



TDK dolgozat

Vasmag telítődésének vizsgálata közös módusú fojtóban

Takács Anna

Témavezető:

Bernáth Bence

Robert Bosch kft.

Konzulens:

Simon Ferenc

BME TTK Fizikai Intézet

Fizika Tanszék

Konzulens:

Gyüre-Garami Balázs

Robert Bosch kft.

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

2024.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Bernáth Bencének, aki szakmai iránymutatásával, támogató hozzáállásával és segítőkészségével nagyban hozzájárult a dolgozatom elkészítéséhez.

Köszönetemet szeretném kifejezni továbbá két konzulensemnek, Simon Ferencnek és Gyüre-Garami Balázsnak, akik szakmai tudásukkal, értékes tanácsaikkal támogatták munkámat, kérdéseimmel mindig fordulhattam hozzájuk, ami nagy segítség volt a kutatásom során.

Köszönetet mondok Nemes Norbertnek a magnetometriai mérések elvégzéséért és ezek értelmezéséért.

Köszönettel tartozom a Bosch BEST ösztöndíj programnak, ami lehetőséget biztosított számomra a kutatásban való részvételre, illetve támogatta a munkámat.

A dolgozat elkészítését a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal (NKFIH) és a Kulturális és Innovációs Minisztérium támogatta a K119442, 2022-2.1.1-NL-2022- 00004, 2019-2.1.7-ERA-NET-2021-00028(V4-Japán, BGapEng), TKP2021-NVA-02ésTKP2021-EGA 02 számú pályázatok révén.

Kivonat

A mai világban a mindennapjaink elképzelhetetlenek elektronikai eszközök nélkül. Ezek széleskörű elterjedése és alkalmazása kiemelt fontosságúvá teszi az elektromágneses kompatibilitás kutatását. Az elektromágneses kompatibilitás azt jellemzi, hogy egy (elektronikai) rendszer képes-e zavartalanul és megfelelően működni a környezetében; kellően ellenálló a külső elektromágneses zavarokra (nagy immunitás) és a saját sugárzása nem zavarja a környezetét (alacsony emisszió). Ezen a téren kritikus áramköri elem a közös módusú fojtó, amely lényegében két csatolt tekercsből áll egy közös vasmagon.

Ezek a szűrők magas impedanciát mutatnak a rendszert terhelő közös módusú jelekkel szemben, miközben minimális csillapítással engedik át a működés szempontjából hasznos differenciális módusú jeleket. Egy közös módusú fojtó hatékonyságát nagyban befolyásolja az elnyomni kívánt zaj frekvencia tartománya, illetve a benne található mag anyaga.

Annak ellenére, hogy a közös módusú fojtók viselkedésének pontos megértése kiemelten fontos, a mágneses anyag tulajdonságain, valamint a nemlineáris mágneses effektusokon keresztül történő vizsgálata kevésbé ismert és kutatott terület. Az irodalomból ismert és alkalmazott modellek, amelyek a fojtók viselkedését demonstrálják, párhuzamos RLC körökre építenek, ám ezek figyelmen kívül hagyják a mágneses anyag mögött álló fizikai hátteret. Ezek a megközelítések nem mindig alkalmazhatók, különösen akkor nem, amikor a mágneses anyag telítődik a közös módusú fojtók használata során, például erősáramú hálózatok közelében, nagy energiájú tranziens jelenségek esetén vagy a rosszul csatolt tekercsek szórt mágneses tere miatt.

A munkám során egy az iparban széles körben használt közös módusú fojtó térfüggő, rádiófrekvenciás impedancia karakterisztikáját vizsgáltam vektor hálózatanalizátor segítségével. Céлом egy olyan modell felállítása és megértése volt, amely a Debye-típusú mágneses relaxációt veszi alapul. Ehhez egy gyakorlati alkalmazáshoz hasonló jelenséget vizsgáltam, amikor is a közös módusú fojtót egyenárammaé (DC) előfeszítve működtetjük így imitálva a szórt mágneses tér jelenlétét. Ezt az esetet összehasonlítottam a szűrő azon viselkedésével, amelyet akkor mutat, amikor külső mágneses tér hatására telítődik a benne található mágneses anyag. Az általam felállított modell figyelembe veszi a mágneses anyag frekvenciafüggő viselkedését, és segítségével meghatározhatók az anyagot jellemző mágneses szuszceptibilitás paraméterei.

Az egyik legfontosabb eredményem az, hogy telítés esetén a fojtó impedanciájának csúcserő értéke nem csak eltolódik, hanem a nagysága is megnő, jóval az eredeti érték fölé. A jelenséget csak a vasmag fizikai paramétereinek megváltozásával lehet magyarázni. Ez a felfedezés fontos támpontot tud adni a közös módusú fojtók szimulációjához, használatához, és túllép a jelenlegi, fizikai képet nélkülöző RLC modelleken. Fontos hangsúlyozni, hogy egy egyszerű vasmagos induktivitáson (nem közös módusú folytón) hasonlóképpen lehetne tanulmányozni a vasmag telítését és rádiófrekvenciás (RF) karakterisztikáját, viszont a Robert Bosch Kft. gyakorlati pri-

orításai miatt a közös módusú folytót tanulmányoztam. Eredményeim azonban érvényesek az egyszerűbb tekercsekre is.

Abstract

In today's modern world, our daily lives are unimaginable without electronic devices. The widespread use of these devices makes the research of electromagnetic compatibility extremely important. Electromagnetic compatibility characterizes whether a system can operate correctly in its environment, meaning that the useful signals coexist with the noise affecting the system. In this field, a critical circuit element is the so-called common-mode choke, which consists of two coupled coils on the same magnetic core.

These filters exhibit high impedance against the common-mode signals affecting the system while allowing the differential-mode signals to pass through with minimal attenuation. The efficiency of common-mode chokes is influenced by the frequency range of the noise, as well as the magnetic properties of the core.

Despite the fact that understanding the behavior of common-mode chokes is crucial, studying them through the properties of the magnetic material and nonlinear magnetic effects is a less explored area. Several models are already known from the literature to characterize these chokes, but they neglect the physical background of the magnetic material. These approaches are not always applicable, especially when the magnetic material saturates during the use of common-mode chokes, such as in the proximity of high-power networks, during high-energy transient phenomena, or due to the stray magnetic fields of poorly coupled coils.

In my work, I investigated the magnetic field-dependent and radio-frequency impedance characteristics of a common-mode choke widely used in the industry, using a vector network analyzer. My goal was to establish and understand a model based on Debye magnetic relaxation. To achieve this, I examined a phenomenon similar to a practical application, where the common-mode choke is operated with a DC current bias, simulating the presence of a stray magnetic field. I compared this case to the behavior of the filter when the magnetic material inside the coils saturates under the influence of an external magnetic field. The model I developed takes into account the frequency-dependent behavior of the magnetic material and allows the determination of the magnetic susceptibility parameters characterizing the material.

One of my most important findings is that in the case of saturation, the peak value of the choke's impedance not only shifts but also increases significantly. This phenomenon can only be explained by changes in the physical parameters of the core. This discovery provides important guidance for the simulation and use of common-mode chokes, surpassing the current RLC models that lack a physical picture.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	6
2. Elméleti háttér	7
2.1. A tekercsek működésének alapjai	7
2.2. Két tekercs együttes működése	9
2.3. A közös módusú fojtó működése	12
2.4. Mágneses szuszceptibilitás a lineáris válaszelmélet szerint	13
2.5. Mágneses szuszceptibilitás és a frekvenciafüggését leíró Debye-modell	14
2.6. Közös módusú fojtó helyettesítő áramköri elrendezése	18
3. Mérési módszerek	20
3.1. A közös módusú fojtón végzett mérések megvalósítása	20
3.2. Mágneses szuszceptibilitás mérése SQUID magnetométerrel	23
4. A mérési eredmények és értelmezésük	23
4.1. A közös módusú fojtó viselkedése egyenáramú vagy mágneses előfeszítés mellett	24
4.2. A közös módusú fojtó viselkedésének modellezése	27
4.2.1. Illesztési folyamat	31
4.3. DC áramú előfeszítés és párhuzamos mágneses tér közötti összefüggés	32
4.4. Az illesztésből kapott paraméterek összehasonlítása magnetometriai mérésből kapott eredménnyel	36
5. Összegzés és kitekintés	40
Ábrák jegyzéke	42
Hivatkozások	44
A. Függelék	45

1. Bevezetés

Az elektromágneses kompatibilitással foglalkozó ipari tervezések során a közös módusú fojtók elengedhetetlen áramköri elemek, viselkedésük megértése kiemelt fontosságú. Ezek a fojtók két tekercsből állnak amelyek egy vasmagon keresztül vannak csatolva. A fejlesztések során fontos a vasmag telítése miatti impedanciaváltozások pontos megértése. Sajnos a gyártók nem közölnek információt erre nézve ezért kísérleti és elméleti vizsgálatok szükségesek. Ennek megfelelően dolgozatomban a telítődés vizsgálatára lehetőséget nyújtó, laboratóriumi és ipari körülmények között elvégezhető mérési módszereket mutatok be, továbbá értelmezem a méréseimből kapott eredményeket.

A közös módusú fojtók gyakorlati alkalmazása során felmerülő telítődés szemléltethető elsősorban, az ipari laboratóriumokban is megtalálható *bias tee* segítségével, amivel a fojtó DC áramú előfeszítés mellett vizsgálható. Azonban az így végzett mérés értelmezése nem triviális, hiszen maga a mérési módszer korlátokkal rendelkezik: nem frekvenciafüggetlen, inhomogén mágneses teret hoz létre és hőmérséklet gradienst hozhat be. Fontos célkitűzésem tehát a *bias tee*-vel szerzett eredmények és egy homogén mágneses térrel végzett mérés összehasonlítása, ezzel meghatározva, hogy milyen pontossággal alkalmazhatóak ezek a laboratóriumi módszerek a telítődés hatásának elemzésére. A dolgozat során bemutatom, hogy DC áramú előfeszítéssel végzett mérés elegendően pontos eredményeket ad, lehetővé teszi a telítődési jelenség tanulmányozását.

Kutatásomban a célom az volt, hogy jobban megértsem a közös módusú fojtók viselkedését befolyásoló mágneses anyag tulajdonságait. Ennek érdekében széles tartományban vizsgáltam a fojtó telítődését okozó mágneses hatásokat. A méréseket olyan szélsőséges értékek mellett is elvégeztem, amelyek a fojtó valós üzemi működése során nem fordulnak elő, de a jelenség mögötti fizikai folyamatok megértéséhez szükségesek.

A mágneses telítődés leírásához felépítettem egy a Debye-féle relaxációs folyamatokon alapuló, a közös módusú fojtó viselkedését megfelelő pontossággal leíró modellt, melyet a mérési eredményeimre illesztve vizsgálni tudtam a viselkedést meghatározó anyagi paramétereket. Az illesztésből megkapható paraméterek felhasználhatóak lehetnek a közös módusú fojtók további numerikus modellezéséhez, ezzel elősegítve alkalmazásukat az iparban.

A TDK dolgozat témája megegyezik a korábbi BSc szakdolgozatom témájával, azonban az azóta eltelt időben a korábban leírt eredményeket a munkám jelentősen túlhaladta, számos újabb mérés (magnetometriai és hőmérsékletfüggő mérések, valamint mágneses térben és egyenáramú előfeszítéssel végzett vizsgálatok) történt. Ebben a dolgozatban az új eredményeket és azok értelmezését mutatom be.

2. Elméleti háttér

2.1. A tekercsek működésének alapjai

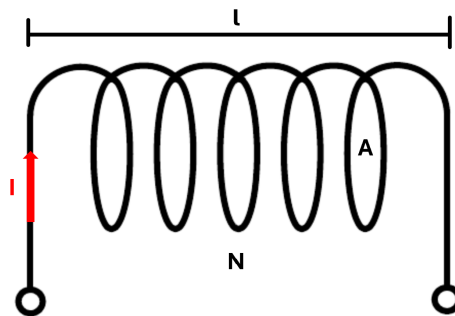
A közös módusú fojtók viselkedésének megértéséhez szükséges a benne található tekercsek viselkedésének pontos ismerete.

A tekercsek, mint az jól ismert, olyan passzív áramköri elemek, melyek képesek energiát tárolni mágneses mező formájában azáltal, hogy elektromos áram halad át rajtuk. A tekercsek tipikusan egy szigeteléssel bevont vezető huzalból állnak, melyet henger szerűen felcsévélnék. Működésük alapját az adja, hogy a felcsévélt huzalon átfolyó áram a tekercs tengelyével párhuzamos irányú mágneses teret hoz létre a gerjesztési törvény alapján. Ez a létrehozott mágneses tér nagy részben a tekercsen belülre korlátozódik és ideális esetben az elemen belül kialakult mágneses teret homogénnek tekinthetjük. Természetesen a valós esetekben a tekercsen kívüli szórt mágneses tér hatása sem mindig elhanyagolható.

A tekercsben létrejött mágneses tér nagyságát a geometriai paraméterek mellett nagyban befolyásolja a tekercsben megtalálható anyag (vasmag) mágneses tulajdonságai. Ennek megértéséhez vizsgáljunk először egy légmagos tekercset, amikor nincs behelyezve vasmag. A vezetőhurkon keresztül folyó áram hatására létrejött mágneses indukció (a tekercs belsejében, a teret homogénnek feltételezve) az alábbi, gerjesztési törvény alapján felírható összefüggés adja meg:

$$B = \frac{\mu_0 N I}{l} \quad (2.1.1)$$

ahol $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$ a vákuum mágneses permeabilitása, N a tekercs meneteinek a száma, l a tekercs hossza, I pedig a vezetőn átfolyó áram erőssége. Ezen összefüggés levezetése során feltételezzük, hogy az áram által létrehozott mágneses tér homogén, így a formula körültekintéssel alkalmazható.



1. ábra. Egy egyszerű légmagos tekercs rajza. l a tekercs hossza, N a menetek száma, A a tekercs keresztmetszete, I a keresztül folyó áram.

Amennyiben a feltekert vezetőhuzalon átfolyó áram időben változik, akkor a tekercsben létrejövő mágneses tér is időben változó lesz. A változó mágneses tér által létrejövő változó

mágneses fluxus Faraday törvénye alapján potenciálkülönbséget hoz létre a tekercs két vége között, áram indukálódik a tekercsben. Az említett törvény alapján az indukált elektromotoros erő:

$$\varepsilon_{\text{ind}} = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -\frac{d}{dt} \left(\int_A \mathbf{B} d\mathbf{A} \right) \quad (2.1.2)$$

Ezen összefüggésbe behelyettesítve a tekercsen átfolyó áram által létrehozott (2.1.1)-es formula által leírt mágneses indukciót:

$$\varepsilon_{\text{ind}} = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -\frac{d(N \cdot \Phi_{B1})}{dt} = -\frac{\mu_0 N^2 A}{l} \frac{dI(t)}{dt} = -L \cdot \frac{dI(t)}{dt} \quad (2.1.3)$$

ahol A a tekercs keresztmetszete, Φ_{B1} az egy menetre vonatkozó fluxus, L pedig a tekercsre jellemző geometriai viszonyoktól (és vasmagos tekercs esetén anyagi tulajdonságoktól is) függő állandó, melyet önindukciós tényezőnek nevezünk. Az önindukciós együttható legegyszerűbben és leghatékonyabban a menetszám növelésével, illetve a tekercsben elhelyezett vasmaggal növelhető.

Amennyiben a tekercsbe valamilyen vasmagot helyezünk, a benne áram hatására létrejövő mágneses indukció nagysága függeni fog a mag anyagi tulajdonságaitól. A mágneses tér erősségét befolyásolja a mag relatív mágneses permeabilitása (μ_r), amely az anyag külső mágneses térre adott válaszát jellemzi. A magok általában nagy mágneses permeabilitással rendelkező anyagból készülnek (például különböző ferritekből), melyek sokkal nagyobb mágneses fluxust képesek létrehozni adott áram mellett, mint egy légmagos tekercs.

Fejezzük ki az anyagot jellemző relatív mágneses permeabilitást. Mágneses anyag jelenlétében a teret jellemző B mágneses indukció és H mágneses térerősség és az anyagra jellemző M mágnesezettség között fennáll az alábbi összefüggés:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.1.4)$$

Homogén, izotrop anyagokban, kis terekben legtöbbször érvényes, hogy $\mathbf{M} \sim \mathbf{H}$. Az ezen összefüggéssel jellemezhető mágneses anyagokat lineárisnak nevezzük. A két vektormennyiség között az arányossági tényező az anyag mágneses szuszceptibilitása (χ). A lineáris viselkedés miatt a térmennyiségek közötti kapcsolat:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = \mu \mathbf{H} \quad (2.1.5)$$

ahol μ_r az anyag relatív, μ pedig az abszolút mágneses permeabilitása.

Ha egy tekercsbe egy μ_r relatív permeabilitással rendelkező vasmag van helyezve, akkor ezen anyagi paraméternek köszönhetően az áram által létrehozott mágneses tér a tekercsben, ezáltal a tekercs öndukciós tényezője is megváltozik a légmagos tekercséhez képest. A mágneses

indukció és az önindukciós együttható vasmagos tekercs esetén:

$$B_{\text{vasmagos}} = \mu_r B_{\text{légmagos}} = \frac{\mu_0 \mu_r N I}{l} \quad (2.1.6)$$

$$L_{\text{vasmagos}} = \mu_r L_{\text{légmagos}} = \frac{\mu_0 \mu_r N^2 A}{l} \quad (2.1.7)$$

Ezek a formulák azonban csak ideális esetben érvényesek. Levezetésük során feltételezzük, hogy a tekercs ideális, a tér nem szóródik ki belőle, a mágneses anyag pedig teljesen kitölti a tekercs belső terét. Ez a valóságban nem valósítható meg. A valósághoz közelebbi eredményt ezen formulákkal akkor kaphatunk, amennyiben a μ_r relatív permeabilitás helyett egy effektív paramétert vezetünk be (μ_{eff}). Ezen érték bevezetésével a (2.1.5)-ös egyenlet az alábbi szerint módosul:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0 (1 + \eta \chi) \mathbf{H} = \mu_0 \mu_{\text{eff}} \mathbf{H} \quad (2.1.8)$$

ahol η az úgy nevezett kitöltési tényező, ami a tekercs mágneses anyag által kitöltött térfogatával kapcsolatos mennyiség [1]. Az effektív mágneses permeabilitással felírva a (2.1.6)-os és a (2.1.7)-es egyenletek az alábbi alakot öltik:

$$B_{\text{vasmagos}} = \mu_{\text{eff}} B_{\text{légmagos}} = \frac{\mu_0 \mu_{\text{eff}} N I}{l} \quad (2.1.9)$$

$$L_{\text{vasmagos}} = \mu_{\text{eff}} L_{\text{légmagos}} = \frac{\mu_0 \mu_{\text{eff}} N^2 A}{l} \quad (2.1.10)$$

2.2. Két tekercs együttes működése

Ha két tekercs egymás közelében van, akkor az egyik tekercsben átfolyó áram által létrehozott mágneses tér a másik tekercs környezetében is megjelenik. Amennyiben az átfolyó áram időben változik, akkor a változó mágneses fluxus a másik tekercsben elektromotoros erőt, tehát áramot indukál. Ez a jelenség természetesen fordítva, a két tekercs szerepeit megcserélve is igaz, és ezt a jelenséget nevezzük kölcsönös indukciónak. Ez a jelenség ad alapot annak, hogy időben változó elektromos jeleket egyik áramkörrel a másikra át tudunk vinni anélkül, hogy a két áramkör között közvetlen kapcsolat lenne.

Egy ilyen két tekercses elrendezésben a két tekercsben létrejött indukált elektromotoros erő:

$$\mathcal{E}_{\text{ind},1} = -\frac{d\Phi_{B1}}{dt} = -M \cdot \frac{dI_2}{dt} \quad (2.2.1)$$

$$\mathcal{E}_{\text{ind},2} = -\frac{d\Phi_{B2}}{dt} = -M \cdot \frac{dI_1}{dt} \quad (2.2.2)$$

ahol Φ_{B1} és Φ_{B2} a két tekercsre vonatkozó indukciófluxus, M pedig a rendszert jellemző kölcsönös indukciós együttható, ami azt mondja meg, hogy az első tekercsben folyó áram mekkora mágneses fluxust hoz létre a második tekercsben.

A két rendszer között a csatolás mértéke függ a tekercsek inductivitásától, illetve a k csatolási tényezőtől az alábbi összefüggés szerint:

$$M = k\sqrt{L_1 \cdot L_2} \quad (2.2.3)$$

ahol L_1, L_2 a két tekercs inductivitása, k értékére pedig igaz, hogy $0 \leq k < 1$.

Ahhoz, hogy megértsük két tekercs együttes működését vizsgáljuk először egy ideális tekercsből álló áramkör működését, az áramkör rajza a 2(a) ábrán látható. A tekercs inductivitása L , az áramkörben folyó áram erőssége I . Ekkor Kirchhoff huroktörvénye alapján a tekercsen eső feszültség:

$$U_{\text{egy tekercs}} = L \cdot \frac{dI}{dt} \quad (2.2.4)$$

A rendszer impedanciája ekkor:

$$Z_{\text{egy tekercs}} = \frac{U_{\text{egy tekercs}}}{I} = \frac{L}{I} \frac{dI}{dt} \quad (2.2.5)$$

Ez az összefüggés $I(t) = I_0 \cdot e^{i\omega t}$ komplex áramerősség behelyettesítésével megadja az ismert, tekercs impedanciáját leíró $Z = i\omega L$ összefüggést.

Tekintsünk most egy L_1 és L_2 inductivitással rendelkező tekercsekből álló párhuzamos kapcsolást, ennek az áramköri rajza a 2(b) ábrán látható. A vizsgálat ezen lépésében még a két tekercs közötti csatolást nem vesszük figyelembe ($M=0$). A két tekercsen átfolyó áram legyen I_1 és I_2 , ekkor a feszültség:

$$U_{\text{két tekercs}} = \tilde{L} \cdot \frac{dI}{dt} = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \cdot \left(\frac{dI_1}{dt} + \frac{dI_2}{dt} \right) \quad (2.2.6)$$

ahol $\tilde{L}$ a két párhuzamosan kötött tekercs eredő inductivitása és $I_1 + I_2 = I$. Amennyiben feltételezzük, hogy a két tekercs inductivitása megegyezik ($L_1 = L_2 = L$), akkor a két tekercsen átfolyó áram is megegyezik és ekkor a rendszer impedanciája:

$$Z_{\text{két tekercs}} = \frac{U_{\text{két tekercs}}}{I} = \frac{1}{I} \cdot \frac{LL}{L+L} \cdot \left(\frac{d(I/2)}{dt} + \frac{d(I/2)}{dt} \right) = \frac{L}{2I} \frac{dI}{dt} \quad (2.2.7)$$

Tehát a $L_1 = L_2 = L$ és az $I_1 = I_2 = I/2$ feltételek mellett a (2.2.5)-ös és a (2.2.7)-es eredmények között egy 2-es faktor eltérés van.

A vizsgálat következő lépéseként vegyük ugyanezt az elrendezést, de ebben az esetben ne

hanyagoljuk el a két tekercs közötti csatolást ($M \neq 0$), ez az elrendezés látható a 2(c) ábrán. Legyen a két vezeték egy közös vasmagra feltekercselve úgy, hogy az azonos oldalon belépő áramok fázisa megegyezik.¹ Egy ilyen rendszer esetén az eredő induktivitást leíró összefüggés:

$$\tilde{L} = \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_1 + L_2 - 2M} \quad (2.2.8)$$

ahol M a kölcsönös indukciós együttható. A Kirchhoff-törvény által leírt feszültség ekkor:

$$U_{\text{két tekercs, } M \neq 0} = \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_1 + L_2 - 2M} \cdot \left(\frac{dI_1}{dt} + \frac{dI_2}{dt} \right) \quad (2.2.9)$$

Ismételten tegyük fel, hogy a két induktivitás értéke megegyezik ($L_1 = L_2 = L$), és alkalmazzuk a kölcsönös indukció kifejezésére a (2.2.3)-as összefüggést ($M = k\sqrt{L_1 L_2} = k \cdot L$). Ekkor az elrendezés eredő impedanciája:

$$Z_{\text{két tekercs, } M \neq 0} = \frac{U_{\text{két tekercs, } M \neq 0}}{I} = \frac{1}{I} \cdot \frac{LL - k^2 L^2}{L + L - 2kL} \cdot \left(\frac{d(I/2)}{dt} + \frac{d(I/2)}{dt} \right) = \frac{L \cdot (1 + k)}{2I} \cdot \frac{dI}{dt} \quad (2.2.10)$$

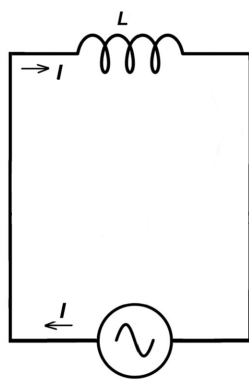
Vizsgáljuk azt az esetet amikor a csatolás a két tekercs között ideális, azaz az egyik tekercsben történő minden fluxusváltozás indukál feszültséget a másik tekercsben. Ekkor a $k \approx 1$ igaz a csatolási tényezőre. Ekkor a (2.2.10)-es egyenlet tovább egyszerűsödik:

$$Z_{\text{két tekercs, } M \neq 0} \approx \frac{L}{I} \cdot \frac{dI}{dt} \quad (2.2.11)$$

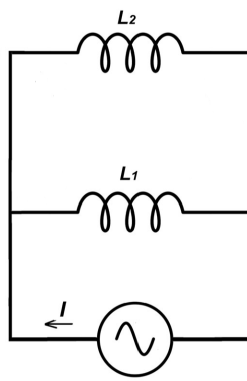
A (2.2.5)-ös és a (2.2.11)-es eredményeket összevetve tehát azt láthatjuk, hogy amennyiben $L_1 = L_2 = L$ és a tekercsek közötti csatolás ideális ($k \approx 1$), akkor két párhuzamosan kapcsolt tekercs viselkedése megegyezik az egy tekercsből álló áramkör viselkedésével.

A gyakorlatban ez azt jelenti, hogy egy közös módusú fojtót lehet úgy is karakterizálni, hogy csak az egyik tekercset mérjük meg (RLC méterrel vagy hálózat analízátorral), a másikat pedig szakadásban hagyjuk. Viszont ezek az egyszerűsítések csak azon a frekvenciatartományon működnek, ahol a fojtónak tekercs karakterisztikája van ($Z \propto \omega$). Nagyobb frekvencián a tekercselésből fakadó parazita kapacitás fog dominálni ($Z \propto \frac{1}{\omega}$), és a fönti modellek ezt a tagot nem tartalmazzák.

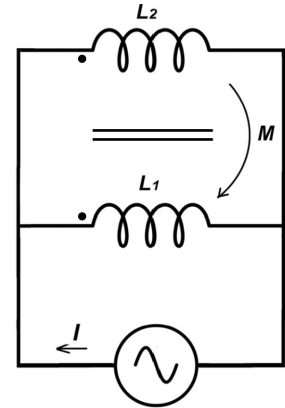
¹ Angol nyelvterületen a dot-convention-t használják. A csatolásban részt vevő tekercsek egy-egy végére pontot helyeznek. Ha a pontok azonos oldalon vannak, akkor az ott tekercsbe lépő áramok azonos fázisban vannak (közös módusú jel terjed). Ha a pontok ellentétes oldalon vannak, a fázisok ellentétesek (differenciális módusú jel terjed).



((a)) Egy tekercsből álló áramkör.



((b)) Két egymással párhuzamosan kötött tekercsből álló áramkör.



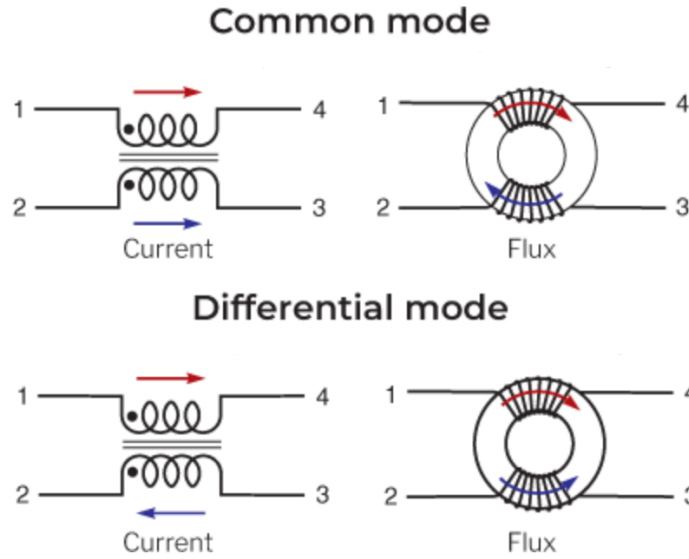
((c)) Közös vasmagon egymással párhuzamosan kötött tekercsből álló áramkör.

2. ábra. Két tekercs együttes működését szemléltető áramköri rajzok.

2.3. A közös módusú fojtó működése

A közös módusú fojtók elengedhetetlen passzív áramköri elemek az elektronikai eszközök tervezése során. Céljuk az elektromágneses interferencia csökkentése az elektronikai áramkörökben. Ehhez a fojtó minimális csillapítással engedi át a hasznos, differenciális módusú jeleket, miközben a rendszert terhelő, közös módusú jelek áthaladását megakadályozza. Differenciális módusú jelnek nevezzük azt, amikor egy párhuzamos érpáron azonos amplitúdóval, de ellentétes fázisban terjed a jel, közös módusúnak pedig azt nevezzük, amikor az így terjedő jelek fázisa megegyezik.

Egy közös módusú fojtó két tekercsből áll egy vasmagon. A tekercsek menetszáma azonos. A tekercselés iránya függ a vasmag topológiájától; ha toroid alakú a vasmag, és a tekercsek nem egymásra vannak csévéelve akkor ellentétes irányú a tekercselés (lásd 3. ábra). Ha vasmagnak folytonos zárt térfogata van akkor a tekercselés iránya azonos. Amikor a tekercspárra ellentétes fázisban terjedő jelek érkeznek, akkor a vasmagban indukálódott mágneses terek éppen kioltják egymást, így a jel áthaladása nincs akadályozva. Ezzel szemben az azonos fázisú jelek esetén az indukált mágneses terek összeadódnak, ezzel gátolva a terjedő jel továbbhaladását.



3. ábra. Közös módusú fojtó működése. Közös módusban terjedő jelek esetén a mágneses terek összeadódnak, differenciális módusban terjedő jelek esetén pedig kioltódnak. (1. ábra az [2]-es hivatkozásból)

A megfelelő működés eléréséhez (azaz, hogy differenciális módusú jel esetén a két tér valóban kioltsa egymást) a közös módusú fojtó két tekercsének induktivitása meg kell hogy egyezzen. Továbbá akkor a leghatékonyabb ez a szűrő elem, ha a két tekercs között a csatolás ideális ($k \approx 1$). Ebben az esetben érvényes a 2.2-es alfejezetben levezetett eredmény, miszerint a két párhuzamosan kapcsolt tekercsből álló áramkör, tehát egy közös módusú fojtó impedanciája leírható csupán egy tekercsének az impedanciájával a $Z \propto \omega$ tartományon.

2.4. Mágneses szuszceptibilitás a lineáris válaszelmélet szerint

A közös módusú fojtók működését a tekercsek geometriai paraméterei mellett nagyban befolyásolják a benne található vasmag anyagi tulajdonságai.

Ahogy azt már a 2.1-es fejezetben tárgyaltam, egy anyag külső mágneses térre adott válaszát a lineáris válaszelméletből ismert mágneses szuszceptibilitás (χ) jellemzi.

Az elmélet lényege, hogy ha egy rendszerre valamilyen általánosított külső $f(t)$ erő hat, akkor arra a rendszer egy általánosított $x(t)$ elmozdulással reagál. Az elmélet feltételezi, hogy a behatás perturbációként értelmezhető, az elmozdulás a külső hatás lineáris függvénye. Ezt az elmozdulást az alábbi konvolúciós integrál adja meg [3]:

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi(t-t')f(t')dt' \quad (2.4.1)$$

ahol $\chi(t - t')$ a válaszfüggvény, ami megmutatja, hogy a rendszer hogyan reagál a külső időfüggő behatásra. A válasz egyszerűbben leírható a Fourier-transzformáció (FT) segítségével, amely időtartományból frekvenciatartományba viszi át az összefüggést. Az FT segítségével a (2.4.1)-es konvolúció egyszerű szorzattá alakul át:

$$x(\omega) = \chi(\omega)f(\omega) \quad (2.4.2)$$

Mágneses rendszerek esetében az általánosított erő a $H(t)$ mágneses térerősség, az általánosított elmozdulás pedig az $M(t)$ mágnesezettség. A válaszfüggvény ebben az esetben a $\chi(\omega)$ mágneses szuszceptibilitás, amely azt írja le, hogy a mágneses tér hogyan befolyásolja a mágnesezettséget frekvenciatartományban. Mágneses rendszerekre tehát a (2.4.2)-es egyenlet:

$$M(\omega) = \chi(\omega)H(\omega) \quad (2.4.3)$$

A lineáris válaszelméletben a $\chi(t)$ válaszfüggvényre mindig igaz, hogy $\chi(t < 0) = 0$, ami az okság elvéből következik, miszerint a rendszer nem reagálhat egy olyan külső behatásra, amely még nem történt meg [4].

A válaszfüggvény komplex mennyiség, tehát felírható $\chi(\omega) = \chi'(\omega) + i\chi''(\omega)$ alakban. A $\chi(\omega)$ válaszfüggvény képzetes és valós része között kapcsolat áll fenn, az ezt leíró összefüggéseket nevezzük Kramers-Kronig-relációknak:

$$\chi'(\omega) = \frac{1}{\pi} \mathbb{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi''(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (2.4.4)$$

$$\chi''(\omega) = -\frac{1}{\pi} \mathbb{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi'(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (2.4.5)$$

ahol $\mathbb{P}$ a Cauchy főértékintegrál.

2.5. Mágneses szuszceptibilitás és a frekvenciafüggését leíró Debye-modell

Egy anyag mágneses térre adott válasza, a mágneses szuszceptibilitás az alábbi formulával definiálható:

$$\chi = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{M}{H} \quad (2.5.1)$$

ahol M a mágnesezettség, H pedig az anyagra ható mágneses térerősség.

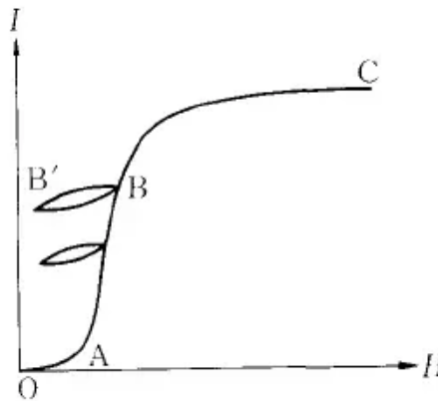
A ferromágneses anyagok szuszceptibilitásának vizsgálatakor ezen mennyiség pontos definiálása azonban függ attól, hogy a mágnesezettségi görbe, azaz az anyag felmágneseződésének melyik szakaszát vizsgáljuk éppen.

A 4. ábrán egy ferromágneses anyag mágnesezettségi görbéje látható. Az ábrát vizsgálva

elkülöníthető több, az anyagot jellemző szuszeptibilitás paraméter. A külső H mágneses teret növelve az anyag mágnesezettsége az OABC görbe mentén folyamatosan nő, amíg el nem éri a telítettségi állapotot. A görbe bármely pontján definiálható az úgy nevezett differenciális szuszeptibilitás (χ_{diff}), ami nem más mint a görbe meredeksége [5]. Továbbá felírható adott pontban az úgy nevezett teljes szuszeptibilitás (χ_{tot}), ami az origóból a pontba húzott egyenes meredeksége. Amennyiben a folyamatot csak az OA szakaszon vizsgáljuk, akkor a mágneses térerősség nullára csökkentésével az anyagban megfigyelhető mágnesezettség visszatér az eredeti $I=0$ állapotba (a mágnesezettség a [5]-es forrásban I -vel van jelölve). Ebből következik tehát, hogy ezen a szakaszon, kis mágneses térerősség esetén, a felmágneseződés folyamata reverzibilis. Az itt meghatározható differenciális szuszeptibilitást nevezzük izotermikus szuszeptibilitásnak [5].

A mágneses térerősséget tovább növelve, elérve a görbén a B pontot, a folyamat irreverzibilissé válik. Ha a görbe ezen szakaszán változtatjuk a térerősséget, akkor a mágnesezettség nem az OAB görbe mentén, hanem a BB' hurok mentén változik (az angol irodalom ezt *minor loop*-nak nevezi). Ezen hurok meredekségével definiálhatjuk az anyagot jellemző reverzibilis szuszeptibilitást (χ_{rev}).

A bevezetett differenciális és reverzibilis szuszeptibilitások különbsége pedig megadja, az anyagot jellemző, irreverzibilis mágnesezettségből származó irreverzibilis szuszeptibilitást ($\chi_{\text{irr}} = \chi_{\text{diff}} - \chi_{\text{rev}}$).



4. ábra. Mágnesezettség a mágneses térerősség függvényében (1.10. ábra a [5]-ös hivatkozásból)

A közös módusú fojtó viselkedését a vasmag frekvenciafüggő mágneses permeabilitása (ami arányos a mágneses szuszeptibilitással) nagymértékben meghatározza.

A mikroszkopikus árammodellt leíró Drude-moddellel analóg módon felírható Debye-féle relaxációs modell lehetőséget biztosít a mágneses anyag frekvenciafüggő mágneses szuszeptibilitásának tárgyalására. Ez a modell általánosan a dielektromos relaxáció jelenségét írja le,

azonban összefüggései a mágneses jelenségek tárgyalása során is átvehetők [3].

A modell az alábbi differenciálegyenlet megoldásában használatos:

$$\alpha \dot{x} + kx = f \quad (2.5.2)$$

ahol x az általánosított kitérésfüggvény, f a gerjesztést leíró függvény, α és k pedig a rendszert leíró paraméterek. Ennek a megoldása időtartományban egy exponenciálisan lecsengő függvény. A frekvenciatérben vett megoldás ennek a Fourier transzformáltja, a Lorentz függvény. A Debye-modell általános alakja a mágneses szuszceptibilitásra felírva a tehát ezek alapján az alábbi Lorentz-függvény:

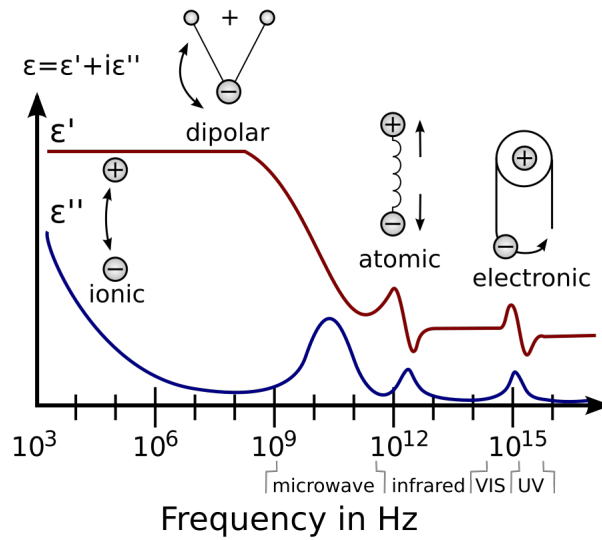
$$\chi(\omega) = \frac{\chi_0}{1 - i\omega\tau} \quad (2.5.3)$$

ahol $\chi_0 = \chi(\omega = 0)$ a DC szuszceptibilitás, τ pedig az anyagot jellemző relaxációs idő. Ezen összefüggést az irodalomban [3] gyakran úgy lehet megtalálni, hogy a nevezőben a kivonás helyett összeadás szerepel, ekkor a komplex mágneses szuszceptibilitás $\chi = \chi' - i\chi''$. A dolgozat további részében én is ezen konvencióval élek.

Ezt az összefüggést az irodalom [3] gyakran kiegészíti a szuszceptibilitás végtelen frekvenciás határesetét meghatározó, úgynevezett adiabatikus szuszceptibilitással (χ_S), illetve az izotermikus szuszceptibilitással (χ_T). A teljes szuszceptibilitás formulája:

$$\chi(\omega) = \chi_S + \frac{\chi_T - \chi_S}{1 + i\omega\tau}. \quad (2.5.4)$$

A 5. ábra a dielektromos permittivitás frekvenciafüggését, annak határeseteit szemlélteti, ez a jellemzés a mágneses szuszceptibilitás viselkedésével analóg módon leírható. A fizikai intuíciónak alapvetően ellentmond az, hogy a mágneses szuszceptibilitás végtelenben nem tűnik el. A rádiófrekvenciás mérések során a teljes anyagfizikai tulajdonságokat jellemző spektrum alapján vagyunk (mágneses rezonanciák néhány GHz-es, fononok THz-es, atomi átmenetek látható fényes skálájához képest), ahol a nagy frekvenciás jelenségek hatása már érezhető, viszont a Debye-modell általános alakja nem vesz figyelembe. A nagy frekvenciás határesetben definiált χ_S adiabatikus szuszceptibilitással ezt az eltérést vehetjük figyelembe. A méréseim elemzése során ezt az adiabatikus és izotermikus szuszceptibilitással kibővített formáját használtam a Debye-modellnek ((2.5.4)-es egyenlet), a továbbiakban ezt kibővített Debye-modellnek nevezem.



5. ábra. A dielektromos permittivitás frekvenciafüggése [6].

Ezen ideális eset mellett ismertek úgy nevezett nem-ideális Debye-féle relaxációs jelenségek is [7]. Az eddig tárgyalt ideális eset egyszerű magyarázatot nyújt a relaxációs jelenség megértésére, azonban a valós rendszerek esetén a mért relaxációs spektrum sokszor eltérést mutat a várt eredménytől. Gyakori eset például, hogy a mérési eredményekben a szuszceptibilitás képzetes része esetén a csúcs aszimmetrikus, esetleg szélesebb a Debye-válaszhoz képest. Az emögött rejlő fizika az irodalom [3][7] szerint nem más, mint az, hogy a rendszer nem egy egyszerű exponenciális lecsengés alapján relaxál. Egy valós rendszerben az egyes dipólus elfordulások különböző relaxációs idővel, véletlenszerű és független eseményekként zajlanak le, a (2.5.3)-as egyenletben megjelenő τ relaxációs idő nem mindig jellemezheti a rendszert egy diszkrét értékkel. Ez a fajta nem-ideális Debye-féle relaxáció empirikus összefüggésekkel írható fel, ilyen például a Havriliak-Negami modell [3]:

$$\chi(\omega) = \chi_s + \frac{\chi_T - \chi_s}{(1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha})^\beta} \quad (2.5.5)$$

Ebben a tapasztalati úton felírt modellben a β paraméter változtatásával elérhető a szuszceptibilitás képzetes részének aszimmetrikussá tétele ($0 < \beta \leq 1$), az α paraméter pedig kiszélesíti a csúcsot az ideális Debye-moddal leírt karakterisztikához képest ($0 \leq \alpha < 1$). Látható, hogy az $\alpha = 0$, $\beta = 1$ eset visszaadja az ideális összefüggést.

Az empirikus paraméterek bevezetése tehát azt a célt szolgálja, hogy az ideálistól eltérő viselkedést is le tudjuk írni a Debye-féle relaxációs megközelítéssel. Azt, hogy az α és a β paraméterek szükségesek-e a rendszer leírásához, a vizsgált anyag fogja meghatározni. Mérési eredményeim során én azt tapasztaltam, hogy az általam vizsgált anyag esetében a rendszer viselkedésének lekövetése ezen empirikus paraméterek nélkül is lehetséges (tehát $\alpha = 0$, $\beta = 1$).

Más mérések és minták esetén azonban a Havriliak-Negami modell jó eszköz lehet a mágneses anyag viselkedésének leírására.

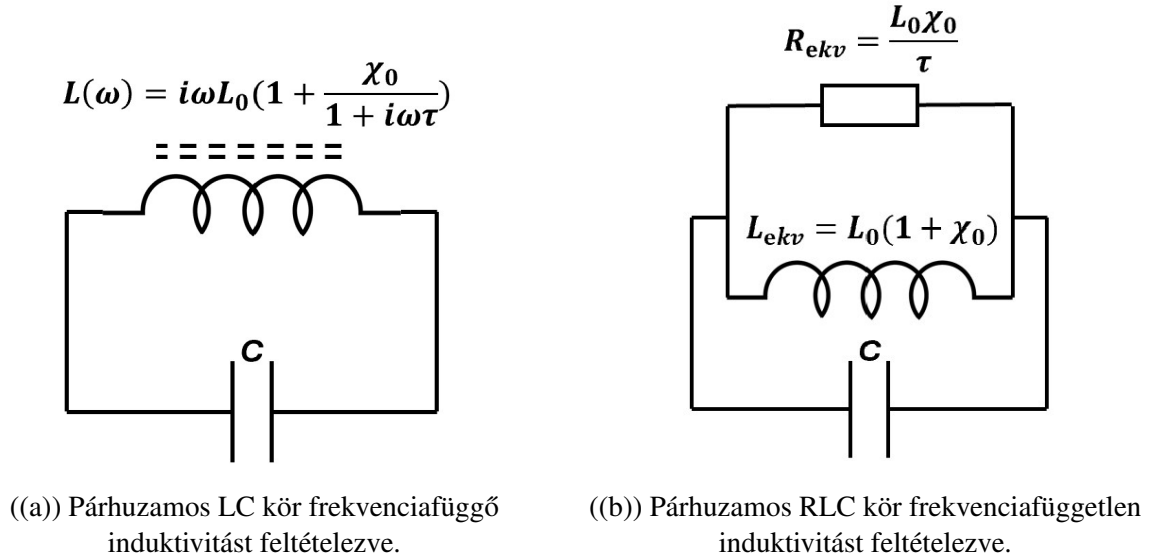
2.6. Közös módusú fojtó helyettesítő áramköri elrendezése

A közös módusú fojtók viselkedésének megértésére az irodalomban már ismertek különböző áramköri modellek, melyek célja a megfelelő paraméterek meghatározásával a fojtó impedancia karakterisztikájának pontos lekövetése. Ezek a modellek tekercset, kondenzátort és ohmikus ellenállást tartalmazó áramköri kapcsolások, melyek megfelelő körülmények között valóban alkalmasak lehetnek egy fojtó működésének leírására. A helyettesítő képek alapját mindig egy párhuzamos LC kör alkotja.

Előfordul azonban olyan eset, amikor az ilyen modellek már nem alkalmasak a fojtó viselkedésének leírására például a telített vasmag esetében. Ezen jelenség modellezésére alkalmazható a fent részletesen tárgyalt Debye-modell. Az (2.5.3)-as Debye-modell által leírt frekvenciafüggő mágneses szuszceptibilitás figyelembevételével egy tekercs impedanciája a következő:

$$Z_{\text{Debye}}(\omega) = i\omega L(\omega) = i\omega L_0 \left(1 + \frac{\chi_0}{1 + i\omega\tau} \right) \quad (2.6.1)$$

ahol L_0 a közös módusú fojtó tekercseivel megegyező geometriai paraméterekkel rendelkező légmagos tekercs induktivitása.



6. ábra. A két ekvivalens modell áramköri rajza.

A mérnöki szakirodalomban az impedancia kifejezésére ez a fajta, a Debye-féle relaxációt jellemző frekvenciafüggés nem kap figyelmet, ezzel elhanyagolva az alapvető fizikai tartalmat.

Belátható azonban, hogy a megfelelő frekvenciafüggés enélkül is elérhető egy modellben.

Egy párhuzamos RL kör impedanciája jól ismert, és a következőképpen adható meg:

$$Z_{RL}(\omega) = \frac{1}{\frac{1}{R_{ekv}} + \frac{1}{i\omega L_{ekv}}} \quad (2.6.2)$$

ahol a paraméterek indexelése az ekvivalens helyettesítőképre utal.

A két felírt modellhez tartozó impedanciák valós és képzetes részeit az alábbi, 1. táblázat foglalja össze,

	Az impedancia valós része	Az impedancia képzetes része
Debye-modell	$\frac{\omega^2 L_0 \chi_0 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}$	$\omega L_0 \left(1 + \frac{\chi_0}{1 + \omega^2 \tau^2}\right)$
Párhuzamos RL kör	$\frac{\omega^2 R_{ekv} L_{ekv}^2}{R_{ekv}^2 + \omega^2 L_{ekv}^2}$	$\frac{\omega R_{ekv}^2 L_{ekv}}{R_{ekv}^2 + \omega^2 L_{ekv}^2}$

1. táblázat. A Debye-modellhez és a párhuzamos RL körhöz tartozó impedanciák valós és képzetes része.

A párhuzamos RL körre felírt impedancia abszolút értéke matematikailag visszaadja a Debye-modell eredményeit mind az alacsony mind pedig a magas frekvenciás határesetekben. A párhuzamos RL kör impedanciáját alacsony frekvencián a tekercs induktivitása dominálja, ekkor a frekvenciával lineáris karakterisztika figyelhető meg. Ellenkező esetben, amikor a frekvencia végtelenhez közelít, az impedanciát a valós ellenállás határozza meg, telítődés látható a karakterisztikában. Könnyen belátható, hogy a Debye-modellen keresztül definiált impedancia formula ebben a két határesetben ugyanezeket az impedancia karakterisztikákat mutatja. A határeseteket a két modell esetén a 2. táblázat foglalja össze.

	$\omega \rightarrow 0$	$\omega \rightarrow \infty$ és $\frac{\chi_0}{\tau} \gg \omega$
Debye-modell	$\omega L_0 (1 + \chi_0)$	$\frac{L_0 \chi_0}{\tau}$
Párhuzamos RL kör	ωL_{ekv}	R_{ekv}

2. táblázat. A Debye-modellhez és a párhuzamos RL körhöz tartozó impedanciák abszolút értéke alacsony és nagy frekvenciás határesetei.

A Debye-modell $\omega \rightarrow \infty$ határesetében egy képzetes $i\omega L_0$ tag is megjelenik a határérték

vizsgálatakor a valós $\frac{L_0\chi_0}{\tau}$ tag mellett. Azonban feltételezhetjük, hogy $\frac{\chi_0}{\tau} \gg \omega$, hiszen a valós tag nevezőjében τ -ra 10^{-9} s nagyságrendű értéket várunk, míg a számlálóban a χ_0 100-as nagyságrendbe esik. A valóságban vizsgált néhány GHz-ig tartó frekvenciatartományban tehát a Debye-modell és a párhuzamos RL kör modell között nincs különbség.

Látható tehát, hogy az RL kör paramétereinek megfelelő beállításával a frekvenciafüggetlen induktivitást feltételező modell ekvivalens a Debye-moddal $\left(R_{\text{ekv}} = \frac{L_0\chi_0}{\tau} \text{ és } L_{\text{ekv}} = L_0(1 + \chi_0)\right)$.

Az ekvivalens modellek áramköri rajzai a 6(a) és a 6(b) ábrákon látható. Mindkettő áramkör tartalmaz egy párhuzamosan bekötött kondenzátort is, ami a tekercselésből fakadó parazita kapacitásokból ered. Ez adja a rezonancia utáni frekvenciával fordítottan arányos karakterisztikát (ezt részletesen 4.2-es fejezetben tárgyalom).

Ezzekkel a modellekkel lényegében az összes vasmagos tekercs (így a közös módusú fojtó is) jól közelíthető [8, 9].

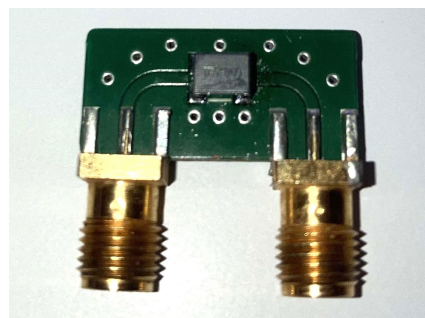
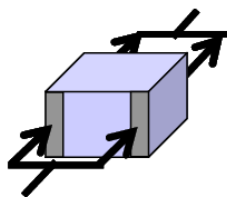
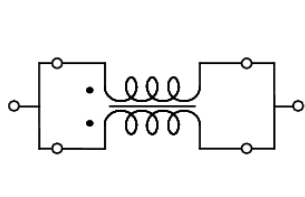
3. Mérési módszerek

3.1. A közös módusú fojtón végzett mérések megvalósítása

A közös módusú fojtó impedancia karakterisztikájának mérését a Rhode&Schwarz ZNB40 két bemenetes vektor hálózat analizátor segítségével végeztem, ami lehetővé teszi a nagy frekvenciás hálózatok komplex impedanciájának felvételét.

A négy bemenettel rendelkező fojtó precíz méréséhez a CISPR 17-es szabvány [10] szerint elfogadott méréstechnikát alkalmaztam, amely lehetővé teszi a közös módusú fojtó (angol nyelvű irodalomban *common mode choke*, a továbbiakban CMC) közös módusú válaszának lekövetését. Ezt a mérési megoldást a szabvány aszimmetrikus elrendezésnek nevezi. Ekkor a közös módusú fojtó tekercseinek bemenetei és kimenetei páronként össze vannak kötve, ezzel megvalósítva az azonos fázisban, tehát közös módusban érkező jelek esetét. Ez az aszimmetrikus mérési elrendezés látható a 7(a) ábrán. A CMC méréséhez a fojtó egy SMA csatlakozókkal ellátott, kis nyomtatott áramkörre (*printed circuit board* - PCB) lett forrasztva, így a mérés könnyen reprodukálható. A mintatartó vagy más néven befogó² megtervezésekor figyelembe kellett venni a szükséges, megfelelő geometriai kialakítást is a későbbi, mágneses térben végzett mérések miatt, hiszen ekkor kisebb hely állt rendelkezésre a mérés megvalósításához. A méréseim során alkalmazott befogó a 7(b) ábrán látható.

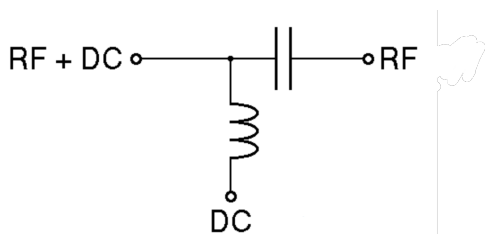
²Az angol irodalom ezt *fixture*-nek nevezi.



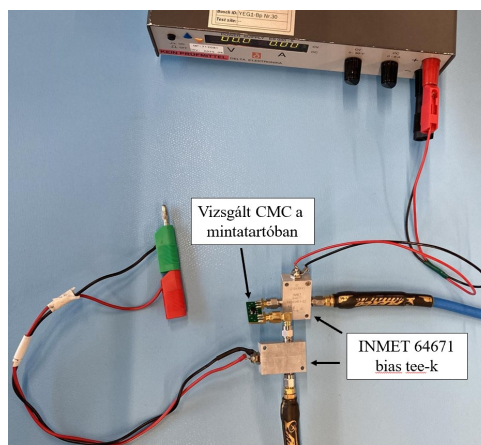
((a)) Aszimmetrikus mérési elrendezés (7. ábra a [10]-es hivatkozásból). ((b)) A CMC vizsgálata során alkalmazott befogó.

7. ábra. A mérés megvalósításához szükséges mérési elrendezés befogó.

A telítődő vasmag viselkedésének tanulmányozásához először egyenáramú előfeszítés mellett vizsgáltam a közös módusú fojtót. Ezt két, a VNA bemenetei és a minta közé bekötött, INMET 64671 típusú *bias tee* segítségével valósítottam meg. A *bias tee* lehetővé teszi váltakozó áramú (a dolgozat további részében az angol irodalomban használt AC (*alternating current*) rövidítést használok) és egyenáramú (a dolgozat további részében az angol irodalomban használt DC (*direct current*) rövidítést használok) jelek kombinálását egy vezetéken keresztül. A 8(a) ábrán látható sematikus rajz alapján a *bias tee* két bemenettel rendelkezik: a DC bemenet egy tekercs segítségével valósítja meg a tisztán DC jelek átvitelét, miközben az RF bemeneten a kondenzátor csak AC jeleket enged át. A mérés során a vizsgált minta a kombinált RF+DC kimenetre volt kötve, a DC és RF bemenetekre pedig rendre a DC tápegységet és a VNA-t kötöttem. A mérési elrendezés a 8(b) ábrán látható. Tehát egy időben DC áramot küldtem a CMC tekercseire, miközben VNA segítségével vizsgáltam az impedancia karakterisztikát a kívánt frekvenciatartományon.



((a)) A *bias tee* sematikus rajza.



((b)) Mérési elrendezés *bias tee*-vel.

8. ábra. Mérés DC árammal való előfeszítés mellett.

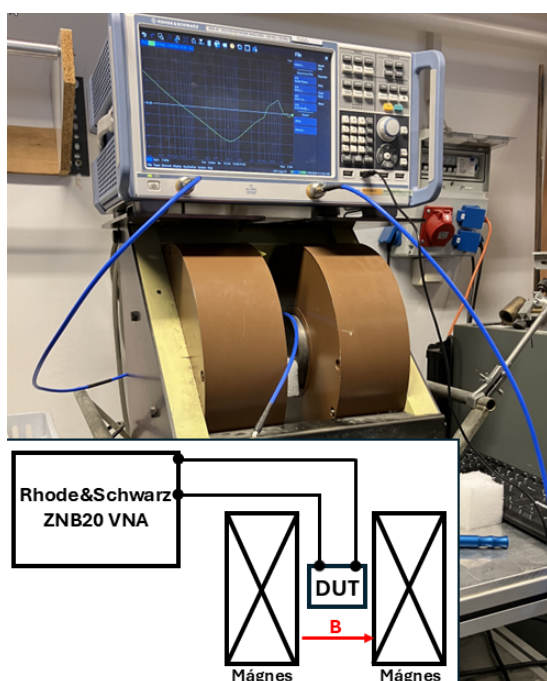
Az elektromágneses kompatibilitással foglalkozó laborokban ezek a *bias tee*-s mérések könnyen megvalósíthatók, azonban ennek a módszernek vannak korlátai:

- A *bias tee*-k sávszélessége általában kisebb mint a vizsgálandó CMC működési tartománya.
- A nagy DC áram nem csak mágneses teret okoz hanem jelentős hőmérséklet növekedést is.

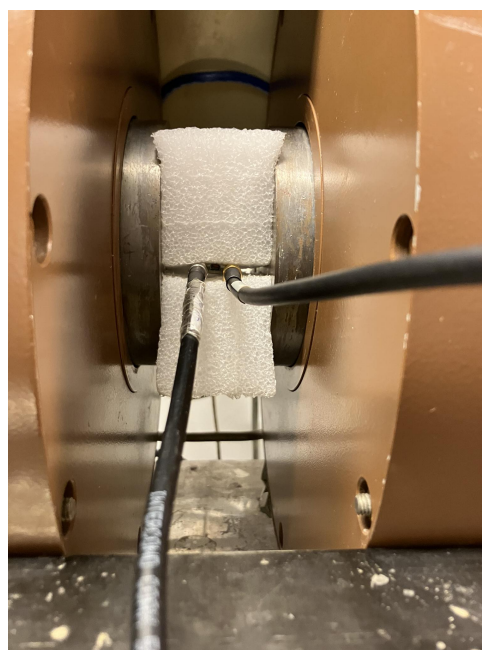
A mérnöki fejlesztések szempontjából nézve ez a mérés nagyon hasznos mert a valódi termékben is lehetnek ilyen körülmények. Viszont a telítődés intrinzikus tanulmányozásához nem ez a legjobb módszer.

A zavaró hőmérséklet emelkedés kiküszöbölhető úgy, hogy a vasmag telítődését külső mágneses térben vizsgáljuk. A méréshez szükséges homogén mágneses teret egy Helmholtz-féle tekercspár hozza létre, a mágnes és a mérési elrendezés a 9(a) ábrán látható. Mivel a gyakorlatban is előforduló, DC áram előfeszítéssel már megvalósított eset során a tekercseken átfolyó áram által létrehozott mágneses tér iránya a tekercsek tengelyével párhuzamos, így ezen, külső térben végzett mérésnél is a tekercsek tengelyével párhuzamos irányú teret alkalmaztam.

A külső mágneses térben történő méréssel tehát megvalósítható a vasmag felmágnesezése hőtermelődéssel nélkül. Amint látni fogjuk, ezzel könnyebbé válik mérési adatok értelmezése.



((a)) Mágneses térben történő mérés elrendezése.



((b)) A vizsgált minta a mágneses térben.

9. ábra. A vasmag külső mágneses térben történő telítődésének vizsgálata. Az ábrán a DUT rövidítés az angol *device under test* kifejezésből származik.

3.2. Mágneses szuszeptibilitás mérése SQUID magnetométerrel

Vizsgálataim során az általam mért eredményeket összehasonlítottam egy Quantum Design MPMS XL 5T (*Magnetic Property Measurement System*) berendezés által mértekkel. Ezeket a méréseket Prof. Nemes M. Norbert végezte az *Universidad Complutense de Madrid*-on. Ezen mérés során a berendezés ACMS-II (*AC Measurement System*) módban működött, ezzel lehetővé téve az anyag frekvenciafüggő AC mágneses szuszeptibilitásának mérését.

Az ACMS mérés során egy AC mágneses teret alkalmaznak a vizsgálni kívánt mintán, melynek hatására a minta mágneses momentuma az AC térhez igazodva váltakozik, ami a detektáló áramkör számára fluxusváltozást eredményez. Az AC szuszeptibilitás ($\chi_{AC} = \frac{dM}{dH}$) mérése során meghatározható a mágneses anyag válaszában való (χ') és képzetes (χ'') komponense is. Az elrendezés a AC gerjesztő mágneses tér mellett egy SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*) alapú detektáló rendszerből áll.

A mérés során a gerjesztő AC mágneses tér amplitúdója nem lehet túl nagy, hiszen ekkor a mért eredményeket befolyásolnák a vizsgált anyag nem lineáris tulajdonságai is. Az én mintámon való mérés során ez az amplitúdó 1 Oe volt ($\approx 80 \frac{A}{m}$).

A magnetometriai vizsgálattal a cél a minta közös módusú fojtóban való mérésével való összehasonlítás volt. Ehhez a minta úgy volt behelyezve a műszerbe, hogy a mágneses tér a vasmag tengelyével (a fojtóban a tekercsek tengelyével) párhuzamos legyen.

4. A mérési eredmények és értelmezésük

A közös módusú fojtók ipari használatához szükséges ismerni a karakterizálás robosztus mérési eljárását és az eredményeket kellő pontossággal leíró modellt. A szakirodalomban már megtalálhatók ilyen irányú törekvések, azonban a CMC-k a funkciójukból adódó különbözősége (pl. különböző frekvencia tartományok, áramerősségek, geometriák stb.) megnehezíti egy általános érvényű modell felépítését.

Munkám során egy a Robert Bosch Hungary termékfejlesztéseiben gyakran alkalmazott, az irodalomban fellelhető modellezések során vizsgált közös módusú fojtókhoz képest kevésbé konvencionális szűrő elemet vizsgáltam. Ez a CMC az elterjedtebb toroidos alakú fojtókkal szemben hasáb alakú maggal rendelkezik, ez látható a 10. ábrán. Ezen CMC-k méretük és geometriájuk miatt jól beilleszthetők kompakt, kis méretű áramkörökbe.



10. ábra. ACT45B típusú közös módusú fojtó (4.5 mm × 3.2 mm × 2.8 mm) [11]

Munkám során ezen közös módusú fojtó impedancia karakterisztikáját vizsgáltam MHz-es frekvencia tartományon, a mérésekkel kapott eredményeket pedig egy általam felállított modell segítségével igyekeztem minél mélyebben megérteni. Az általam felállított helyettesítőkép, az irodalomból [8] ismert, nagyrészt mérnöki módszerekkel megközelített modellekkel (párhuzamos RLC körökkel) szemben, a fojtóban található vasmag anyagi tulajdonságainak megértése felől közelíti meg a problémát. Erre a megközelítésre feltétlenül szükség van a fojtó működésének megértéséhez, hiszen van olyan eset, amikor tisztán mérnöki módszerekkel a CMC viselkedése már nem magyarázható.

A közös módusú fojtók gyakorlati alkalmazása, üzemszerű működése során előfordulhat, hogy a fojtóban található vasmag valamilyen okból kifolyólag felmágneseződik vagy akár el is érheti a telítettség állapotát. Ezt a jelenséget okozhatja a tekercseken átfolyó AC vagy DC áram, vagy külső hatás is, például valamilyen nagyáramú elektronika közelsége, vagy elektromos kisülések, melyek a tekercsekre kerülhetnek. A közös módusú fojtó viselkedését ekkor a vasmag változó elektromágneses térre adott válasza határozza meg. Ennek megismeréséhez kis intenzitású rádiófrekvenciás hullám vasmaggal való kölcsönhatását vizsgáltam statikus mágneses tér mellett.

4.1. A közös módusú fojtó viselkedése egyenáramú vagy mágneses előfeszítés mellett

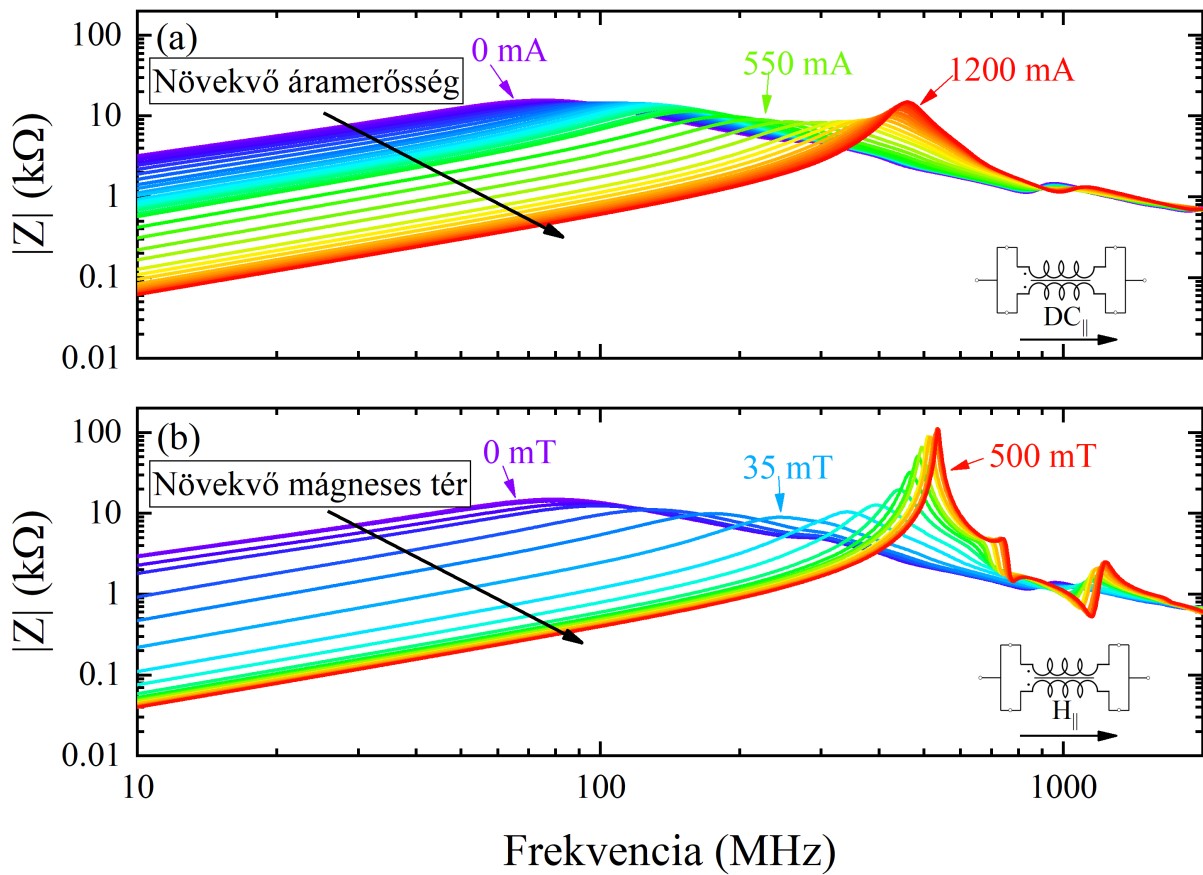
A közös módusú fojtóban található vasmag anyagi paramétereinek megismeréséhez tehát méréseket végeztem külső mágneses térben, illetve DC áramú előfeszítés mellett.

A külső mágneses teret alkalmazó méréseim során a Helmholtz-tekercsek által létrehozott mágneses térerősséget addig növeltem, amíg a közös módusú fojtó mért impedanciája el nem kezdett telítettségi viselkedést mutatni. Ha a mágneses tér már elég nagy volt, akkor az impedancia karakterisztika is egyre kevésbé változott. A megfigyelések alapján a térerősséget

0 mT-ról indulva, azt fokozatosan növelve 500 mT-ig ³ mértem az impedanciát, kezdetben sűrűbb mintavételezéssel, végül már 100 mT-s lépésekben.

A DC áramú előfeszítéssel történő mérés során is a cél a mágneses anyag szaturálása volt. Azonban figyelembe kell venni a *bias tee* által megszabott korlátokat is, az eszköz elromlásához vezethet, ha rajta túl nagy áramot folytatunk keresztül. Így ebben az esetben az áramerősség növelésének ez adott felső határt, 0 mA-ról indulva 1200 mA DC áram előfeszítésig mértem a közös módusú fojtó impedanciáját.

Az impedanciát 10 MHz (a *bias tee* adatlapja ajánlása szerinti minimum frekvencia) és 2 GHz közötti frekvencia tartományon mértem. A vizsgált közös módusú fojtó működési tartománya az adatlapján [11] közölt közös módusú karakterisztika alapján 1 MHz és 1 GHz között van, amely az itteni eredményekkel egyezésben van.



11. ábra. A vasmag telítődésének vizsgálata közös módusú fojtóban. (a) Növekvő DC áramú előfeszítés mellett a közös módusú fojtó impedancia karakterisztikája. (b) Növekvő külső homogén mágneses tér esetén a közös módusú fojtó impedancia karakterisztikája.

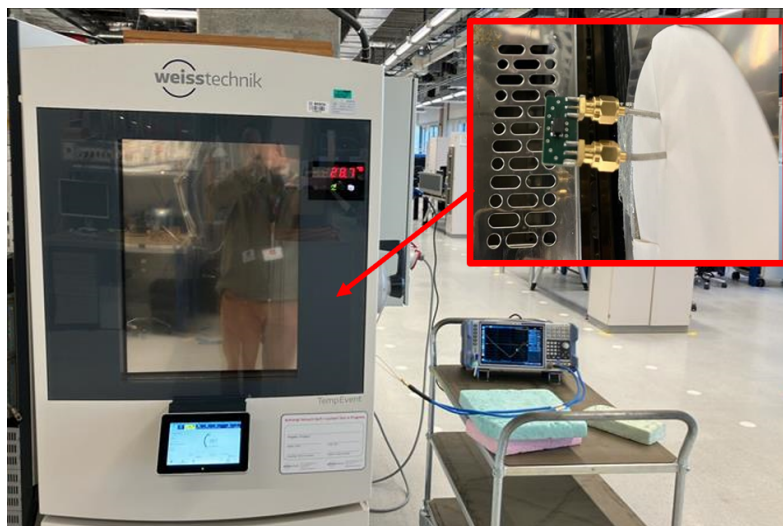
³Fontos kiemelni, hogy egy mágneses rendszerben (akár elektromágnes, akár szupervezető mágnes) az árammal létrehozott tér a H mágneses tér. Azt, hogy a felmágnesezett mintában ekkor mekkora a dipólusok teret is figyelembevéve B mágneses indukció sokszor nem is tudjuk. Helyesen tehát a mágnes által létrehozott tér A/m egységekben szerepeltetendő, elterjedt megközelítés azonban a $\mu_0 H$ diszkutálása Tesla egységekben. Dolgozatomban én is így járok el.

A 11. ábra (a) paneljén láthatóak a DC áramú előfeszítés mellett végzett méréseim, a (b) panelen pedig a homogén mágneses térben végzett méréseim eredménye, a közös módusú impedancia abszolútértéke a frekvencia függvényében. A két esetben a mágneses anyagtól hasonló választ várunk, hiszen a rá ható külső tér mindkét esetben párhuzamos a tekercsekkel.

A vártaknak megfelelően hasonló változások figyelhetők meg az impedancia karakterisztikában a mágneses előfeszítés növelésével a két esetben. Látható, hogy a karakterisztika alacsony frekvenciás, induktív tartományán a mágneses előfeszítés növelésével az impedancia lecsökken. Továbbá megfigyelhető, hogy a DC áram, illetve a külső mágneses tér növelésével a közös módusú fojtó impedanciájának rezonanciafrekvenciája egyre feljebb tolódik, a maximális impedancia érték is változik, először csökkeni kezd, majd nagyobb értéket is felvesz, mint az eredeti (előfeszítés nélküli) állapot esetén.⁴

Felmerülő kérdés lehet, hogy a DC áramú előfeszítéssel való mérés során milyen mértékben torzulnak a kapott impedancia görbék a tekercseken való hőtermelődés hatására. Ahhoz, hogy a kérdés létjogosultságáról meggyőződjek a DC áramerősség növelése során hőkamera segítségével mértem a rendszer hőmérsékletét. Azt tapasztaltam, hogy 1000 mA-es áram előfeszítés esetén a közös módusú fojtó hőmérséklete már 70 °C, ami már jelentős változást okozhat a közös módusú fojtó működésében.

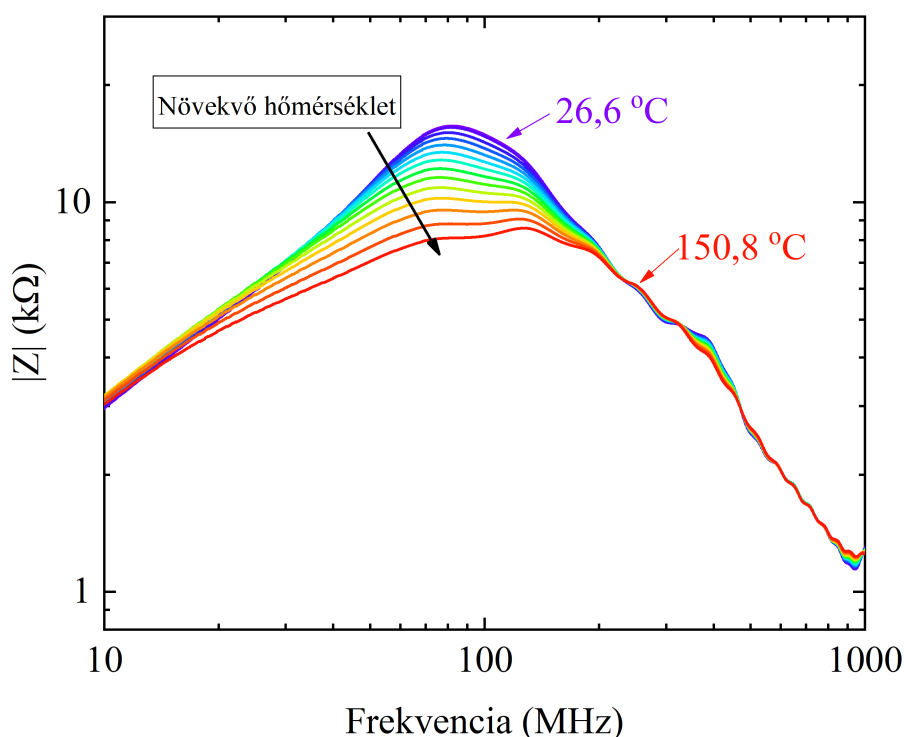
A hőmérséklet-változás tanulmányozásához a közös módusú fojtót egy klímakamrába helyezve (az elrendezés a 12. ábrán látható), a hőmérséklet fokozatos növelése mellett is megmértem.



12. ábra. Elrendezés a közös módusú fojtó hőmérsékletfüggő viselkedésének méréséhez.

⁴ A külső homogén mágneses teret egy elektronspin-rezonanciához használt, precíz, laboratóriumi mágnes adja ezért a tér nagysága, iránya és homogenitása jól definiált. Viszont a DC előfeszítés esetén a fojtó tekercs esetlegessége határozza meg a tér tulajdonságait. Ezért a két mérés közben a vasmag biztosan két különböző mágneses homogenitást érez, és ez hatással van az impedanciára.

A hőmérsékletfüggő impedancia karakterisztika a 13. ábrán látható. A kapott eredmény azt mutatja, hogy a rendszer hőmérsékletének növelésével a közös módusú fojtó impedanciája alacsony frekvencián (10-20 MHz) minimálisan megemelkedik, az impedancia maximális értéke pedig lecsökken. Az alacsony frekvenciás tartományon való kis növekedése adódhat a réz drót ohmikus ellenállásának hőmérsékletfüggéséből, ez a változás egyértelműen elhanyagolható. Emellett az impedancia csúcs változása is kis mértékű a mágneses telítődés okozta csúcs növekedéshez képest, így a melegedés az eredeti vizsgálataim eredményét nem befolyásolja nagy mértékben. A hőmérsékletfüggő mérés tehát rámutat a DC előfeszítéses és a mágneses teres mérés különbségére; a nagy áram hatására bekövetkező hőmérséklet változás elhanyagolható az előfeszítés által indukált inhomogén mágneses tér hatásához képest.



13. ábra. A közös módusú fojtó frekvenciafüggő impedanciájának abszolút értéke különböző hőmérsékletek esetén.

4.2. A közös módusú fojtó viselkedésének modellezése

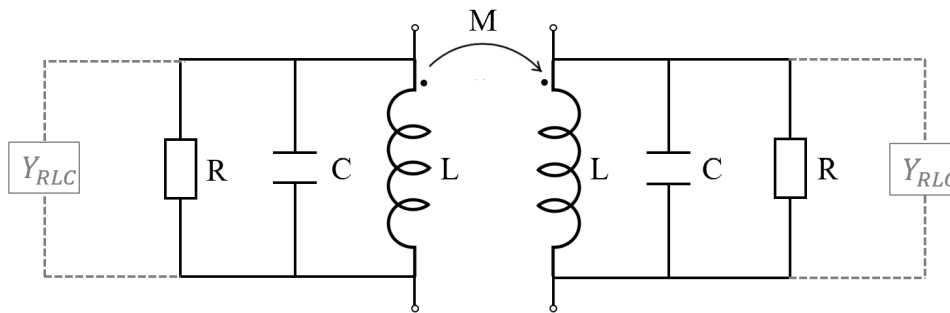
Az irodalomban [8] [9] már ismertek különböző CMC modellezési eljárások. A fojtó helyettesítő áramkörében tisztán frekvenciafüggetlen induktivitások, kapacitások és ellenállások vannak alkalmazva. Ezek a módszerek bizonyos korlátok között jól alkalmazhatók, azonban az általam vizsgált jelenséget, a mágneses anyag telítődéséből származó választ visszaadni nem tudják.

Ahhoz, hogy az általam vizsgált jelenséget tanulmányozni tudjuk, szükséges a fojtót leíró

modellben figyelembe venni a benne található vasmag valós viselkedését, anyagi paramétereinek frekvenciafüggését. Munkám során a célom egy olyan helyettesítő kép megtalálása volt, ami az alapvető mágneses jelenségeket veszi alapul, ezzel lehetőséget adva arra, hogy a mágneses előfeszítés okozta viselkedést is magyarázni tudja.

Modellem alapját egy az irodalomban [8][9] ismert áramkör adta, ez látható a 14. ábrán. Ez a kép nem más, mint két egymással párhuzamosan kötött RLC kör, reprezentálva a közös módusú fojtóban is megtalálható egymással párhuzamosan kapcsolt tekercsek.

Az RLC kör mint helyettesítőkép a 11. ábrán bemutatott eredményeim alapján is intuitívan egy jó kiindulási alpnak tűnik. Látható, hogy az alacsonyabb frekvenciatartományon az impedancia a frekvenciával arányosan változik, pont ahogyan az ismert egy tekercs impedanciája esetén ($Z_L = i\omega L$), míg a rezonanciacsúcsot követően (ami szintén egy LC körre jellemző tulajdonság) a frekvenciával fordítottan arányos az impedancia karakterisztika, ahogyan az egy kapacitás esetén megfigyelhető ($Z_C = \frac{1}{i\omega C}$). Az R paraméter pedig a valós tekercsek ohmikus ellenállását veszi figyelembe.



14. ábra. Az irodalomból ismert helyettesítőkép a közös módusú fojtó közös módusú válaszána karakterizálására

Ezen említett, mérnöki alapokra épülő RLC modell tartalmaz további kiegészítő párhuzamos RLC köröket is (a 14. ábrán Y_{RLC} -vel jelölve). Ez a helyettesítőkép ezeket a kiegészítő tagokat a mag frekvenciafüggő permeabilitásának felismerése miatt vezeti be, ezzel figyelembe véve az anyag okozta effektusokat. Ez az irány valóban működőképes lehet, ahogy azt korábban a 2.6. alfejezetben tárgyaltam.

Az én célom azonban kifejezetten a mágneses anyagot jellemző paraméterek meghatározása volt, így ezen RLC körös modellt módosítva, illetve a kiegészítő ágak nélkül alkalmaztam, és a viselkedés mögött álló fizikai háttérrel a szuszceptibilitás frekvenciafüggésével vettem figyelembe az áramkörben található L induktivitáson keresztül.

Modellem alapját a 2.5. alfejezetben tárgyalt Debye-modell adja, ami szerint a tekercset jellemző induktivitást a (2.6.1)-es összefüggés formájában lehet felírni. Ezen összefüggés segítségével, illetve a korábban említett cikkek [8][9] által javasolt, 14. ábrán látható elrendezés-

ből kiindulva építettem fel modellt a közös módusú fojtó viselkedésének leírására. A javasolt áramköri elrendezés admittanciája az alábbi formulával írható fel [9]:

$$Y(\omega) = \frac{1}{Z(\omega)} = 2 \left(i\omega C + \frac{1}{i\omega(L+M)} + \frac{1}{R} \right) \quad (4.2.1)$$

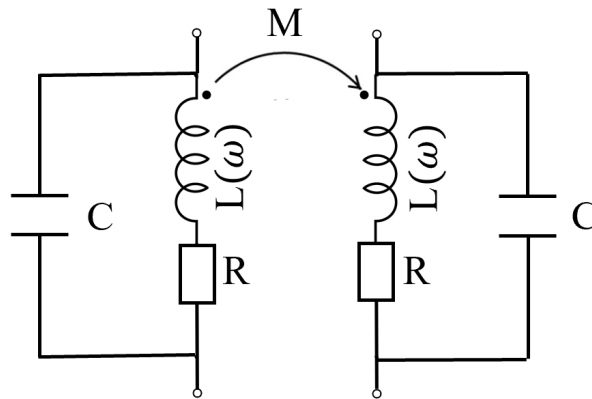
ahol M a közös módusú fojtó két tekercse közötti kölcsönös indukciós együttható. Amennyiben feltételezzük, hogy a fojtóban található tekercsek induktivitása megegyezik (a cikk is feltételezi), akkor a kölcsönös indukciós együttható:

$$M = k\sqrt{L \cdot L} = kL \quad (4.2.2)$$

ahol k a 2.1. alfejezetben is tárgyalt csatolási tényező. Ezzel a (4.2.1)-es egyenletben az $(L+M)$ helyett $L(1+k)$ szerepel. Fontos hangsúlyozni, hogy (4.2.1)-es egyenletben L , M , C és R tisztán valós számokat reprezentálnak. Esetünkben a fojtó tekercsei kicsik (a hullámhosszhoz képest) és egymásra vannak csévélve ezért a tekercsek közötti csatolás közel ideális, azaz $k \approx 1$, így a nevezőben tovább egyszerűsítve $2L$ lesz. A mágneses anyag mögött álló fizikai hátteret figyelembe véve az összefüggésben a frekvenciafüggő és komplex $L(\omega)$ induktivitást helyettesítettem. Végül a körben található R paramétert én a modellemben a tekercsek ohmikus ellenállása-ként, azaz az induktivitásokkal sorba kötve vettem figyelembe. Vegyük észre, hogy az (4.2.1)-es egyenletben szereplő R a rezgőkör általános csillapítását adja meg, meghatározva az impedancia maximális értékét. Viszont a modellünkben ((4.2.3)-as egyenlet) az R egy kis ellenállást jelöl (1Ω), és az impedancia maximumhoz leginkább a komplex $L(\omega)$ képzetes része ad járulékot.

Az általam használt helyettesítő képe a közös módusú fojtónak tehát egy két egymással párhuzamosan kapcsolt RLC körből álló elrendezés, ahol rendre az L és R elemek sorba vannak kötve egymással, a kapacitások pedig ezen soros RL körökkel vannak párhuzamosan bekötve. Az ebben szereplő L induktitásnak frekvenciafüggését pedig a Debye-modell alapján vettem figyelembe. Ez a helyettesítőkép a 15. ábrán látható, és az ezen áramkör admittanciája:

$$Y(\omega) = \frac{1}{Z(\omega)} = 2 \cdot \left(i\omega C + \frac{1}{R + i\omega 2L(\omega)} \right) \quad (4.2.3)$$

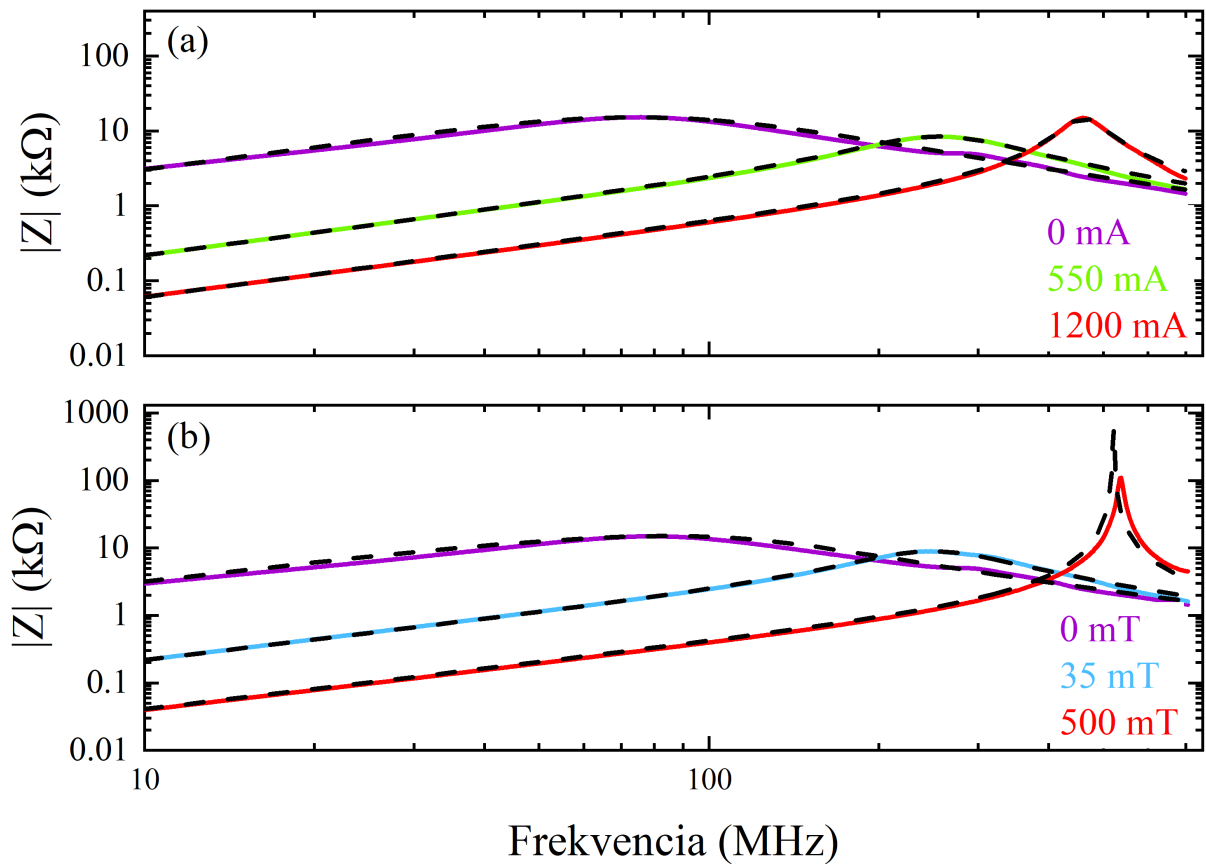


15. ábra. A közös módusú fojtó viselkedésének modellezésére használt áramkör.

A (4.2.3)-as formula alapvetően 5 szabad paramétert tartalmaz (C , L_0 , χ_T , χ_S , τ), azonban van köztük olyan, ami az illesztés során rögzíthető. A légmagos tekercs L_0 induktivitását a tekercs geometriai paramétereit (menetszám, keresztmetszet, hossz) ismerve meg lehet becsülni, habár fontos megemlíteni, hogy a (2.1.7)-es összefüggés használatával egy ideális, kör keresztmetszetű szolenoidot feltételezünk. Továbbá a rendszert terhelő C parazita kapacitás értéke nem függ a külső mágneses tértől, hiszen ennek értékét nem a mágneses anyag határozza meg, hanem a közös módusú fojtó szerkezete. A C értékét az előfeszítés nélküli (0 mT) és a telítődött (500 mT), mágneses térben felvett impedancia görbékre való, 4 paraméterrel (C , χ_T , χ_S , τ) történő illesztésekkel határoztam meg, a két kapott érték számtani közepét rögzítve. Ez a megoldás azért alkalmazható, mert az illesztési eredmények is az elméleti várakozásokkal egyezők, az előfeszítés nélküli és a telítődött állapot között az illesztett parazita kapacitás értéke alig változik, tehát a mágneses tértől független. A rögzített L_0 és C paraméterek értéke:

$$L_0 = 0,5 \mu\text{H} \quad C = 0,0721 \text{ pF}$$

A szükséges modell felállítása után illesztést végeztem a homogén mágneses térben, illetve a DC áramú előfeszítés mellett végzett méréseim eredményeire. A 16. ábrán 3-3 kiválasztott mért impedancia görbe, illetve az illesztések láthatóak a két mérés esetén. Az összes mért görbére elvégzett illesztés az A Függelékben látható.



16. ábra. A két mérés 3-3 kiválasztott görbéje illesztéssel. Az ábra színes folytonos vonallal jelöli a mérési eredményeket, fekete szaggatott vonallal pedig az illesztett görbéket.

Azt tapasztaltam, hogy a kibővített Debye-moddal felírt helyettesítő kép megfelelő pontossággal képes lekövetni a mért impedancia karakterisztikákat 3 szabad paramétert (χ_T , χ_S , τ) használva az illesztés során. A külső mágneses térben végzett mérés esetén látható, hogy a telített állapotban felvett impedancia esetén az illesztett görbe nem tökéletesen fed át a mért alakkal, azonban ez a fojtó működése, illetve az anyagi válasz megértése szempontjából nem egy számottevő eltérés.

A két mérés eredményeire a felállított modellt megillesztve a célom az volt, hogy a két esetre kapott, mágneses előfeszítéstől függő anyagi paramétereket össze tudjam hasonlítani.

4.2.1. Illesztési folyamat

Az illesztési folyamat során a legkisebb négyzetek módszerét alkalmaztam, melynek célja, hogy minimalizáljam a kibővített Debye-modell által leírt a mért admittancia értékek közötti eltérések négyzetösszegét. Az admittancia karakterisztikákat minden egyes mágneses térhez tartozó görbére külön-külön illesztettem.

A paraméterek optimalizálásához a *Nelder-Mead simplex* algoritmust használtam, ezt a Py-

thon f_{min} függvényével valósítottam meg. Ez az algoritmus iteratíván módosítja az illesztési paramétereket a legkisebb négyzetek módszerének megfelelően, míg el nem éri a legjobb illeszkedést.

Az illesztésből kapott paraméterek hibájának számítása saját implementációval történik. Először kiszámolom a Jacobi-mátrixot, amely tartalmazza a modellfüggvény paraméterek szerinti parciális deriváltjait. Ennek segítségével meghatároztam a kovariancia mátrixot, amelyből a paraméterek standard hibái kifejezhetők [12, 13].

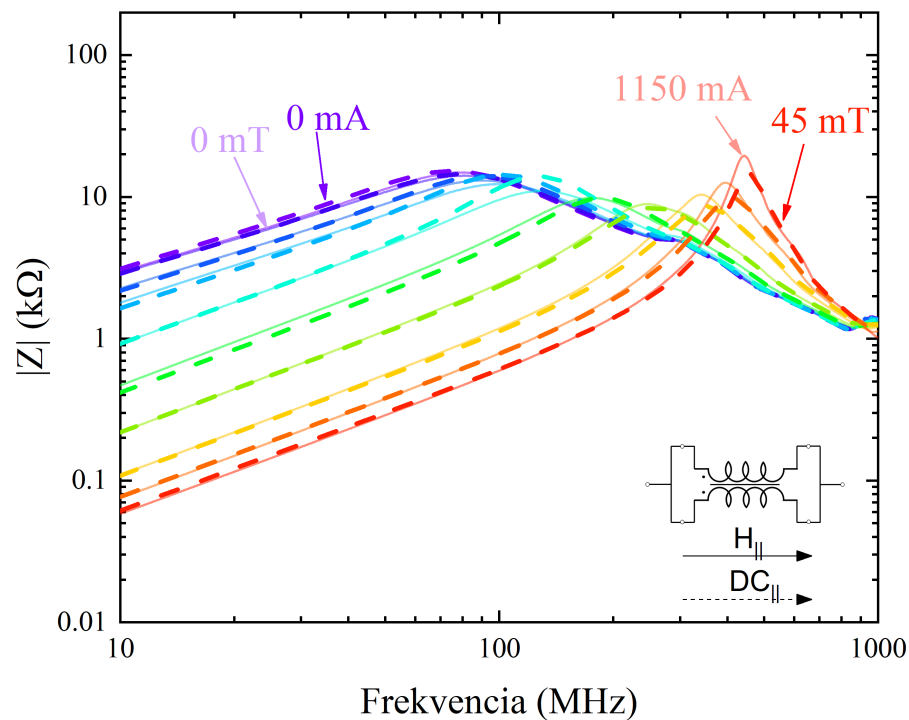
A fenti eljárás segítségével az illesztés során nyert paraméterek (χ_T , χ_S , τ), illetve azok hibái meghatározhatók, biztosítva az eredmények megbízhatóságát.

4.3. DC áramú előfeszítés és párhuzamos mágneses tér közötti összefüggés

Ahogy már korábban is említettem, az ipari fejlesztések során, az elektromágneses kompatibilitással foglalkozó laborokban a DC áramú előfeszítéssel való mérés módszere elterjedt. Azonban ezen mérési megvalósítás korlátait ismerve, a közös módusú fojtó vizsgálatát külső mágneses térben is elvégeztem, így kizárva a *bias tee* alkalmazása során fellépő korlátokat. Ahhoz, hogy ezen karakterizálási módszer az iparban is alkalmazható lehessen, szükséges a két esetben kapott eredmények összevetése.

Feltűnő különbség a két mérés eredményeiben először is az, hogy a DC árammal történő előfeszítés során a maximális alkalmazott áramerősség esetén sem sikerült telítésbe vinni a tekercsekben található mágneses anyagot. Ez a 11. ábrán jól látható, az (a) panelen (*bias tee*-s mérés) az impedancia maximális értéke jóval kisebb mértékben nő meg, illetve a maximum hely is a végsőig felfelé tolódik, nem figyelhető meg a (b) panelen látható telítődésre utaló jelenség. Ennek oka az, hogy a DC árammal történő előfeszítéssel való mérésnél a mag mágneses telítődéséhez az általam használt legnagyobb áramértéket (1200 mA) tovább kellett volna még növelni, azonban a *bias tee* működési tartománya ezt már nem tette lehetővé.

Ezen korlátot ismerve az összehasonlítás során a mágneses térben való méréseim eredményének csak egy részét vizsgáltam. Az egyes mágneses térben felvett impedancia görbékhez megkerestem az azokra legjobban illeszkedő görbét a DC áramú előfeszítéses mérés eredményeiből, majd ezeket közösen ábrázoltam. Ez látható a 17. ábrán. A görbét az impedanciák kezdeti, induktív szakaszainak egyezése alapján választottam ki. Ez az összehasonlítás önkényes választás, vizsgálhattam volna az impedancia csúcsok értékének, helyének egyezését is, azonban a közös módusú fojtó működésének szempontjából az induktív tartomány lényegesebb.



17. ábra. A két mérés eredményének összevetése. Az ábra folytonos vonallal jelöli a mágneses térben történő, szaggatott vonallal pedig a DC áramú előfeszítés mellett végzett mérési eredményeket.

Mivel mind a külső teres mérés, mind pedig a DC árammal való előfeszítés esetén a mágneses anyagra ható mágneses tér iránya párhuzamos a tekercsek irányával, ezért az impedancia karakterisztikák hasonlósága érthető.

A DC áramú előfeszítéssel való mérés során alkalmazott áramerősség értékek alapján a (2.1.1)-es egyenlet segítségével megbecsülhető, hogy az adott áramok esetén milyen mágneses teret várunk egy légmagos tekercs belsejében. Azonban, ahogy ezt a 2.1-es alfejezetben már tárgyaltam, ez a képlet egy ideális esetet ír le, feltételezve, hogy a szolenoid ideális, a tekercs belsejében a mágneses tér homogén. Ez a feltétel a valóságban nem teljesül. A 3. táblázatban látható, hogy a mágneses teres és a DC árammal előfeszített esetekben mely görbék fednek át, illetve, hogy az adott áramerősségek esetén mekkora teret várunk a tekercs belsejében.

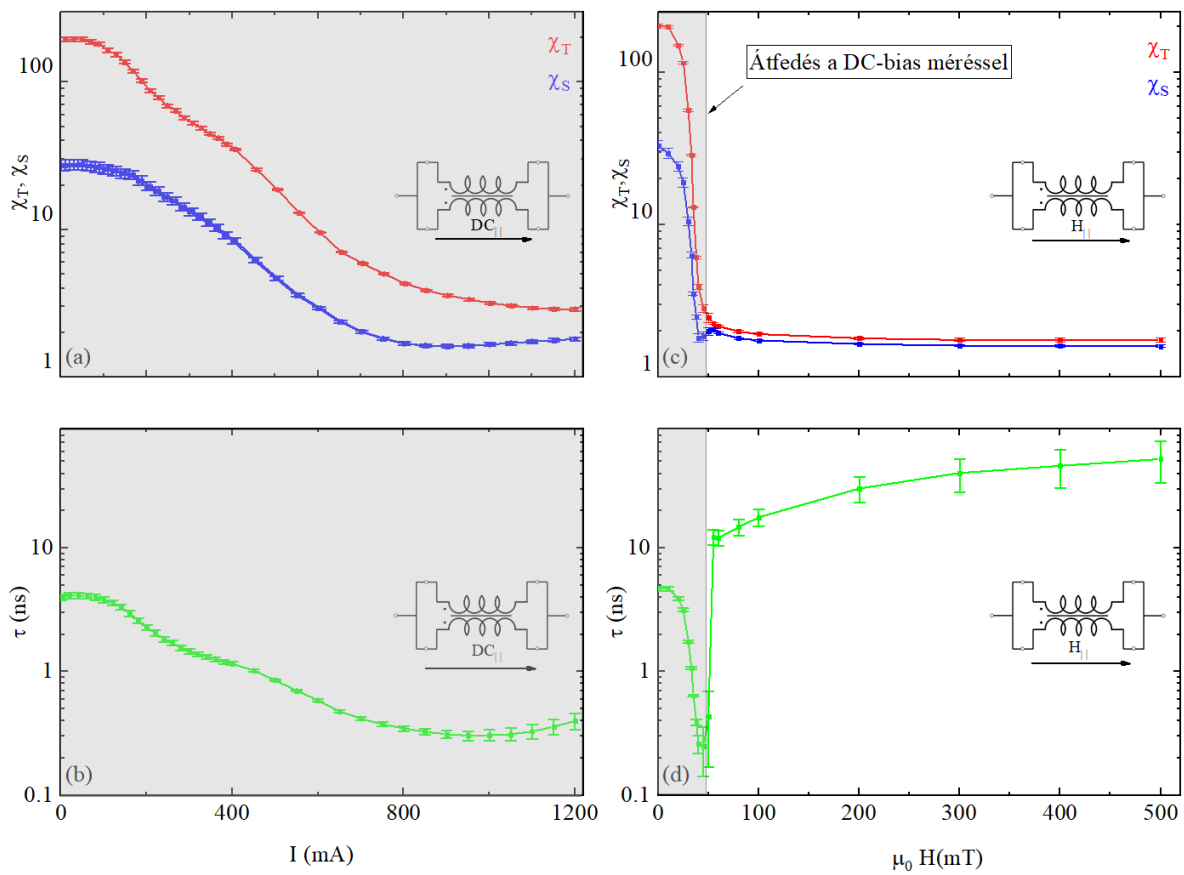
$\mu_0 H$ (mT)	I (mA)	$B = \frac{\mu_0 N I}{l}$ (mT)
0	0	0
10	80	0,88
20	140	1,54
25	180	1,99
30	280	3,09
33	450	4,96
35	550	6,07
38	700	7,72
40	850	9,38
45	1150	12,68

3. táblázat. Az egyező impedancia görbék előfeszítésének összehasonlítása. Első oszlop: alkalmazott külső mágneses tér. Második oszlop: alkalmazott DC áramerősség. Harmadik oszlop: a DC áram által keltett mágneses indukció ideális esetben.

Látható, hogy adott áramerősség esetén az átfedő mágneses teres mérés esetén alkalmazott mágneses tértől a (2.1.1)-es egyenlettel számolt ideális tér nagy mértékben eltér, mégis az impedancia karakterisztikák megegyeznek. Ez a különbség a tekercsben kialakuló tér inhomogenitásának lehet köszönhető.

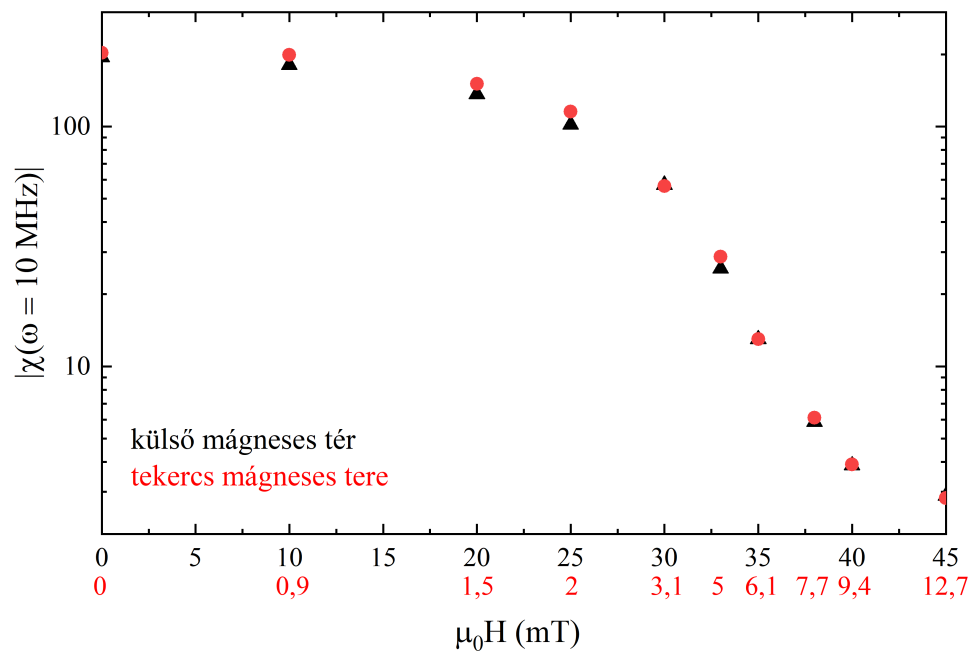
Vizsgálataim célja a modell megillesztéséből kapott paraméterek összehasonlítása volt. A 18. ábrán a χ_T , χ_S , τ paraméterek láthatóak a két mérés esetén, rendre a DC áramerősség és a mágneses tér függvényében. A paraméterek hibája 95%-os konfidenciaintervallummal van számolva. Az ábrán szürke sávval jelölve látható a két mérés karakterisztikában egyező tartománya.

Az illesztett adiabatikus és izotermikus szuszceptibilitások térfüggése a vártaknak megfelelő, ahogy a mágneses anyag telítésbe megy az anyag válasza, a szuszceptibilitás lecsökken. Ezzel párhuzamosan, ahogy a χ_T és a χ_S paraméterek egyre kisebbé válnak, úgy a modell a τ paraméterre egyre érzéketlenebbé válik, értéke pedig már nem határozható meg pontosan a modell segítségével. Erre utal a τ illesztési hibájának növekedése.



18. ábra. A két mérés eredményeire illesztett görbék paramétereit. Szürke sáv jelöli a két mérés illeszkedő tartományait. DC áramú előfeszítés mellett mért eredmények: (a) χ_T és χ_S paraméterek az áramerősség függvényében (b) τ paraméter az áramerősség függvényében. Külső mágneses térben mért eredmények: (c) χ_T és χ_S paraméterek a mágneses tér függvényében (d) τ paraméter a mágneses tér függvényében

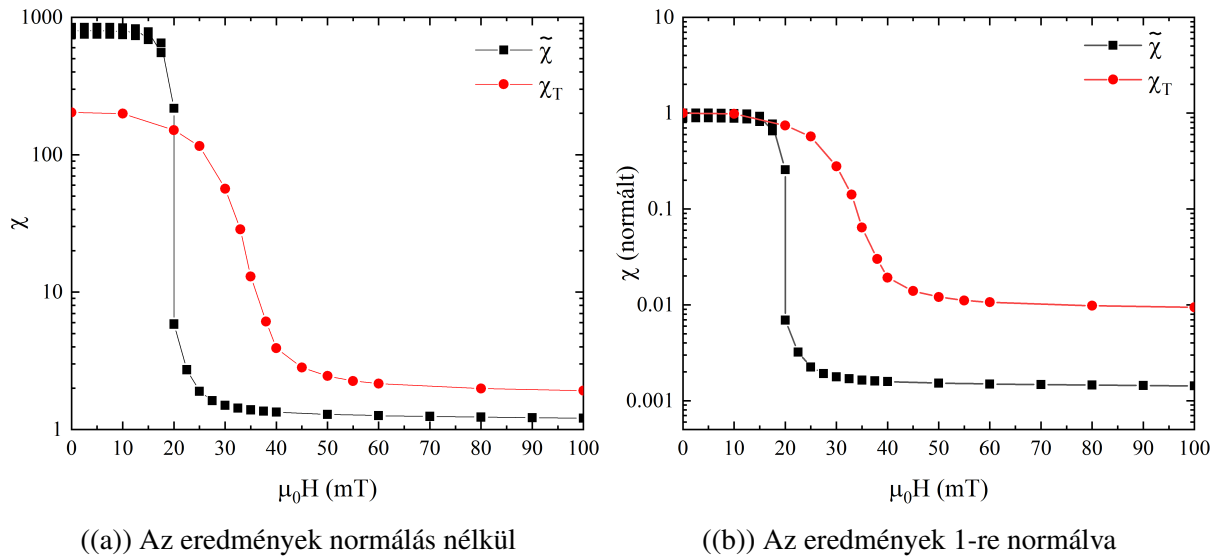
A 19. ábrán együtt ábrázolva látható a két esetben elvégzett illesztések paramétereivel számolt mágneses szuszceptibilitások az illeszkedő tartományon, az x tengelyen a megfelelő mágneses tér értékekkel. A szuszceptibilitást 10 MHz frekvencia esetén számoltam mindkét esetben, az ábrán a számolt értékek abszolút értékét hasonlítom össze. Ahogy az már a 18. ábrán a paraméterek vizsgálatával is jól látszik, ezen a tartományon az illesztésből kapott értékek közel egyezők, így a belőlük számolt szuszceptibilitás karakterisztikák is hasonlóak. A különbséget csak az x tengelyen feltüntetett, a 3. táblázatban leírt mágneses tér tartományok adják, ez a különbség a tekercs terének inhomogenitásából származhat. A különbség ellenére azonban látható, hogy a két mérési eljárás karakterisztikában ugyanazt adja vissza, a kettő eset valóban ugyanazt a jelenséget képes vizsgálni.



19. ábra. A két mérés átfedő tartományában az illesztett paraméterekkel számolt effektív szuszceptibilitások abszolút értéke a tér függvényében, 10 MHz frekvencia esetén. Az ábra feketével jelöli a külső mágneses térben való, pirossal a DC áramú előfeszítéssel mért eredményeket.

4.4. Az illesztésből kapott paraméterek összehasonlítása magnetometriai mérésből kapott eredménnyel

A mágneses anyag frekvenciafüggő viselkedésére alapozva felépített modell lehetőséget nyújt a vizsgált közös módusú fojtó viselkedésének leírására, melyet nagyban befolyásolnak a benne található vasmag anyagi tulajdonságai. Azonban a mágneses anyag valódi karakterisztikáját közvetlenül ezzel a módszerrel nem írhatjuk le, ehhez a vasmag közvetlen mérésére van szükség. Ennek megismeréséhez magnetometriai mérések is végezve lettek, amely során egy gerjesztő AC mágneses tér segítségével lett mérve az anyag AC válasza, szuszceptibilitása. A méréssel kapott eredmények, illetve a külső mágneses térben mért CMC görbékra végzett illesztéssel meghatározott szuszceptibilitás paraméterek a 20. ábrán láthatóak a tér függvényében, 0 és 100 mT között. A relaxációs folyamat megfelelő összehasonlíthatóságának érdekében a (b) panelen mind a magnetometriai, mind pedig az illesztett eredmények 1-re normálva láthatóak.



20. ábra. A magnetometriai mérésekkel kapott eredmények összehasonlítása az illesztésből kapott paraméterekkel. Az ábrákon feketével van jelölve a magnetometriai mérésből kapott szuszceptibilitás, pirossal az illesztésből kapott izotermikus szuszceptibilitás.

A 20(a) ábrán jól látható, hogy a magnetometriával mért és az illesztésből kapott szuszceptibilitás karakterisztikák eltérőek, a mágneses előfeszítés nélküli esetben az általam meghatározott érték és a magnetometriai eredmény között egy 4-es szorzó faktor eltérés van, illetve a 20(b) ábra jól mutatja, hogy a lecsengés karakterisztikája sem egyezik.

Az eltérések mögött állhatna az, hogy az illesztés során az induktivitást részben meghatározó L_0 légmagos tekercsre vonatkozó induktivitást lerögzítettem. A rögzített értéket a (2.1.7) formula alapján számoltam, feltételezve, hogy a tekercs ideális és kör keresztmetszetű. Ez a feltétel ez esetben természetesen nem teljesül, a kapott érték csupán egy közelítés, az illesztés során azonban a meghatározandó χ_T , χ_S paraméterek értékét befolyásolja. Ez a paraméter rögzíthető lehet azonban az anyag telített állapotában felvett impedancia görbe induktív tartományának meredekségével is, ahol az impedanciát már csak a légmagos tekercs induktivitása befolyásolja, az anyag válasza már nem. Az L_0 ebben a két esetben:

$$L_0^{\text{geo}} = 0,5 \mu\text{H} \quad L_0^{\text{tel}} = 3,9 \mu\text{H}$$

Ahhoz, hogy a két mérés közötti eltérést ezzel magyarázhassuk, a telített görbe alapján meghatározott L_0^{tel} értéknek L_0^{geo} értékénél nagyobbak kéne lennie, így a hibát nem ezzel a megközelítéssel kell keresni.

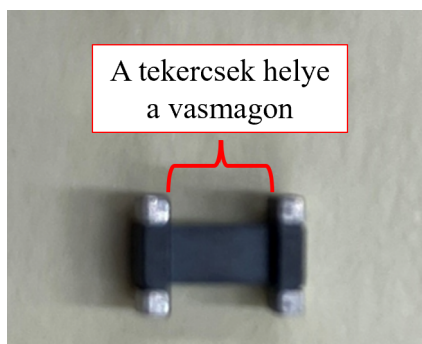
A nagy eltérést azonban egyértelműen okozhatja a két mérési módszer nagy mértékű különbözősége. A magnetometriai mérések során tisztán a mágneses anyag választ kaphatjuk vissza, a mért rendszert nem terhelik egyéb, a választ módosító tényezők. Az én méréseim során azonban az anyag választ egy közös módusú fojtó viselkedésén keresztül, közvetlen

tudtam csak vizsgálni. A rögzített és kiértékelt impedancia karakterisztikák tehát nem tisztán az anyagi paraméterektől függenek, hanem a tekercsek geometriájától, a benne lévő vasmag elhelyezkedésétől is.

Ahogy azt a 2.1-es alfejezetben tárgyaltam, tekercsek inductivitásának vizsgálata során a valósággal jobban egyező eredményt kaphatunk, ha a (2.1.9)-es formulát alkalmazzuk. Ebben az esetben az inductivitás meghatározására a μ_r relatív permeabilitás helyett, ami tisztán az anyagi tulajdonságokat írja le, egy μ_{eff} effektív permeabilitást vezetünk be. Ez az érték a relatív értékkel szemben nem a megszokott $(1 + \tilde{\chi})$ formulával, hanem a módosított $(1 + \eta \tilde{\chi})$ alakkal írható fel, ahol η a tekercset jellemző kitöltési tényező. Ez a faktor alapvetően abból származik, hogy a mágneses anyag nem tölti ki a tekercsben a teljes teret, nem állítható, hogy a térrész minden pontjához hozzáadhatjuk a mágneses anyag permeabilitását. Illetve a vasmag térfogatán kívül értéke attól is függ, hogy az egyébként inhomogén térben hol van elhelyezve a mágneses anyag, ahol a tér éppen kisebb, az kisebb effektív kitöltési tényezőnek felel meg, mint egy nagyobb térerősséggel jellemzett ponton.

Belátható, hogy az én méréseim során a közös módusú fojtóba helyezett mágneses anyag vizsgálata során nem közvetlenül az anyagot jellemző $(1 + \tilde{\chi})$ relatív permeabilitást, hanem a többek között a kitöltési tényező által is befolyásolt $(1 + \eta \tilde{\chi})$ effektív permeabilitást látjuk. Tehát a szuszceptibilitások nagyságában látható 4-es szorzó faktor különbség következhet egy körülbelül 25%-os kitöltési tényezőből.

Továbbá eltérést látunk a mágneses levágás terében is (20 mT és 40 mT). Az AC szuszceptibilitás mérése 1 kHz-zel történt míg a fojtó mérésének legkisebb frekvenciája 1 MHz volt. Lehetséges, hogy a vasmag alacsony frekvenciákon más τ -val rendelkezik mint magasabb tartományokon, és emiatt máshol lesz a levágás. Sajnos jelenleg nem áll rendelkezésünkre olyan eszköz ahol a vasmag abszolút szuszceptibilitását azon a frekvencián mérhetnénk ahol a fojtó mérése történt.



21. ábra. A közös módusú fojtóban található vasmag tekercsek nélkül.

A legnagyobb és talán legnehezebben érhető eltérést a szaturációs és a 0 mT-ás szuszcepti-

bilitás hányadosában látjuk. Az AC szuszeptibilitás esetében majdnem három nagyságrendet esik a $\tilde{\chi}$ értéke viszont a fojtó mérésénél ez az értéke még a két nagyságrendet sem éri el. Fontos kiemelni, hogy az AC szuszeptibilitás mérésekor a teljes vasmag a mérőtekercsben található, míg a fojtó esetében a "mérőtekercs" a közös módusú fojtó párhuzamosan kötött tekercsei amelyek nem fedik be a teljes vasmagot (lásd 21. ábra), így csak az a fluxusváltozás látható ami a tekercs belsejében történik.

5. Összegzés és kitekintés

A dolgozatban egy az ipari termékfejlesztésben széleskörben alkalmazott közös módusú fojtóban található vasmag mágneses telítődését vizsgáltam közvetetten, a fojtó impedanciájának mérésével. Először a közös módusú fojtót DC árammal előfeszítve, majd azt külső homogén mágneses térbe helyezve vizsgáltam a telítődés során változó impedancia karakterisztikát. A mért eredményeket egy a kibővített Debye-modellre felépített modellel közelítettem, amely a komplex mágneses szuszeptibilitást írja le, figyelembe véve a mágneses relaxáció jelenségének hatását.

Méréseimmel beláttam, hogy az elektromágneses kompatibilitással foglalkozó laborokban egyszerűen megvalósítható DC áramú előfeszítéssel történő mérés elegendően jó eredményt ad ahhoz, hogy a mágneses anyag telítődését vizsgálni tudjuk. A telítettségi állapotban a fojtó mágneses válasza jellegzetes változásokat mutat, ami a DC bias alkalmazása mellett is megfigyelhető.

Azonban a külső mágneses térrel végzett mérések pontosabb eredményeket adnak a tér homogenitása és a mérések szélesebb frekvenciatartománya miatt. Továbbá, ez a módszer lehetőséget nyújt arra, hogy a mágneses telítődést, az anyag viselkedését a tér irányától függően tanulmányozzuk. Ez az eljárás tehát lehetővé teszi, hogy a DC előfeszítés korlátait kikerüljük, és a mágneses anyag választát anélkül vizsgáljuk, hogy a tér inhomogenitása zavart okozna a mérésekben.

A mérési eredmények értelmezéséhez alkalmazott kibővített Debye-modellel felírt kép kelendő pontossággal követi a mért impedancia karakterisztikákat, és megfelelő közelítést biztosít az anyagot leíró paraméterek meghatározásához. Ez a modell sikeresen használható a közös módusú fojtó viselkedésének jellemzésére, azonban a mágneses anyag valódi tulajdonságait nem képes teljes mértékben visszaadni amint ez bebizonyosodott az AC szuszeptibilitás méréssel. A modellezés során korlátok lépnek fel: a rendszert jellemző geometriai faktorokat nem ismerjük, az anyag választát leíró relaxációs idő meghatározása bizonytalan. Ezért a modell elsősorban egy közelítő eszközként használható, amely segítheti a numerikus szimulációkat és az ipari fejlesztéseket.

Fontos megemlíteni, hogy a közös módusú fojtóban található vasmag pontos anyagi összetétele ipari titok, ami további bizonytalanságot jelent a mérések és a modellezés során. Az eredmények tehát korlátok között értelmezhetők, de így is jelentős információval szolgálnak a közös módusú fojtók ipari alkalmazásához, optimalizálásához.

A kutatás során nyert eredmények alapján számos vizsgálati irány nyílhat meg. A relaxációs idő és a mágneses szuszeptibilitás térfüggő modellezése, valamint a superparamágneses anyagok fizikájának bevonása lehetőséget kínál a modell további finomítására. Ezen kívül érdemes lenne hasonló elemzést végezni különféle geometriai kialakítású és más típusú közös módusú

fojtókkal (nanokristályos vasmag), illetve vizsgálni a fojtó differenciális módusú válaszát is.

Ábrák jegyzéke

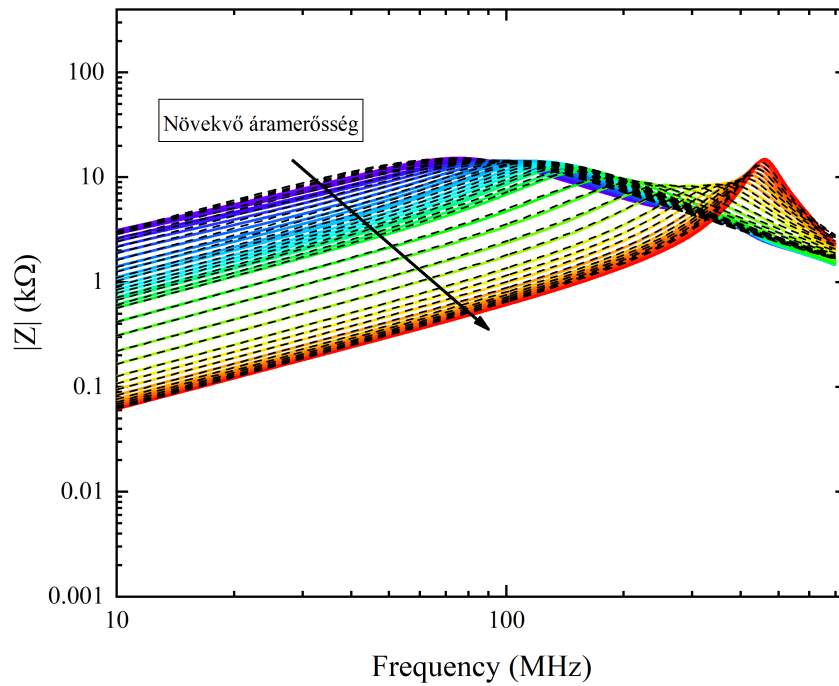
1.	Egy egyszerű légmagos tekercs rajza. l a tekercs hossza, N a menetek száma, A a tekercs keresztmetszete, I a keresztül folyó áram.	7
2.	Két tekercs együttes működését szemléltető áramköri rajzok.	12
3.	Közös módusú fojtó működése. Közös módusban terjedő jelek esetén a mágneses terek összeadódnak, differenciális módusban terjedő jelek esetén pedig kioltódnak. (1. ábra az [2]-es hivatkozásból)	13
4.	Mágnesezettség a mágneses térerősség függvényében (1.10. ábra a [5]-ös hivatkozásból)	15
5.	A dielektromos permittivitás frekvenciafüggése [6].	17
6.	A két ekvivalens modell áramköri rajza.	18
7.	A mérés megvalósításához szükséges mérési elrendezés befogó.	21
8.	Mérés DC árammal való előfeszítés mellett.	21
9.	A vasmag külső mágneses térben történő telítődésének vizsgálata. Az ábrán a DUT rövidítés az angol <i>device under test</i> kifejezésből származik.	22
10.	ACT45B típusú közös módusú fojtó (4.5 mm × 3.2 mm × 2.8 mm) [11]	24
11.	A vasmag telítődésének vizsgálata közös módusú fojtóban. (a) Növekvő DC áramú előfeszítés mellett a közös módusú fojtó impedancia karakterisztikája. (b) Növekvő külső homogén mágneses tér esetén a közös módusú fojtó impedancia karakterisztikája.	25
12.	Elrendezés a közös módusú fojtó hőmérsékletfüggő viselkedésének méréséhez.	26
13.	A közös módusú fojtó frekvenciafüggő impedanciájának abszolút értéke különböző hőmérsékletek esetén.	27
14.	Az irodalomból ismert helyettesítőkép a közös módusú fojtó közös módusú válaszána karakterizálására	28
15.	A közös módusú fojtó viselkedésének modellezésére használt áramkör.	30
16.	A két mérés 3-3 kiválasztott görbéje illesztéssel. Az ábra színes folytonos vonallal jelöli a mérési eredményeket, fekete szaggatott vonallal pedig az illesztett görbéket.	31
17.	A két mérés eredményének összevetése. Az ábra folytonos vonallal jelöli a mágneses térben történő, szaggatott vonallal pedig a DC áramú előfeszítés mellett végzett mérési eredményeket.	33

-
18. A két mérés eredményeire illesztett görbék paraméterei. Szürke sáv jelöli a két mérés illeszkedő tartományait. DC áramú előfeszítés mellett mért eredmények: (a) χ_T és χ_S paraméterek az áramerősség függvényében (b) τ paraméter az áramerősség függvényében. Külső mágneses térben mért eredmények: (c) χ_T és χ_S paraméterek a mágneses tér függvényében (d) τ paraméter a mágneses tér függvényében 35
 19. A két mérés átfedő tartományában az illesztett paraméterekkel számolt effektív szuszeptibilitások abszolút értéke a tér függvényében, 10 MHz frekvencia esetén. Az ábra feketével jelöli a külső mágneses térben való, pirossal a DC áramú előfeszítéssel mért eredményeket. 36
 20. A magnetometriai mérésekkel kapott eredmények összehasonlítása az illesztésből kapott paraméterekkel. Az ábrákon feketével van jelölve a magnetometriai mérésből kapott szuszeptibilitás, pirossal az illesztésből kapott izotermikus szuszeptibilitás. 37
 21. A közös módusú fojtóban található vasmag tekercsek nélkül. 38
 22. DC áramú előfeszítéssel mért görbék illesztéssel. Az ábra színes vonallal jelöli a mérési eredményeket, fekete szaggatott vonallal pedig az illesztett görbéket. . 45
 23. Külső mágneses térben mért görbék illesztéssel. Az ábra színes vonallal jelöli a mérési eredményeket, fekete szaggatott vonallal pedig az illesztett görbéket. . 45

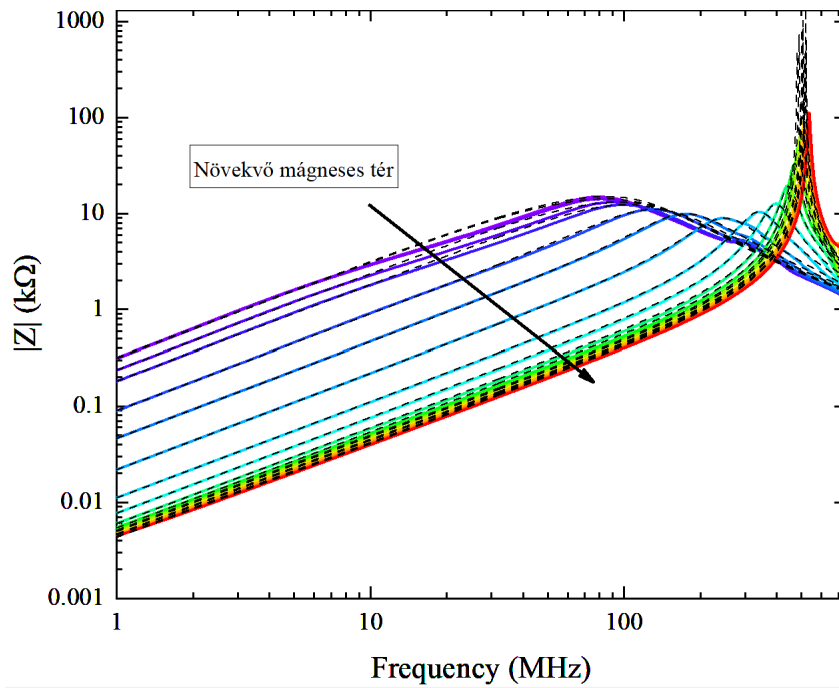
Hivatkozások

- [1] David M. Pozar. „Microwave engineering”. 4. kiad. John Wiley & Sons, 2011, 48–63., 188–193. old. ISBN: 0470631554.
- [2] Inc. Coilcraft. *A Guide to Understanding Common Mode Chokes*. 2024.
- [3] C V Topping és S J Blundell. „A.C. susceptibility as a probe of low-frequency magnetic dynamics”. *Journal of Physics: Condensed Matter* 31.1 (2018. nov.), 13001. old.
- [4] David Tong. *Kinetic Theory*. <https://www.damtp.cam.ac.uk/user/tong/kintheory/four.pdf>. Lecture notes, University of Cambridge, accessed on October 12, 2024. 2022.
- [5] Sōshin Chikazumi és C. D. Graham. *Physics of Ferromagnetism*. 2nd. Oxford: Oxford University Press, 1997. ISBN: 9780198517764.
- [6] Wikipedia contributors. *Permittivity*. [Accessed 29-October-2024]. 2023.
- [7] K.L.Ngai Junko Habasaki Carlos Leon. *Dynamics of glassy, crystalline and liquid ionic conductors*. Springer Cham, 2019.
- [8] Álvaro Ojeda-Rodríguez, Joaquín Bernal-Méndez és María A. Martín-Prats. „Modal Theory and Approach for Accurate Characterization of Common-Mode Chokes”. *IEEE Transactions on Power Electronics* 38.9 (2023), 10516–10529. old.
- [9] C. Domínguez-Palacios, J. Bernal és M. M. Prats. „Characterization of Common Mode Chokes at High Frequencies With Simple Measurements”. *IEEE Transactions on Power Electronics* 33.5 (2018), 3975–3987. old.
- [10] CISPR 17. *Methods of measurement of the suppression characteristics of passive EMC filtering devices*. 2011.
- [11] TDK Corporation. *ACT45B-510-2P-TL003 Common Mode Filter*. https://product.tdk.com/en/search/emc/emc/cmf_cmc/info?part_no=ACT45B-510-2P-TL003. Accessed: 2024-10-20.
- [12] OriginLab. *NLFit Theory - OriginLab*. Hozzáférés ideje: 2024-11-03. 2023.
- [13] William H. Press és tsai. *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 1992.

A. Függelék



22. ábra. DC áramú előfeszítéssel mért görbék illesztéssel. Az ábra színes vonallal jelöli a mérési eredményeket, fekete szaggatott vonallal pedig az illesztett görbéket.



23. ábra. Külső mágneses térben mért görbék illesztéssel. Az ábra színes vonallal jelöli a mérési eredményeket, fekete szaggatott vonallal pedig az illesztett görbéket.