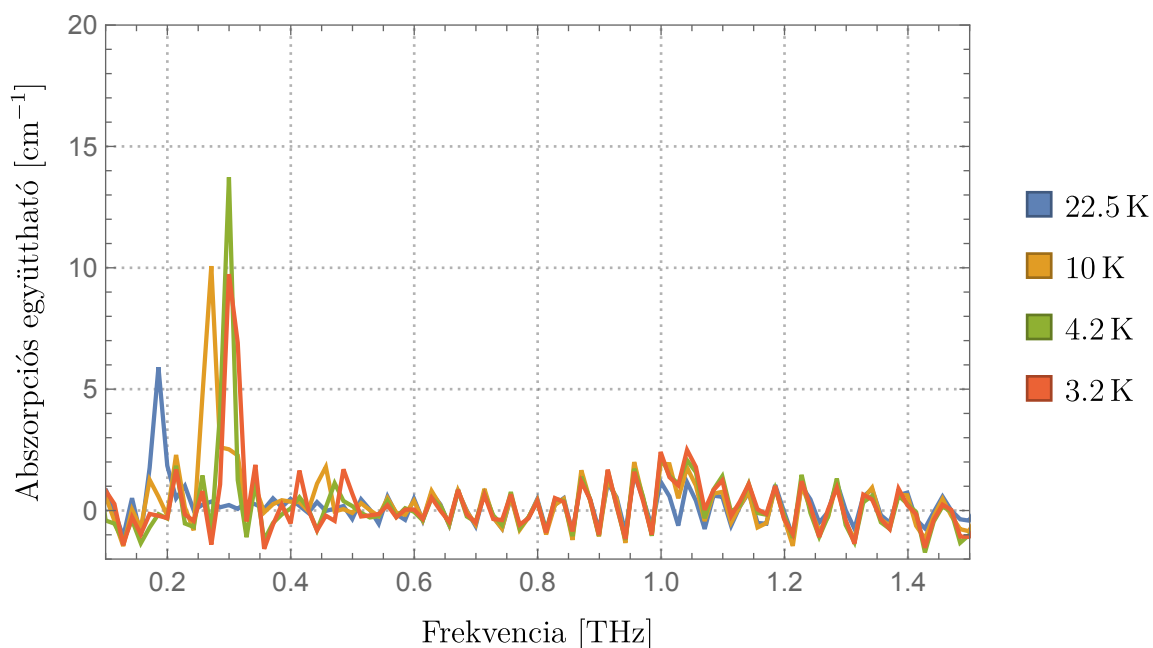
5.3. Az abszorpciós együttható vizsgálata



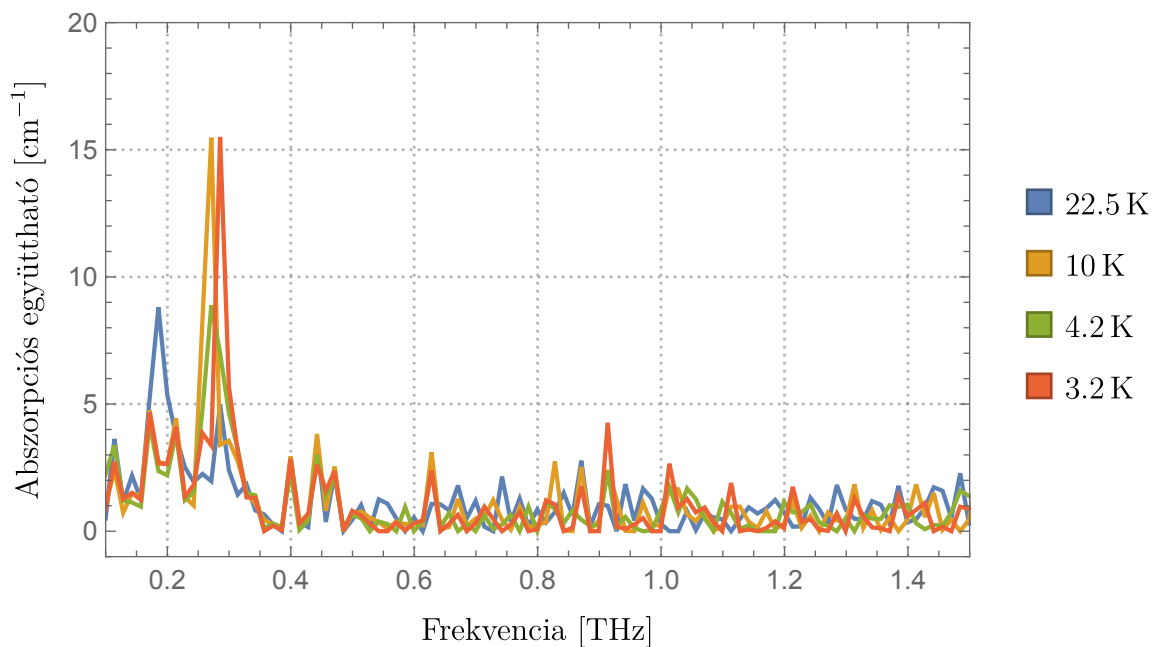
5.5. ábra. A minta abszorpciós együtthatója különböző hőmérsékleteken.

Az abszorpciós együtthatót a 3.4 képlet alapján számítottam ki a különböző mágneses terekben és hőmérsékleten mért spektrumok esetén azzal a különbséggel, hogy referenciának az anyag paramágneses fázisában, 35 K-en mért spektrumot használtam. Ezzel a módszerrel az abszorpciós együttható mágneses rendeződés hatására történő megváltozását határoztam meg. A nulla mágneses térben történt mérés eredményei a (5.5.) ábrán láthatóak. A különböző amplitúdójú csúcsok annak köszönhetőek, hogy a felbontás instrumentálisan limitált.

Az abszorpciós spektrumokban két gerjesztést figyeltem meg: 3,2 K-en egy gerjesztést 0,32 THz-en és egy további szélesebb és gyengébb gerjesztést 1,05 THz-en. Az irodalom alapján a 0,32 THz-es módust a könnyű-síkú antiferromágneses szerkezet optikai magnon gerjesztésével azonosíthatunk [5]. A másik gerjesztése ennek a szerkezetnek egy kvázi-Glodstone módus, aminek a gerjesztési energiája lényegesen kisebb, mint a vizsgált frekvencia tartomány. EZ a gerjesztés az anyagcsalád más tagjánál is megjelenik [11], viszont a $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ esetében én figyeltem meg elsőként.



5.6. ábra. A minta abszorpciós együtthatója, $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}(\omega)$ mágneses térben, különböző hőmérsékleteken.



5.7. ábra. A minta abszorpciós együtthatója, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}(\omega)$ mágneses térben, különböző hőmérsékleteken.

Kiszámítottam a minta abszorpciós együtthatóját $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}(\omega)$ és $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}(\omega)$ mágneses terek esetén is, melyeket rendre a 5.6 és 5.7 ábrákon mutatok be. $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}(\omega)$ esetben

5. Kísérleti eredmények diszkussziója

nem végeztem mérést a paramágneses fázisban, ezért a következő módszerrel határozotam meg a mágneses fázisban megjelenő abszorpciót: Adott frekvencián a különböző hőmérsékleteken (22.5, 10, 4.2, 3.2 K-en mért adatok) mért amplitúdók maximumát vettem, így meghatároztam a maximális intenzitást. Ez a módszer akkor működik, ha a mágneses rezonanciák a hőmérséklet változtatással jobban eltolódnak, mint a csúcsok szélessége.

A spektrumok eltérő kiértékeléséből fakadó eltéréseken kívül a rezonanciák erőssége azonos. Bár a 5.7 ábrán a csúcsintenzitások nagyobbak, mint az 5.6 ábrán a paramágneses fázishoz közeli 22.5 K-en mért spektrumból látszik, hogy az 5.7 ábrán valószínűleg a kiértékelési módszer miatt megjelenik egy véges alapvonal 0.3 THz környékén. Kísérleteim tanulsága szerint az alkalmazott 200 mT és 80 mT mágneses terek az ab síkban nem elég erősek, hogy mérhető változást okozzanak az abszorpciós spektrumban (lásd 5.5, 5.6 és 5.7 ábrák).

5.4. Törésmutató és dielektromos állandó a töréseket szenvedő nyaláb időkééséséből

Ezen mérések eredményei a következő táblázatban találhatóak.

Mágneses tér	δt [ps]	n	ε
0	45	3.97	15.76
$H \perp E(\omega)$, H = 200 mT	45	3.97	15.76
$H \parallel E(\omega)$, H = 80 mT	46	4.06	16.48

A törésmutató értékek 4 körül fluktuálnak, míg a dielektromos állandó olyan 16-nak becsülhető. Ezek alapján a mérésekhez alkalmazott mágneses tereknek nincs hatása a törésmutatóra illetve a dielektromos állandóra.

5.5. Reflexiós együtthatóból számolt törésmutató és dielektromos állandó

Ebben a részben 3.1 és 3.3 egyenletekből a transzmisszió spektrumokból a 3.4.1 fejezetben leírtak alapján számolt törésmutatók és dielektromos állandókat mutatom meg.

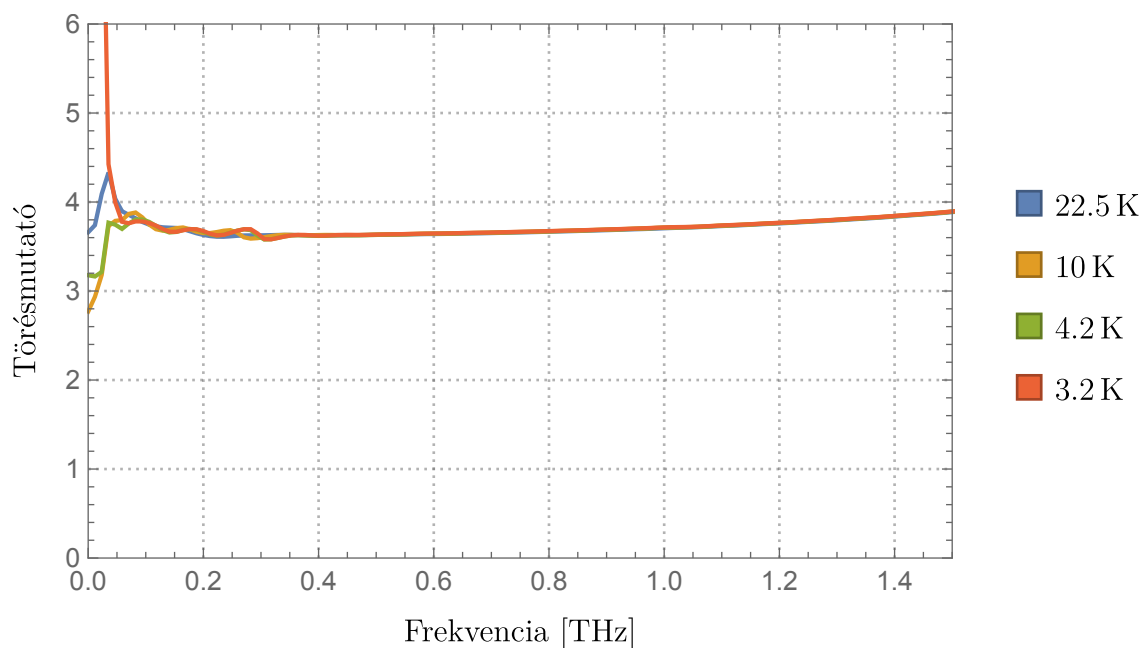
	22.5 K	10 K	4.2 K	3.2 K
n_0	3.44	3.57	3.57	3.57
ε_0	11.83	12.74	12.74	12.74
$n_{\perp}$	3.44	3.57	3.7	3.57
$\varepsilon_{\perp}$	11.83	12.74	13.69	12.74
$n_{\parallel}$	3.57	3.6	3.57	3.57
$\varepsilon_{\parallel}$	12.74	12.96	12.74	12.74

1. táblázat. Az alsó indexek a számított mennyiségeknél a mágneses térre utalnak amiben a mérés készült. 0: nincs külső mágneses tér, $\perp$: $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}(\omega)$, $\parallel$: $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}(\omega)$

A számított törésmutatók hibája ± 0.2 , a dielektromos állandóké ± 1.4 . Ezek az eredmények nagyon közel vannak a 5.4. fejezetben kapott eredményekhez. A módszer nagyon érzékeny a minta pontos vastagságának ismeretére ebből adódik eltérés a két számítás között. A kétféle, optikai módszerrel kapott dielektromos állandó hibahatáron belül konstans a hőmérséklet és a mágneses tér függvényében, ami megfelel a az irodalomban közölt 0.4 THz frekvenciájú optikai mérés eredményének [5]. Ezzel szemben a kvázisztatikus módszerrel 10 kHz frekvencián mért dielektromos állandó jelentős hőmérséklet- és mágneses tér függést mutat [5], ami arra utal, hogy az általunk vizsgált frekvenciatartomány alatt további gerjesztések találhatók. Ezek a gerjesztések a mágnesesen rendezett tartományok átrendeződéséhez, vagy a köztük lévő doménfalak mozgásához tartozhatnak.

5.6. Törésmutató frekvenciafüggése

A törésmutató frekvenciafüggését mágneses terek nélkül vizsgáltam a 3.7-as egyenlet alapján a fázis spektrumokat használva. Ennek az eredménye 5.8. ábrán látható.



5.8. ábra. A minta törésmutatójának frekvenciafüggése

6. Összefoglalás

TDK munkámban a $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ királis antiferromágnes mágneses gerjesztéseit vizsgáltam THz spektroszkópiával. A mérések során különböző módszerekkel (a minta reflexiós együtthatóját illetve a transzmisszió során fellépő optikai fázistolását felhasználva) meghatároztam a minta törésmutatóját, abszorpciós együtthatóját és dielektromos állandóját. Ezen vizsgálatokat a szakirodalmi mérésekkel ellentétben elsőként az izotróp *ab* kristálytani síkon végeztem. Munkám során elsajátítottam az alacsony hőmérsékletű optikai mérésekhez szükséges kriotechnika használatát. A mérésekhez szükséges alacsony mintahőmérséklet eléréséhez a hidegugjas rendszerű optikai kriosztáton jelentős fejlesztéseket hajtottam végre. Az időfelbontásos THz jelek mérésével is megismerkedtem. Fejlesztettem egy Wolfram Mathematica programot, melynek segítségével meghatároztam az időbeli jelek Fourier-transzformáltját. Kiszámítottam az abszorpciós és törésmutató spektrumokat. Az irodalommal összhangban két spin gerjesztést figyeltem meg: 3,2 K-en 0,32 THz-en a könnyű-síkú antiferromágneses szerkezet optikai magnon módusát valamint egy további spin gerjesztést 1,05 THz-en. Vizsgáltam a külső mágneses tér antiferromágneses doménekre gyakorolt hatását az *ab* kristálytani síkon, melyet korábban nem tanulmányoztak. Irodalmi eredmények alapján azt vártam, hogy 80-200 mT mágneses tér átrendezi a doméneket, azonban méréseim pontosságán belül nem tapasztaltam ilyet.

További terveim között szerepel a THz kísérletek nagy mágneses terekben történő megisméltése. Ehhez részt veszek a BME Fizika Tanszék Komplex Mágnesség kutatócsoport nemrég érkezett 7 T mágneses terű optikai mágnesének üzembe helyezésében és a THz optikai fénypálya illesztésében.

7. Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani a konzulenseimnek a témában nyújtott mind elméleti, mind kísérleti iránymutatásért és segítségért. Szeretném megköszönni a NKFI Hivatalnak, hogy a TDK elkészítését az OTKA FK 135003 sz. pályázaton keresztül támogatta. Ezen felül még köszönettel tartozok I. A. Gudim és L. N. Bezmaternykh kutatóknak a mérésekhez használt $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ kristály növesztéséért.

Hivatkozások

- [1] M Hangyo, T Nagashima és S Nashima. “Spectroscopy by pulsed terahertz radiation”. *Measurement Science and Technology* 13.11 (2002. okt.), 1727. old. DOI: 10.1088/0957-0233/13/11/309. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/13/11/309>.
- [2] H. Němec és tsai. “Independent determination of the complex refractive index and wave impedance by time-domain terahertz spectroscopy”. *Optics Communications* 260.1 (2006), 175–183. old. ISSN: 0030-4018. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2005.10.019>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401805010801>.
- [3] E. P. Chukalina és tsai. “Spectroscopic study of the magnetic ordering in $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ”. *Phys. Lett. A* 374 (2010), 1790., 1792. old. DOI: 10.1016/j.physleta.2010.02.018.
- [4] Yu. F. Popov és tsai. “Peculiarities in the magnetic, magnetoelectric, and magnetoelastic properties of $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ multiferroic”. *J. Exp. Theor. Phys.* 111.2 (2010), 199–203. old. DOI: 10.1134/S1063776110080066. URL: <http://dx.doi.org/10.1134/S1063776110080066>.
- [5] A. M. Kuz'menko és tsai. “Effects of the interaction between R and Fe modes of the magnetic resonance in $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ rare-earth iron borates”. *JETP Letters* 94.4 (2011. okt.), 294. old. ISSN: 1090-6487. DOI: 10.1134/S0021364011160119. URL: <https://doi.org/10.1134/S0021364011160119>.
- [6] C. Ritter és tsai. “Determination of the magnetic structure of $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ by neutron diffraction: comparison with other $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ iron borates”. *J. Phys.: Condens. Matter* 24.38 (2012), 386002. old. URL: <http://stacks.iop.org/0953-8984/24/i=38/a=386002>.
- [7] M. N. Popova és tsai. “Crystal field and exchange interactions in the $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ multiferroic”. *J. Exp. Theor. Phys.* 118.1 (2014. jan.), 111–123. old. DOI: 10.1134/S1063776114010142. URL: <https://doi.org/10.1134/S1063776114010142>.
- [8] Ricardo I. Amils és tsai. “Thermal conductivity of silver loaded conductive epoxy from cryogenic to ambient temperature and its application for precision cryogenic noise measurements”. *Cryogenics* 76 (2016), 23–28. old. ISSN: 0011-2275. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2016.03.001>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0011227515300400>.
- [9] Paul Gow. “Schottky enhanced photo-Dember terahertz emitters”. (2016. júl.).
- [10] T. Jungwirth és tsai. “Antiferromagnetic spintronics”. *Nature Nanotechnology* 11.3 (2016. márc.), 231–241. old. ISSN: 1748-3395. DOI: 10.1038/nnano.2016.18. URL: <https://doi.org/10.1038/nnano.2016.18>.
- [11] Dávid Szaller és tsai. “Magnetic resonances of multiferroic $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ”. *Phys. Rev. B* 95 (2 2017. jan.), 24427. old. DOI: 10.1103/PhysRevB.95.024427. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.95.024427>.

- [12] A. M. Kuzmenko és tsai. “Switching of Magnons by Electric and Magnetic Fields in Multiferroic Borates”. *Phys. Rev. Lett.* 120 (2 2018. jan.), 27203. old. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.027203. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.027203>.
- [13] P. Němec és tsai. “Antiferromagnetic opto-spintronics”. *Nature Physics* 14.3 (2018. márc.), 229–241. old. ISSN: 1745-2481. DOI: 10.1038/s41567-018-0051-x. URL: <https://doi.org/10.1038/s41567-018-0051-x>.