



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

Villamosmérnöki és Informatikai Kar

Villamos Energetika Tanszék

Magnetic Pulse Compressor tervezése és építése DBD plazma táplálására

Készítette: Mócza Tamás István

Gépészmérnöki Kar

Energetikai mérnök BSc hallgató

Villamos energetika szakirány

Konzulens: Dr. Cselkó Richárd

BME Villamos Energetika Tanszék adjunktus

BME Nagyfeszültségű Laboratórium

Tartalom

Összefoglaló.....	4
Abstract	5
1. Bevezetés	6
2. MPC alapok	9
2.1. A legegyszerűbb impulzus jellegű áramkör.....	9
2.2. IGBT	12
2.3. MOSFET	14
2.4. Mágneses kapcsolóegység	17
2.5. Rezgőkör	22
3. MPC	31
3.1. Kétfokozatú terheletlen MPC	31
3.2. Terheléses egyfokozatú MPC	34
3.3. Terheléses MPC mágneses kapcsolóegységgel	40
3.3.1. Egy telítési pontú tekercs	40
3.3.2. Tanh(x) közelítésű tekercs	44
3.3.3. Hiszterézises tekercs	46
4. DBD plazma.....	50
4.1. A DBD kisülés	50
4.2. A DBD fizikája	53
5. A megépített MPC	62
5.1. Alapadatok	62
5.2. Laboratóriumi mérés.....	68
5.2.1. Ellenállásos mérés.....	69
5.2.2. Diódás mérés.....	72

6. Kitekintés	75
Irodalomjegyzék	76

Összefoglaló

Az impulzusgenerátorok olyan típusú energiaforrások, amelyek az energiát nagy teljesítményen, de nagyon rövid idő alatt adják le. Az ipar számos területén alkalmaznak ilyeneket, főleg, ahol nagyfrekvenciájú, nagy teljesítményű táplálás szükséges. Azonban a legtöbb ilyen generátor hátránya, hogy a bennük zajló kapcsolásokat félvezető eszközök, pl. tranzisztorok (IGBT, MOSFET) végzik, amelyeknek igen korlátolt az áramterhelhetősége, vagy költségszintjük elfogadhatatlanul magas bizonyos alkalmazások esetén.

Erre a problémára megoldást jelent az úgynevezett Magnetic Pulse Compressor, a továbbiakban MPC. Az MPC egy olyan impulzusgenerátor, amely több, sorosan, vagy párhuzamosan kapcsolt rezgőkörből áll, és ezek között az impulzust mágneses kapcsolók segítségével továbbítja. A mágneses kapcsolók a ferromágneses anyagok hiszterézisgörbéjének nemlinearitását használják fel az energia továbbítására. Ez azért nagyon előnyös, mert az ilyen kapcsolóeszközök áramkorlátját kizárólag a melegedés jelenti, ami a tekercselés keresztmetszetével könnyen növelhető. A mágneses kapcsolóegységekkel rendelkező impulzusgenerátor megépítése alapos megfontolást igényel, ha a célnak megfelelő, megbízható berendezést szeretnénk elkészíteni, és azt biztonságosan üzemeltetni.

Ezen dolgozat témája egy MPC megtervezése és megépítése, amelynek segítségével DBD plazma, azzal pedig ózon hozható létre. Az építendő MPC megépítéséhez nagy segítséget nyújtott a Matlab/Simulink szoftver, amely kiválóan alkalmas ilyen jellegű eszközök szimulálására. A szimulációk eredményeit felhasználva pedig a BME Nagyfeszültségű Laboratóriumában sor került a generátor megépítésére. Távlati célként pedig egy olyan konstrukció terve is fel van vázolva, amellyel a Nagyfeszültségű Laboratórium Tesla transzformátorát lehet táplálni, jelentősen nagyobb áramigény mellett és nagyobb feszültségen.

Abstract

Pulse generators are energy sources, which release energy on high power, but under very short time. This technology is widely used in the industrial fields mainly, where high frequency and high power feeding is required. However, most of this type of generators have a weakness, namely having semiconductors as switching devices, for example: transistors (IGBT, MOSFET), which are quite limited, regarding current load capacity, or they are just unacceptably expensive in case of certain uses.

A solution for this problem is the so-called Magnetic Pulse Compressor, hereinafter referred to as MPC. The MPC is a type of pulse generator, which consists of multiple, series or parallel connected resonant circuits, and the impulse is channeled through magnetic switches. These switches utilize the nonlinearity of the hysteresis curve of ferromagnetic materials to channel energy. This method is highly advantageous, because the sole current limit of this device is the one regarding heating, which can be easily reduced by increasing the cross-sectional area of the winding. Constructing an MPC containing magnetic switches demands careful consideration, if we want to build a reliable equipment, which is also fit for its purpose, and can be operated safely.

This paper aims at designing and constructing an MPC, with which DBD plasma, and with that, ozone could be generated. A great aid in accomplishing the construction of the MPC was the Matlab/Simulink software, which is perfectly fit for simulating such devices. Utilizing the simulation results, the next step was to build the generator in the BME High Voltage Laboratory. For a long-term goal, a plan has also been outlined, which means the construction of a Magnetic Pulse Compressor capable of powering the Tesla coil of the High Voltage Laboratory, with significantly higher current demand and higher level of voltage.

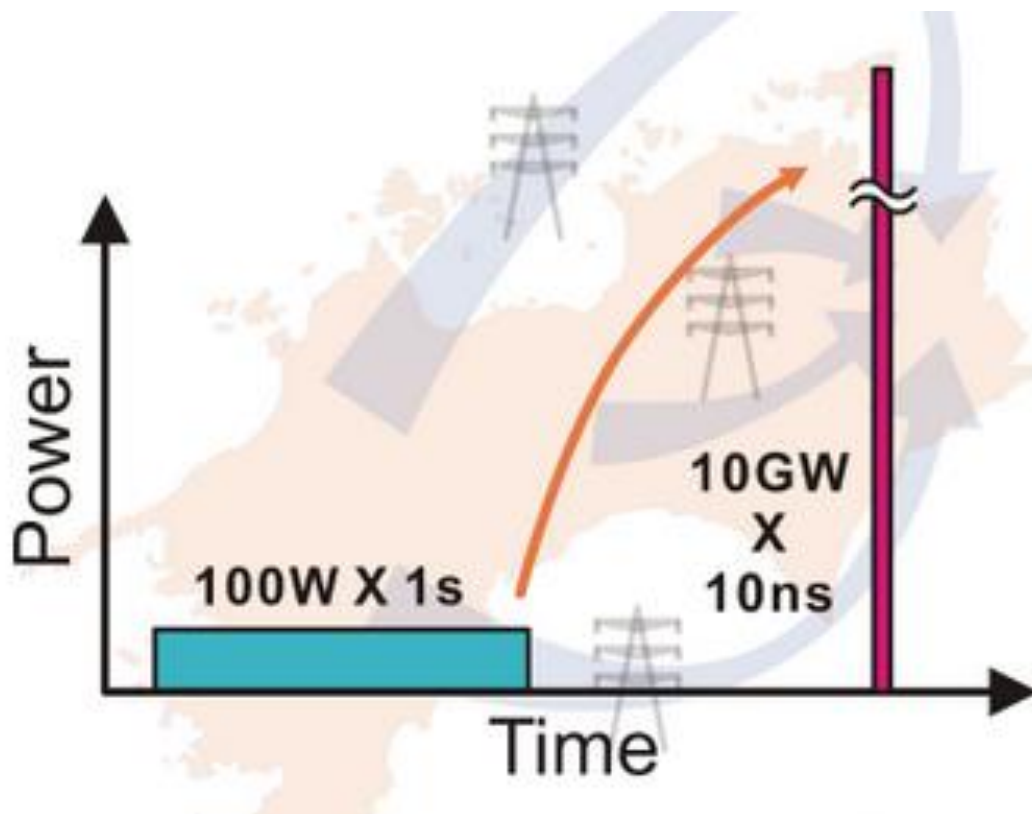
1. Bevezetés

Az első Magnetic Pulse Compressort 1951-ben építette meg Melville, a következő paraméterekkel: 13 kV kimenő feszültség, 250 ns szélességű impulzus, 150 kW csúcsteljesítmény. Sajnos azonban a reakciósebesség, a ferromágneses anyagok korabeli adottságai, valamint a berendezés mérete és költsége miatt az MPC koncepciója jó időre háttérbe szorult. A modern kori fejlesztések a ferromágneses anyagok tulajdonságainak javítására, illetve a félvezető eszközök forradalmi előretörése lehetővé tette, hogy az MPC nagy frekvencián működhessen, minimális veszteségek mellett [1].

Impulzusgenerátorokat az ipar számos területén alkalmaznak, különösen a nagyfrekvenciás üzemeltetési lehetőség, a nagy teljesítmény előállítása, és a stabilitása miatt. Ilyen jellegű generátorokat alkalmaznak például víztisztításra, biokémiai fertőtlenítésre, részecskegyorsításra, illetve lézerek előállítására gerjesztő energiaforrásként [1]. Van azonban az impulzusgenerátoroknak olyan típusa is, amelyet kisfrekvenciás üzemben, vagy csak egyszeri kisütéssel alkalmaznak, ezeknek a jellemzője a rendkívül nagy teljesítmény előállítása. Ilyeneket például nukleáris fúziós, vagy egyéb plazmafizikai kísérleteknél alkalmaznak, vagyis ahol nagy hőmérsékletű, nagy energiasűrűségű plazmára van szükség [2]. Ezáltal képesek vagyunk szimulálni a csillagok és egyéb égitestek esetén előforduló plazmafizikai jelenségeket. Továbbá alkalmaznak egyszeri kisülésű impulzusgenerátorokat a nagy teljesítményük miatt hadászati célokra is, korábban főleg a hidegháború idején fordultak elő, az USA és a Szovjetunió jóvoltából. Utóbbi összeomlása óta ez a technológia háttérbe szorult, és a nagyfrekvenciás impulzusgenerátorok kerültek előtérbe az iparban való könnyebb alkalmazhatóságuk végett [1].

Az MPC alap gondolata az, hogy egy adott energiamennyiséget egyre kisebb periódusidejű rezgőkörökbe vezet, ezáltal növekszik a teljesítmény, vagyis az áramcsúcs, illetve csökken az impulzusszélesség, vagyis gyorsul a felfutás. Ezt a gondolatot remekül szemlélteti az 1. ábra. A nagyobb fokozatok esetén azonban a generátorban mágneses kapcsolók használata szükséges, mert a hagyományos félvezető kapcsolóeszközök áramterhelhetősége eléggé korlátolt. Ezzel szemben egy nemlineáris (vagyis vasmagos) induktivitás, vagy tekercs esetén csak a melegezés szabja az egyetlen határt. Ugyanis telítődéskor a tekercs gyakorlatilag rövidzárként viselkedik, így tökéletes energiaátadást tud biztosítani, ha megfelelően méretezzük az MPC-t.

A mágneses kapcsolás lényege a hiszterézisgörbén való végighaladáson alapul. A ferromágneses anyagok relatív permeabilitása telítetlen állapotban több tízezerszerese is lehet a vákuuménak. Telítődéskor azonban ez lecsökkenhet majdnem 1-re, ami óriási mértékű reaktanciacsökkenést is jelent a kapcsolóelem esetében, tehát a kapcsolás passzív módon zajlik le. Ez egyfelől könnyíti a dolgunkat, mert így nem szükséges külső vezérlőegység alkalmazása a kapcsolás megvalósításához, másfelől ez megköveteli tőlünk, hogy a mágneses kapcsolóegységünk mágneses tulajdonságaihoz méretezzük az impulzusgenerátort, hiszen másképp nem működne megfelelően a tápegység. Ezért igényel különös odafigyelést, és megfontolást egy ilyen berendezés megépítése.









1. ábra: Az MPC működésének alapelve

Felmerülhet a kérdés, hogy mi értelme komplex áramköröket építeni vasmagos tekercsekkel, hiszen nem lehet szabályozni a kapcsolásukat, ki kell mérni a hiszterézisgörbéjüket, és erre kell ennél fogva méretezni az egész impulzusgenerátort. Nézzük, meg mégis miért jobb vasmagos tekercset használni kapcsolóegységként tranzisztorok helyett.

A nagyfeszültségű MPC-nk 747-IXTH1N450HV sorozatszámú N-csatornás MOSFET tranzisztort foglal majd magába. Ennek pár fontos jellemzője:

$$U_{max} = 4,5 \text{ kV}, \quad R_{ds_on} = 80 \, \Omega, \quad I_{max_cont} = 1 \text{ A}$$

Ezek alapján végrehajtottam egy keresést hasonló feszültségterhelhetőségű FET-ek után, és összehasonlítottam az általam használt eszközzel. Ezen FET-ek az alábbi ábrán láthatók:

Image	Part #	Mfr.	Qty.	RoHS	ECAD Model	Technology	Mounting Style	Package/Case	Transistor Polarity	Number of Channels	Vds - Drain-Source Breakdown Voltage	Id - Continuous Drain Current
	Mfr. Part No. IXTH02N450HV Mouser Part No. 747-IXTH02N450HV	IXYS	1: 9 258,60 Ft 10: 8 474,70 Ft 30: 7 889,70 Ft 60: 7 737,60 Ft 120: View	<input type="checkbox"/>	PCB Footprint and Symbol	Si	Through Hole	TO-247-3	N-Channel	1 Channel	4.5 kV	200 mA
	Mfr. Part No. IXTF02N450 Mouser Part No. 747-IXTF02N450	IXYS	1: 15 818,40 Ft 10: 14 094,60 Ft 25: 13 755,30 Ft 50: 13 497,90 Ft 100: 12 897,30 Ft	<input type="checkbox"/>	3D Model	Si	Through Hole	ISOPLUS I4-PAC-3	N-Channel	1 Channel	4.5 kV	200 mA
	Mfr. Part No. IXTH1N450HV Mouser Part No. 747-IXTH1N450HV	IXYS	1: 15 915,90 Ft 10: 14 714,70 Ft 30: 14 008,80 Ft 60: 13 755,30 Ft 120: 13 564,20 Ft	<input type="checkbox"/>	3D Model	Si	Through Hole	TO-247-3	N-Channel	1 Channel	4.5 kV	1 A
	Mfr. Part No. IXTX1R4N450HV Mouser Part No. 747-IXTX1R4N450HV	IXYS	1: 25 045,80 Ft 10: 23 185,50 Ft 30: 22 752,60 Ft 60: 22 311,90 Ft 120: 21 859,50 Ft	<input type="checkbox"/>	PCB Symbol, Footprint & 3D Model	Si	Through Hole	TO-247-3	N-Channel	1 Channel	4.5 kV	1.4 A
	Mfr. Part No. IXTF1R4N450 Mouser Part No. 747-IXTF1R4N450	IXYS	1: 30 267,90 Ft 10: 27 085,50 Ft 25: 26 395,20 Ft 50: 26 079,30 Ft 100: 24 640,20 Ft	<input type="checkbox"/>	PCB Symbol, Footprint & 3D Model	Si	Through Hole	ISOPLUS I4-PAC-3	N-Channel	1 Channel	4.5 kV	1.4 A
	Mfr. Part No. IXTL2N450 Mouser Part No. 747-IXTL2N450	IXYS	1: 45 169,80 Ft	<input type="checkbox"/>	3D Model	Si	Through Hole	ISOPLUS I4-PAC-3	N-Channel	1 Channel	4.5 kV	2 A

2. ábra: 4,5 kV feszültségtűrésű FET-ek összehasonlítása

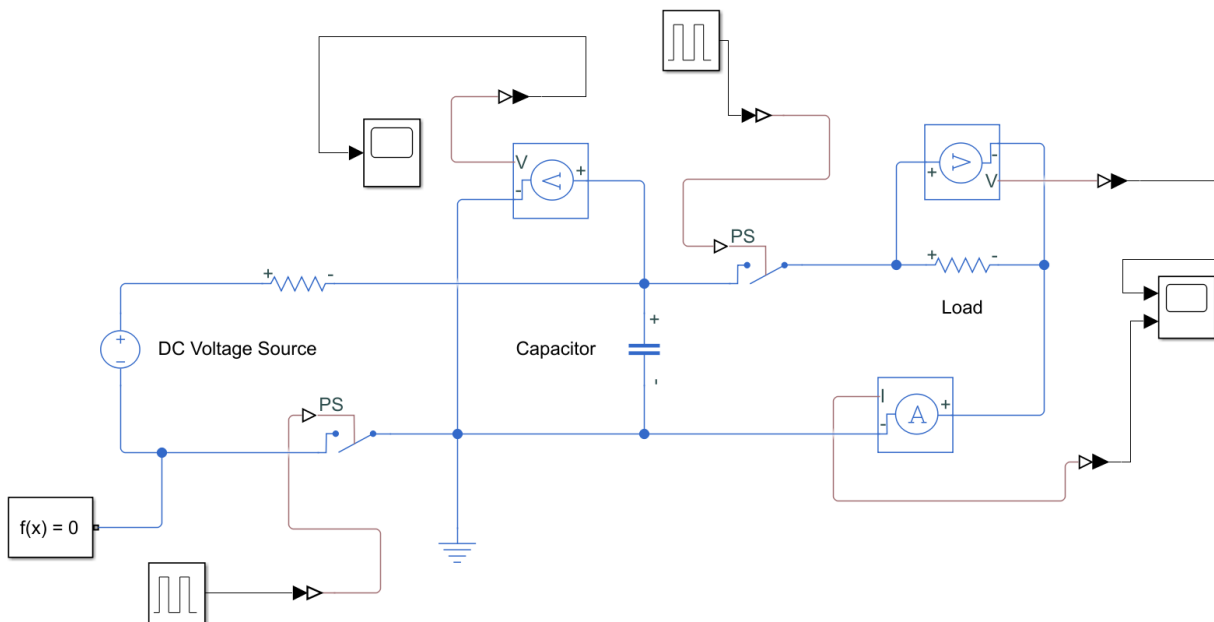
Az ábra alapján látható, hogy az általunk használt MOSFET-hez képest a kicsivel nagyobb áramerhelhetőségű eszközök árban hatalmas ugrást jelentenek. Az ábrán sajnos nem volt lehetőségem megjeleníteni helyszűkösség miatt, de a FET-ek vezető állapotbeli ellenállásai csökkennek a listán lefelé haladva (625 Ω , 625 Ω , 80 Ω , 40 Ω , 40 Ω , 20 Ω) rendre. A FET ellenállásának mértéke abból a szempontból jó, ha kicsi, mert így kevésbé torzítja a primer rezgőkörünk feszültségalakját. De mivel nagyfeszültségen ($\approx 3 \text{ kV}$) fogjuk működtetni az MPC-t, a hatás kisebb mértékű lesz.

Egy vasmagos tekercs ára ezekkel szemben legfeljebb 1000 Ft. Érezhető tehát, mennyivel költséghatékonyabb egy vasmagos tekercset használni kapcsolásra, arról nem is beszélve, amit fentebb említettem, mely szerint a vasmagos kapcsolóegységek áramkorlátozó hatását egyedül a meledés okozza.

2. MPC alapok

2.1. A legegyszerűbb impulzus jellegű áramkör

A legegyszerűbb impulzus üzemen működtethető berendezés egy kondenzátor [3], amelyet periodikusan feltöltünk, majd kisütünk. Az áramkör vázlata az alábbi ábrán látható.

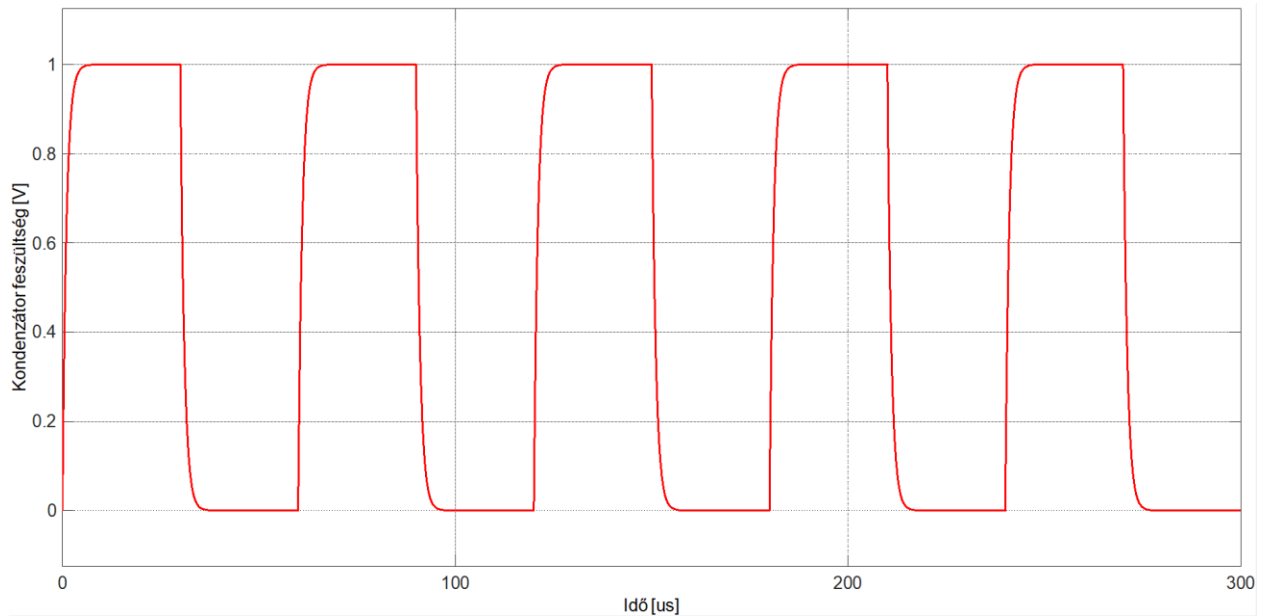


3. ábra: Kondenzátor töltő/kisütő áramkör

Az áramkör elemeinek adatai:

- Kondenzátor: kapacitása: $C = 1 \mu F$, ellenállása: $R_C = 0 \Omega$
- Töltőkör: belső ellenállása: $R_{charge} = 1 \Omega$, tápfeszültsége: $U_0 = 1 V$
- Terhelés: ellenállása: $R_{load} = 1 \Omega$
- Kisütés periódusideje: $t_{discharge} = 60 \mu s$

A körbe illesztettem két feszültségmérő és egy áramerősségmérő műszert, az ezek által kapott jelalakok az alábbi mellékelt ábrákon figyelhetők meg. A kondenzátor feszültsége az idő függvényében a 4. ábrán látható:



4. ábra: A kondenzátor feszültsége az idő függvényében

Remekül látszik a töltő- és kisütő szakaszon az exponenciális jelleg. Érdeemes egy RC-körben figyelembe venni a kör ellenállásának és kapacitásának szorzatát, ugyanis ez adja a kör időállandóját. Vegyünk pl. egy magára hagyott feltöltött kondenzátort és egy vele kapcsolt ellenállást. Ekkor a kondenzátor az ellenálláson át ki tud sülni. Mivel minden pillanatban megegyezik a két elemen folyó áram nagysága (soros körről lévén szó):

(1)

$$C \frac{dU}{dt} + \frac{U}{R} = 0$$

Megoldva a felírt differenciálegyenletet kapjuk megoldás gyanánt (vegyük figyelembe a kezdeti feltételt, vagyis, hogy a kondenzátor feszültsége $t = 0$ időpillanatban U_0):

(2)

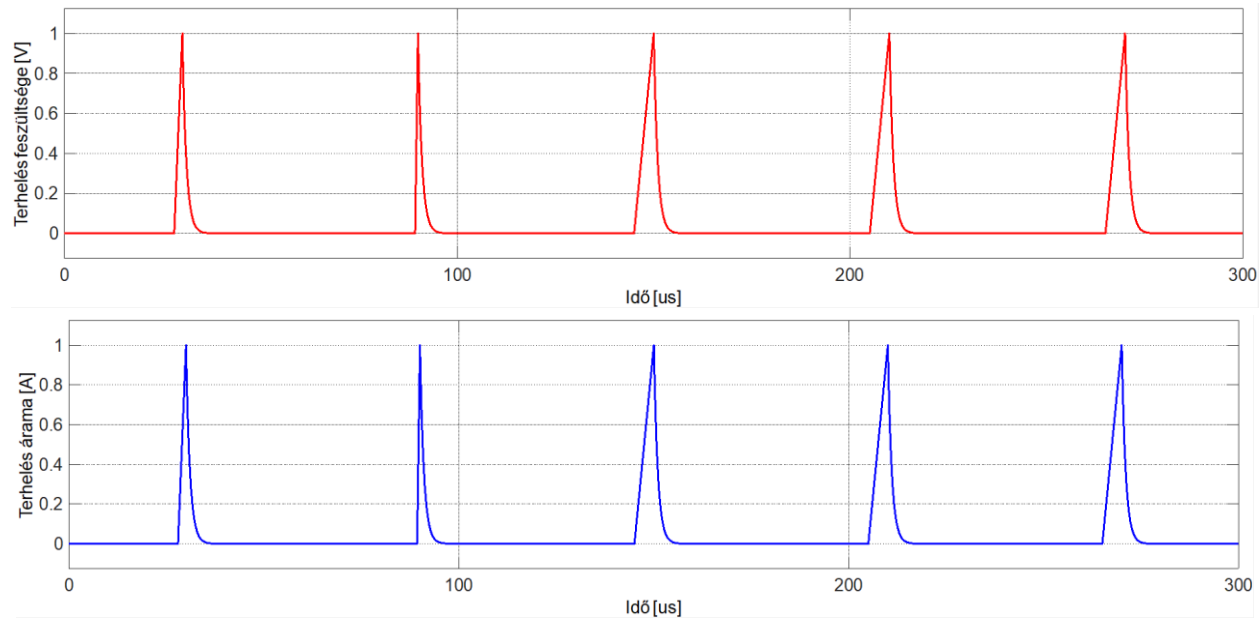
$$U(t) = U_0 e^{-\frac{t}{RC}}$$

Látható, hogy a feszültség az idő függvényében exponenciális függvény szerint változik. Vegyük észre, hogy $t = RC = \tau$ időpillanatban a feszültség:

$$U(\tau) = \frac{U_0}{e} \approx 0,3678U_0$$

Ahol τ az RC kör időállandója, jelen esetben $\tau = 1 \mu s$. Ennek ismerete olyan szempontból lehet fontos, hogy nagyjából becslést ad a kondenzátor feltöltődésének/kisülésének időszükségletére, így lehetővé teszi a megfelelő méretezést.

Most nézzük meg az ellenálláson mérhető feszültség és áramerősség jelalakját a 5. ábrán:

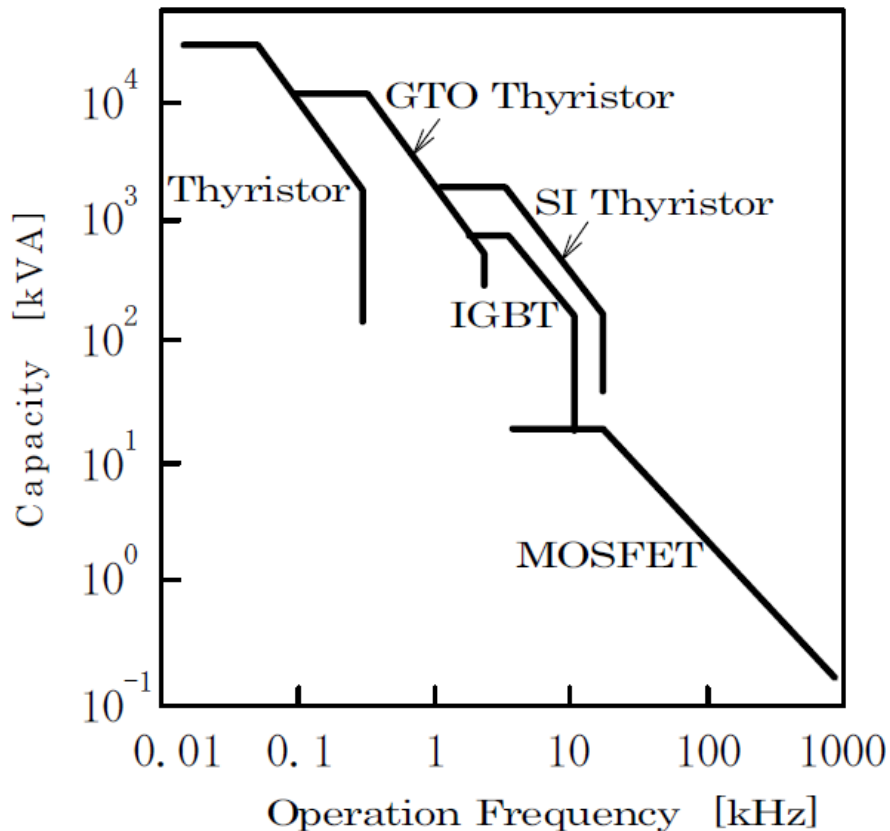


5. ábra: Az ellenálláson mérhető feszültség és áram lefolyása az időben

Körülbelül azt láthatjuk, amire számítottunk. Az ideális kapcsoló zárásakor hirtelen megugrik a feszültség, és ezzel együtt az áram is, hiszen a feltöltött kondenzátor azonnal megadja a kényszert a rendszerre. Ezután jól látható az exponenciális lecsengés, amelyet (2) ír le. A szimulációban bőven hagytam időt a kondenzátor feltöltődésére, és a lecsengésére, de sajnos ez így nem lenne túl hatékony impulzusgenerátor gyanánt. Ugyanis hagyni kell időt a kondenzátor feltöltődésére és megfelelő kisülésére, hogy energiamentes maradjon a rendszer. Illetve csálóka az ideális kapcsolók használata, hiszen ilyen nem létezik, és mondjuk nagyobb feszültség alkalmazása mellett nem biztos, hogy egy egyszerű félvezető kapcsoló el tudná vezetni a minden valószínűség szerint nagy áramot. Tehát MPC tervezésekor, amennyiben több fokozat is van, a kisebb áramcsúcsú fokozatokban még szóba jöhetnek félvezető kapcsolók, de a nagyobb esetekben már inkább mágneses kapcsolóegységek használata lenne kézenfekvő [3].

2.2. IGBT

Az IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor) egy olyan félvezető kapcsolóeszköz, amely a Gate (kapu) lábra adott feszültség függvényében teszi szabaddá az áram útját a Collector (gyűjtő) és az Emitter (kibocsátó) láb között. Az IGBT sok más tranzisztorhoz hasonlóan a legjobb kapcsolóegységek közé tartozik, alábbi ábrán látható ezen tranzisztorok karakterisztikája:



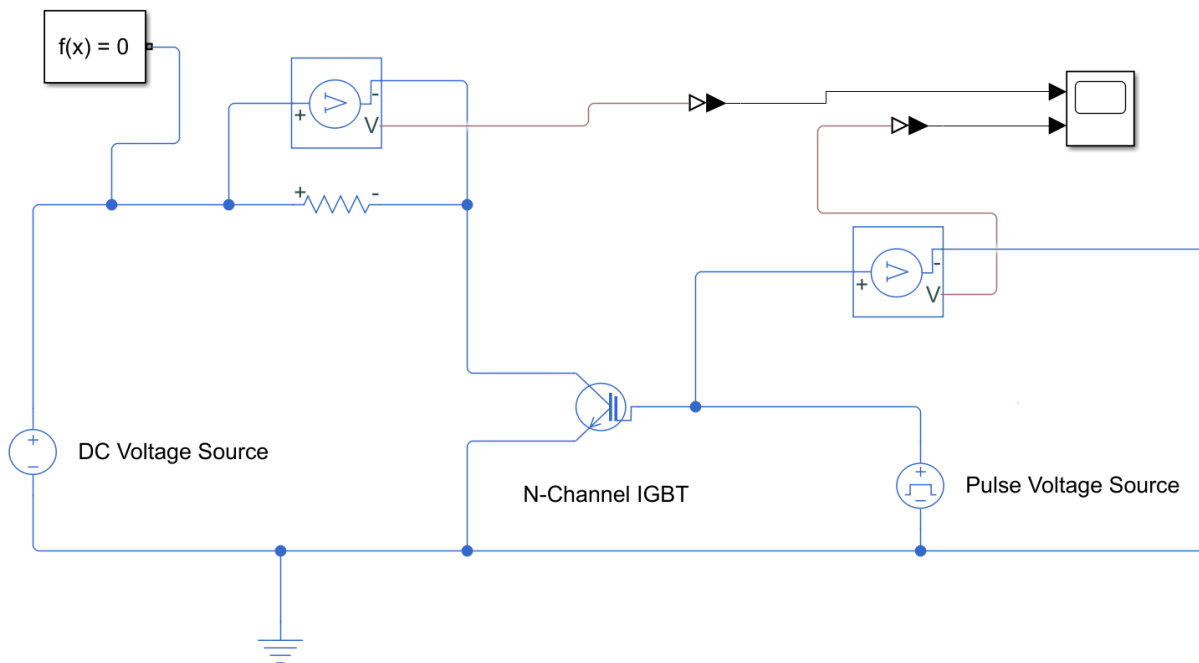
6. ábra: Félvezető eszközök karakterisztikái

A félvezető-technológia utóbbi évtizedekben végbement ugrásszerű fejlődése lehetővé tette számunkra, hogy nagy teljesítményű és frekvenciájú eszközökben alkalmazhassuk őket kapcsolóeszközként. Sajnos azonban ezek a félvezető eszközök nem rendelkeznek nagy feszültség-, áramtűréssel, illetve áramfelfutási idővel (di/dt), ellentétben az elektromos kisülési kapcsolókkal, mint a tiratron. Ezen tulajdonságaik kompenzálására kell mágneses kapcsolóegységekkel együtt használni őket [2].

Az 6. ábrán láthatók általános félvezető kapcsolóeszközök működési tartományai egy áramerősség-frekvencia diagramon. Az általános jellemző, hogy a nagy áramkapacitású kapcsolók csak kis frekvencián működnek megfelelően (MOSFET), a nagy kapcsolási sebességgel rendelkező eszközök azonban csak kis áramot bírnak elvezetni (tirisztorok). Az IGBT-k valahol a középúton vannak mindkét tekintetben. Könnyen lehet őket szabályozni, egyszerűen kapcsolhatók, azonban viszonylag kis áramot tudnak átengedni [2]. Leginkább a kiemelkedő hatékonyságuk miatt alkalmazzák a gyakorlatban. Az IGBT-k, és minden félvezető kapcsolóeszköz szükséges adata megtalálható az adatlapjaikon.

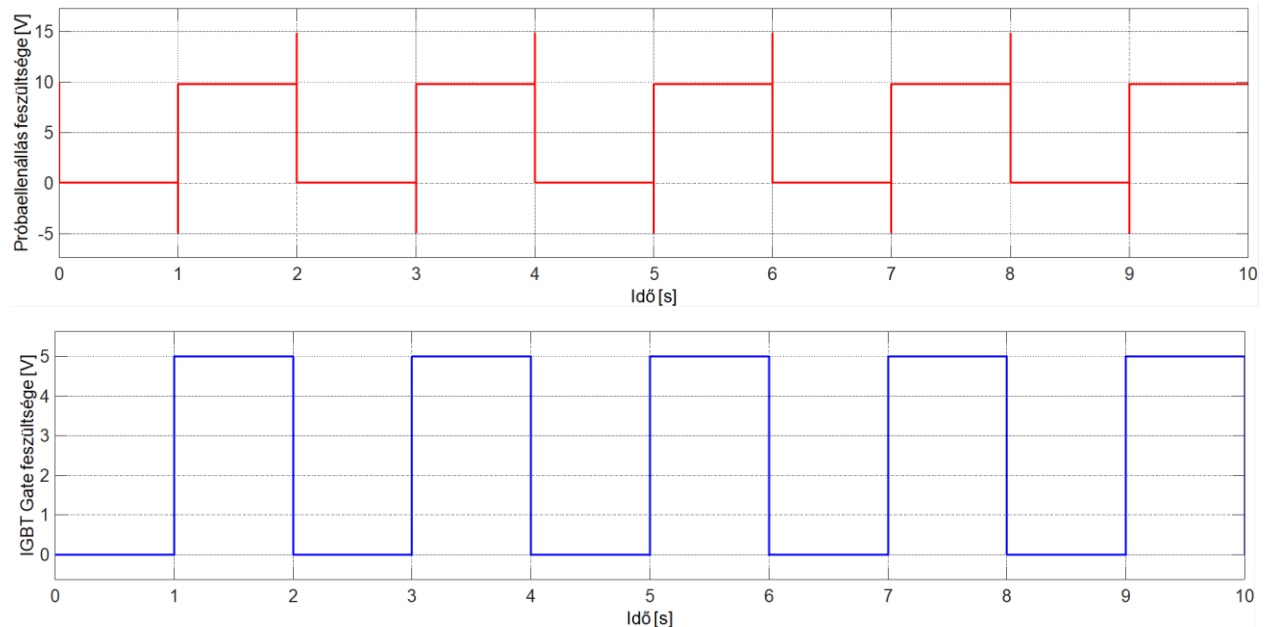
Az előbb említett sajátosságaik miatt az IGBT-eket impulzusgenerátorokban olyan módon alkalmazzák, hogy ne jusson rájuk nagy áram, de megfelelően lehessen kapcsolni. Erre a legjobb megoldás IGBT-k párhuzamosan kötése. Ennek a módszernek a nagy előnye az áram megosztása több félvezető kapcsolóeszköz között, és a hatékonyság növelése. Persze emellett továbbra is szükséges mágneses kapcsolóegység az adott fokozatban. Ilyenkor a mágneses rásegítéssel történik meg a félvezetők kapcsolása, ami csökkenti az IGBT-k kapcsolási veszteségeit, innen a hatékonyság növelése [2].

Egy IGBT-vel mérést, később szimulációt is végeztem. Az áramkör az alábbi módon fest:



7. ábra: Az IGBT vizsgálatára szolgáló áramkör

A szimuláció eredményei az alábbiak lettek:



8. ábra: A próbaellenállás és az IGBT Gate feszültsége az idő függvényében

A szimuláció és a mérés során is hasonló elrendezésben dolgoztunk. DC tápfeszültség volt az áramkörre kötve, amelyet egy 1 kOhm nagyságú ellenállás és egy n-csatornás IGBT képezett. Az IGBT Gate végére egy jelgenerátort csatlakoztattunk, amely 5 V nagyságú jelet generált 2 másodpercenként, 1 s hosszan. Az eredményeken látszódik, hogy az ellenállás feszültségének változása a várt 0 és 10 V között mozog (vannak apróbb veszteségek az IGBT-n) a jelgenerátortól függően. Megfigyelhető, hogy váltáskor kis kiugrások figyelhetők meg a feszültségben. Ennek oka, hogy az IGBT, és más félvezető kapcsolóeszközök zárása és nyitása között gyakorlatilag nincs átmenet, nem úgy, mint a mágneses kapcsolóeszközöknél. Itt csak annyit érzékel az eszköz, hogy a külső feszültség eléri-e a küszöbértéket, vagy nem. A hirtelen kapcsolások miatt egy hirtelen áramlöket keletkezik a körben egy pillanat erejéig, utána visszaáll a megfelelő értékre.

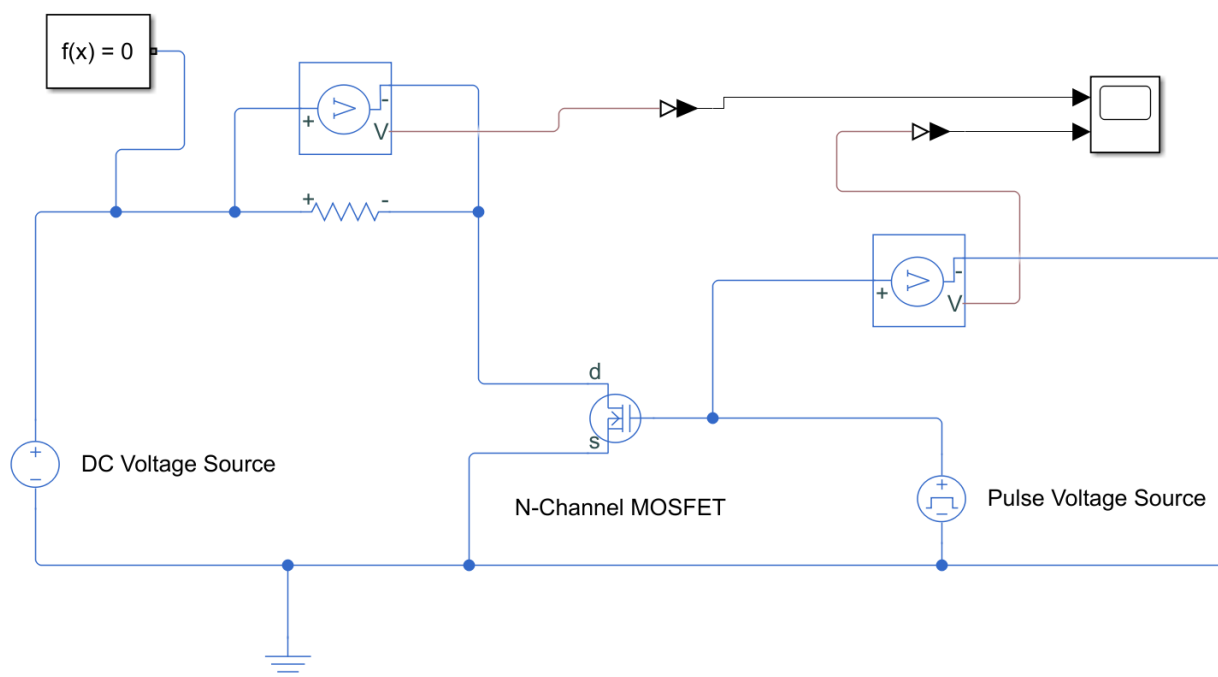
2.3. MOSFET

A MOSFET (Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor) egy kicsit általánosabb az IGBT-nél, többek között az IGBT is a MOSFET-ek közé tartozik, annak egy speciális fajtája. A MOSFET hatalmas előnye, hogy gyakorlatilag nincs szüksége a Gate (kapu) kivezetésnek bemeneti áramra ahhoz, hogy szabályozza a főáramot a két másik kivezetése között, amik ezen

tranzisztor esetén a Source (forrás) és a Drain (nyelő) nevet viselik. Érdeemes megmagyarázni a Field Effect jelentését a tranzisztor nevében.

A FET-ek tulajdonképpen egyfajta elektronszelepek amelyek egy véges Debye-hossz effektus által működnek. A Source és a Drain kivezetések között bármilyen potenciálkülönbség esetén áram folyik. Amikor egy negatív potenciált kapcsolunk a Gate-re, azon nem folyhat semmilyen áram, azonban a potenciál beszívárog a félvezetőbe és taszítja az elektronokat. A Gate potenciáljával arányosan szűkül az elektronsatorna szélessége, és csökken az áramerősség. Ha az eszköz túl vastag, a Debye-árnyékolás lehetetlenné teszi a Gate feszültségének elég mélyre való behatolását. A Debye-árnyékolás lényege, hogy egy próbatöltés esetén, amelyet más töltések is körülvesznek, annak Coulomb-terének hatása nagyobb mértékben csökken a távolsággal, mint a vákumban lévő próbatöltés inverz négyzetes függése.

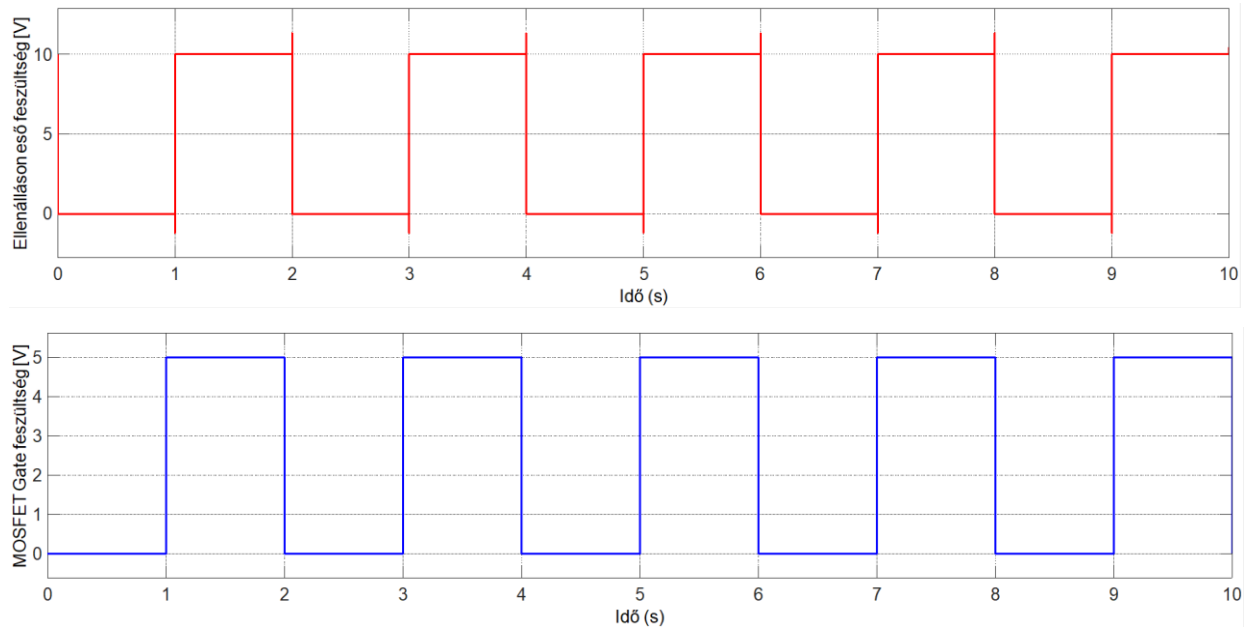
A MOSFET legfőbb tulajdonsága, hogy nagy frekvenciás üzemben remekül alkalmazható, mint az az 6. ábrán is látható. Azonban mindössze pár tíz kVA teljesítményt bír el, vagyis viszonylag kicsi az áramerhelhetősége.



9. ábra: A MOSFET próbaáramköre

Ezen okok miatt impulzusgenerátorokban jól alkalmazható, de ajánlott inkább a kisebb áramerősségű fokozatokban alkalmazni. Viszont nem kell belőle párhuzamos kialakítás, a kis áram miatt.

Ezen a tranzisztoron is elvégeztem vizsgálat gyanánt szimulációt, az áramkör és az eredmények a 9. és 10. ábrán láthatók.



10. ábra: A próbaellenállás és a MOSFET Gate feszültsége az idő függvényében

A vizsgálat paraméterei ugyanazok voltak, mint az IGBT-s mérés esetén. Az eredményeken jól látszik, amit a MOSFET-ek nagy előnyeként tartanak számon. Szinte veszteségmentesen képes működni, míg az IGBT esetén megfigyelhető közelről, hogy a 10 V tápfeszültséget nem éri el a próbaellenállás potenciálésése, illetve amikor hivatalosan nyitva van az IGBT (nem folyik rajta áram), akkor is mérhető potenciálésés. Ez sajnos az IGBT-k hátránya, hogy minimális bemeneti áramra mindenképp szüksége van a szabályozáshoz, a MOSFET-nek azonban nincs. Mellesleg itt is megfigyelhetők a túllövések, amik a kapcsolási tranziensekből fakadnak.

A későbbi szimulációimhoz MOSFET tranzisztort fogok használni, a hatékonyabb kapcsolása miatt, és a nagyobb frekvencián való jobb alkalmazhatósága végett.

2.4. Mágneses kapcsolóegység

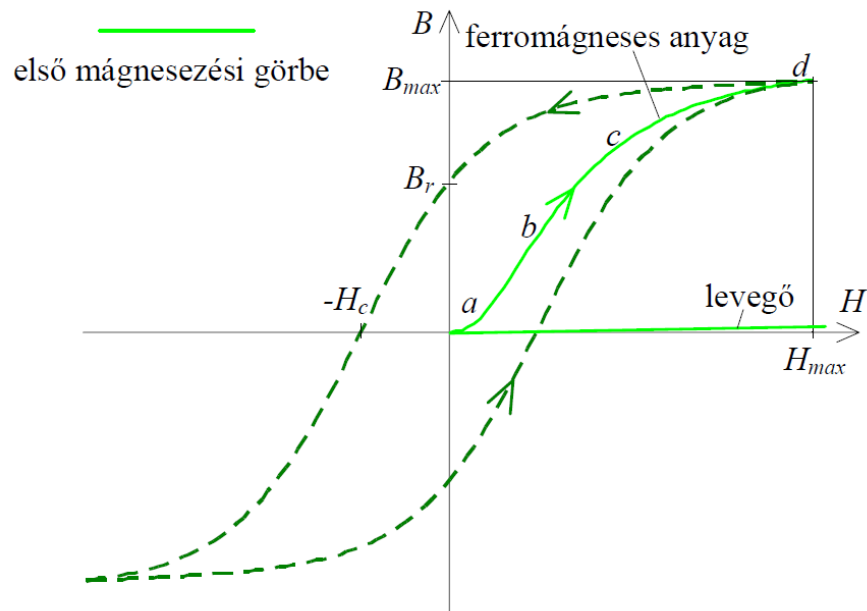
A mágneses kapcsolóegység tulajdonképpen a legfontosabb része az egész MPC-nek, hiszen ez az, ami megkülönbözteti azt más impulzusgenerátoroktól. A mágneses alapú kapcsolás lényege, hogy a nemlineáris induktivitásunkban valamilyen ferromágneses anyagból készült vasmag van. Az ilyen anyagok egy fontos mágneses tulajdonsága a relatív permeabilitás, amely azt fejezi ki, hogy a vákuumhoz képest milyen mértékben erősítik fel a mágneses indukciót bizonyos térerősség hatására, definíció szerint:

(3)

$$B = \mu_0 \mu_r H$$

Ahol: B a mágneses indukcióvektor nagysága [T]=[Vs/m²]-ben, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am a vákuum permeabilitása, μ_r a ferromágneses anyagra jellemző relatív permeabilitás, értéke telítetlen állapotban elég nagy ($10^3 - 10^6$), H pedig a mágneses térerősség nagysága [A/m]-ben.

A relatív permeabilitásról érdemes tudni, hogy értéke a térerősség függvényében jelentősen változik, emiatt a ferromágneses anyagok B-H karakterisztikája erős nemlinearitást tükröz [4]. Ezen összefüggést leíró görbét nevezzük hiszterézisgörbének, ami az alábbi ábrán látható:



11. ábra: Hiszterézisgörbe

A mágneses előélettől mentes anyagok esetén egy mágneses térerősség hatására azokban a mágneses indukció értéke nem a hiszterézisgörbe szerint alakul, hanem egy úgynevezett első mágnesezési görbe szerint. Ennek négy fontos szakasza van: a – induló szakasz, b – lineáris szakasz, c – könyök szakasz, d – telítési szakasz. Ezzel is fontos számolni, mert meglehet, hogy olyan vasaggal dolgozunk, ami még nem volt mágnesezve. De ez nem jelent túl nagy különbséget, mert telítés után a vasmagunk már a hiszterézisgörbén kezd el mozogni a térerősség változásának hatására. Kiemelt fontosságú számunkra, hogy a telítést miképpen tudjuk elérni, ugyanis a kapcsolást úgy kell időzíteni, hogy a vasmag épp akkor telítődjön, amikor azt mi szeretnénk. Annyi a gond a hiszterézisgörbe jelenlegi formájával (11. ábra), hogy mivel a két tengelyen a mágneses térerősség és a mágneses indukció van, így (3) alapján a függvény meredeksége a permeabilitás lesz, ami nem igen mond nekünk sokat. Érdekes úgy átalakítani a függvényt, hogy számunkra hasznos információt hordozzon a meredekség. Ehhez használjuk fel a mágneses fluxus definícióját és Ampére gerjesztési törvényét:

(4)

$$\phi = \int_A B dA = \frac{1}{N} \int U dt$$

(5)

$$NI = \oint H dl$$

Ha egy kicsit átrendezzük ezeket, illetve a geometriai adatokat állandónak vesszük, akkor egy olyan jellegű függvénykapcsolatot kapunk, amiben $\phi = BA = \int U dt / N$, illetve $I = Hl/N$, ebből kis átalakítással és (3) felhasználásával:

$$\frac{\int U dt}{I} = \frac{N^2 AB}{Hl} = \mu_0 \mu_r \frac{AN^2}{l} = L$$

Az eredmény nem más, mint a tekercs induktivitása. Tehát a feszültség-idő szorzat és az áramerősség függvénykapcsolatát felírva ugyanolyan görbét fogunk kapni, mint a hiszterézisgörbe, csak annak meredeksége az induktivitás lesz:

(6)

$$\int U dt = LI \rightarrow \int U dt (I) = \mu_0 \mu_r \frac{AN^2}{l} I$$

Ez azt jelenti, hogy amikor telítésben van a vasmag, akkor a permeabilitása gyakorlatilag a vákuuméhoz hasonlítható, így (6) alapján az induktivitása nagyon kicsi. Időben változó árammal szemben a tekercseknek köztudottan van komplex ellenállása, úgynevezett reaktanciája, amelyet az alábbi egyenlettel lehet leírni szinuszos váltakozó áram esetén:

(7)

$$X_L = L\omega$$

Ahol ω a váltakozó áram körfrekvenciája. Itt ugyan nem váltakozó áramról van szó, de jó analógiát szolgáltat a jelenség a jelen esethez, hiszen mindkettő fókuszában valamilyen tranziens áramkép lép fel.

Ha feszültséget kényszerítünk a tekercsünkre, az fluxusváltozást eredményez a vasmagban a Faraday-féle indukciós törvény értelmében:

(8)

$$U_i = - \frac{d\phi}{dt}$$

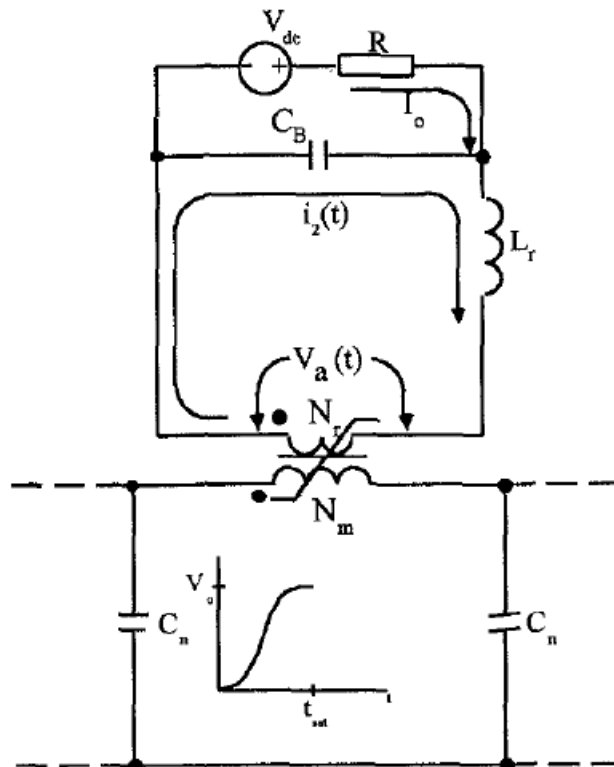
És így az egy, a kényszerrel ellentétes irányú feszültséget fog indukálni reakció gyanánt a Lenz-törvény értelmében. Azonban ahogy növeljük a feszültséget, a vasmag már nem tud egy idő után elegendő fluxusváltozást biztosítani az ellenindukció számára, így a vasmag telítésbe megy, lecsökken a feszültség, és a tekercsen áramot kényszerít át a rendszer [5]. A telítéshez szükséges fluxus mértékével arányos a (6)-ban kifejezett feszültség-idő szorzat, ezért ez egy fontos mennyiség lesz a későbbiekben.

Látható (7)-ből is, hogy a tekercs komplex ellenállása egyenesen arányos a tekercs induktivitásával tehát, mivel telítésben nagyságrendekkel csökken az induktivitás, így a komplex ellenállás is, vagyis ideális esetben a tekercs ilyenkor rövidzárként viselkedik, és a telítésbe való átmenet minél pillanatszerűbb, annál jobb, hiszen így egyfajta kapcsolóként tud működni a tekercsünk. Az is észrevehető, hogy telítetlen állapotban, amikor a relatív permeabilitás értéke a legnagyobb, a

komplex ellenállás is rendkívül nagy, így jó közelítéssel szakadásként is modellezhetjük a tekercsünket.

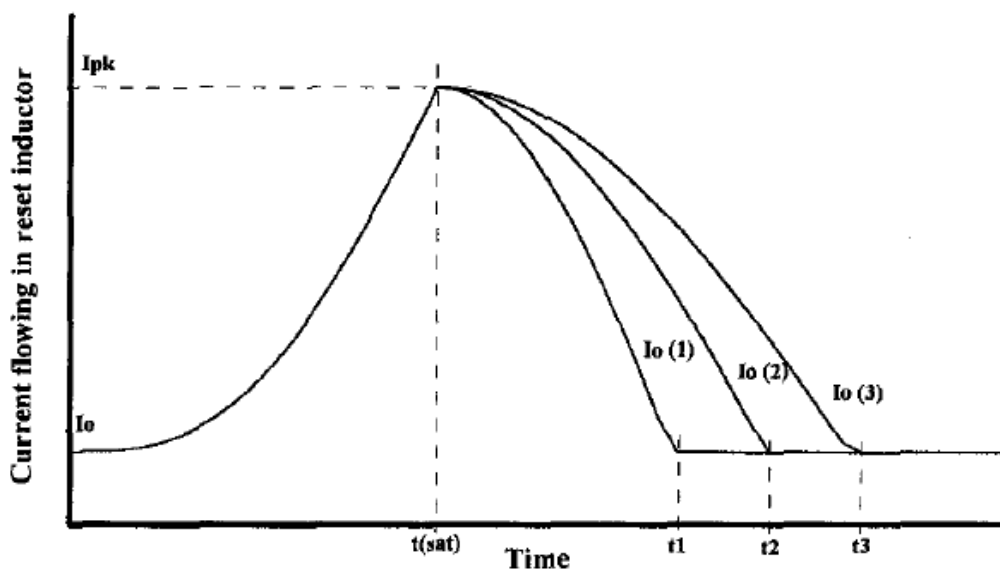
Ha megfelelően működő MPC-t szeretnénk tervezni ilyen mágneses kapcsolóegység felhasználásával, fontos szem előtt tartani, hogy a hiszterézisgörbén épp hol tartózkodik a vasmag. Mikor pozitív telítésbe megy a vasmag, és az áram átfolyik rajta, megszűnik a feszültségkényszer, azonban a vasmag nem a mágnesezési görbe origójába tér vissza, hanem egy úgynevezett remanens indukció (B_r) marad rajta, amelyet egy koercitív térerősséggel (H_c) lehet megszüntetni. A következő pulzus előtt a vasmagot olyan állapotba kell tenni, hogy mire ismét jön a feszültségkényszer, ugyanúgy végig tudjon menni a telítetlen szakaszon is, mint első alkalommal, hiszen így lehet pulzuskompressziót végezni. A legjobb pont a negatív mágnesezettségi tartományban van, a negatív telítés pontján. Erre kell a tekercsnek visszajutnia.

Ennek megoldására szokás lemágnesező áramköröket biztosítani, ami egy nemlineáris terhelés esetén (pl. DBD plazma) is jól jöhet. Egy példa ilyen áramkörre a 12. ábrán látható elrendezés.



12. ábra: Lemágnesező áramkör

A mágneses kapcsolóegység vasmagjára ekkor két tekercselést tesznek, az egyik a kompressziós hálózathoz tartozik, a másik pedig a lemágnesező áramkörhöz. A vasmagot telítő feszültség, amelyet az előző fokozat kényszerít rá, a lemágnesező áramkörben is indukál egy áramot. Érdeemes számolni ezzel, és egy söntkondenzátorral meg lehet védeni a lemágnesező áramkör tápegységét. A tápegység által biztosított áramerősség egy konstans komponenst képez a körben, és miután a kapcsolóegység átvezette az áramot a fokozaton, a lemágnesező áramkör eredő árama egy csúcsot ér el, ami utána a konstans komponenshez fog konvergálni. Ennek alakulását látjuk a 13. ábrán.



13. ábra: A lemágnesező körben lévő eredő áram alakulása

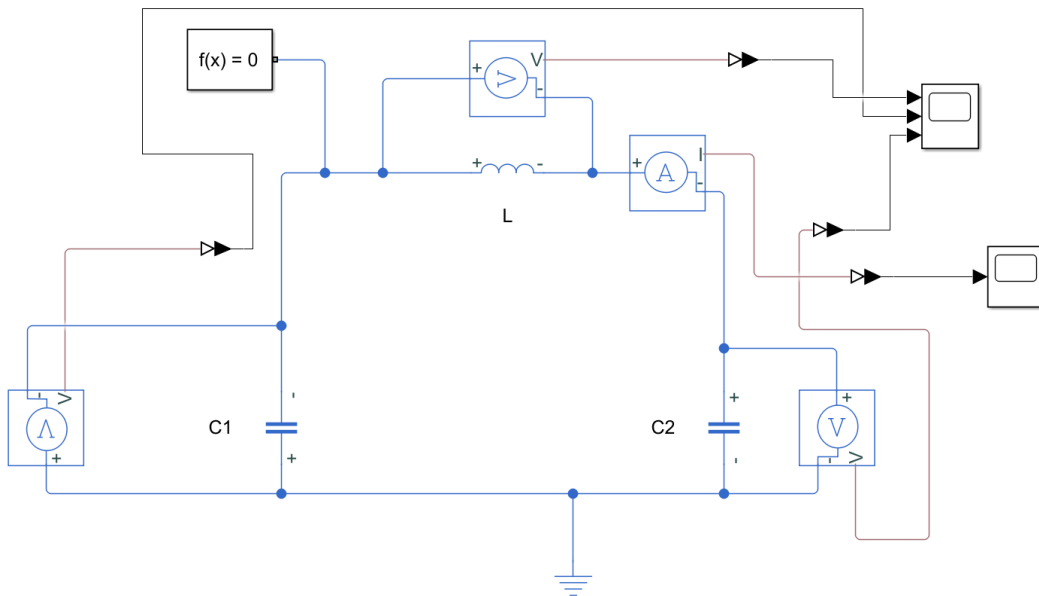
Ez a csökkenő áramerősség egy előzővel ellentétes elektromágneses hatást fog a rendszerre gyakorolni, és ez az a feszültség, ami visszaállítja a vasmag mágnesezettségét. A feszültség nagysága határozza meg, milyen gyorsan áll vissza a vasmag a negatív telítettségre. A feszültség nagyságát pedig az áramcsökkenés mértéke határozza meg. Minél gyorsabban csökken az áram, annál nagyobb amplitúdójú feszültség indukálódik, annál hamarabb visszaáll a vasmag a nekünk kedvező állapotba.

2.5. Rezgőkör

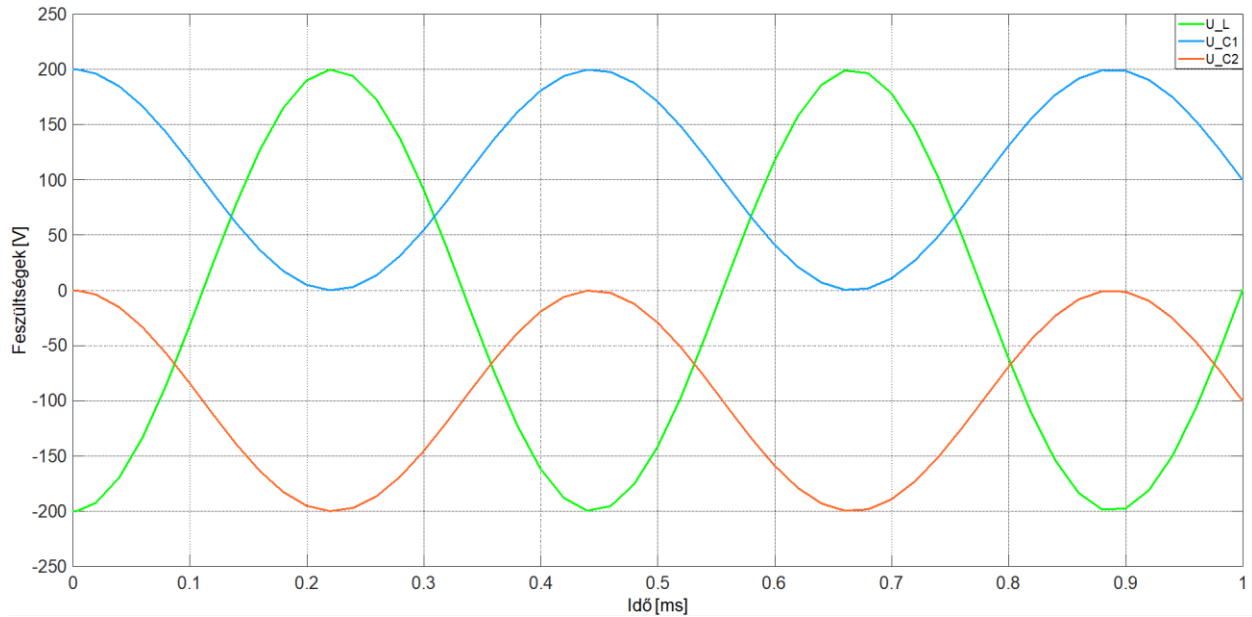
Az MPC-k fontos alapkövei a rezgőkörök. Ezekben alakul és továbbítódik az energia, amely végső soron a terhelésre kerül. Vegyünk egy nagyon egyszerű áramkört, amely tartalmazza a szükséges elemeket (kondenzátorok és tekercsek), és amely hasonló az MPC-kben előforduló fokozatokhoz (C1 kezdeti feszültsége $U_0 = 200\text{ V}$).

Mivel ebben a körben nincsenek ohmikus ellenállások, a kör veszteségmentes, csillapítatlan rezgés van jelen a körben. Egy MPC-ben az lenne az ideális, ha fokozatok közötti váltáskor, amikor az energiát tovább kell szállítani, az első kondenzátorban nem maradna energia. Ez akkor lehetséges, ha a kondenzátorok egyforma kapacitásúak [3]. Ekkor a kör elemeinek feszültsége a 15. ábra szerint alakul. A zöld színű a tekercs, a kék az első kondenzátor (bal oldali), a piros pedig a második kondenzátor feszültségét mutatja. Látható, hogy amikor a második kondenzátor feszültsége maximális, az elsőé akkor éppen zérus, tehát ez lenne az ideális időpont a váltásra.

Azonban ez így nem elégséges, ezért matematikailag is bebizonyítom, hogy a kondenzátoroknak egyforma kapacitásúaknak kell lenniük az ideális váltáshoz.



14. ábra: Rezgőkör



15. ábra: A rezgőkör elemeinek feszültségfutása egyforma kondenzátorokkal

A műveletekhez vegyük figyelembe a kondenzátorok töltőáramának és a tekercsek indukált feszültségének függését is, amelyek definíció szerint (soros kör, tehát I állandó):

(9)

$$I = C \frac{dU_C}{dt}$$

(10)

$$U_L = L \frac{dI}{dt}$$

Az elemeken eső összes feszültség összege nulla Kirchhoff második törvénye alapján, tehát:

(11)

$$0 = U_{C1} + U_L + U_{C2}$$

A kondenzátorok feszültségét (3)-ból kis átrendezéssel megkaphatjuk, így az egyenletünk:

(12)

$$0 = \frac{1}{C_1} \int I dt + L \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C_2} \int I dt$$

A (12)-ban lévő integrandusok nem mások, mint a kondenzátorokon felgyülemlő töltések nagysága, illetve használjuk fel, hogy $I = dQ/dt$, tehát:

(12)

$$0 = \frac{Q_1}{C_1} + L \frac{d^2 Q}{dt^2} + \frac{Q_2}{C_2}$$

Vezessük be a feszültséget. Célszerű lenne egy eredő kondenzátorral számolni a két külön helyett. Belátható, hogy az eredő kondenzátor feszültsége a kettő sorosan kapcsolt összegével egyenlő:

(13)

$$U_e(t) = U_{C_1}(t) + U_{C_2}(t)$$

Az is belátható, hogy Kirchhoff huroktörvénye alapján a (13)-ben kifejezett függvény a tekercs feszültségének a nagyságát is leírja (mindössze annyi a különbség, hogy ennek (-1)-szerese a valódi tekercsfeszültség, a huroktörvény miatt). Tehát ezt az eredő feszültséget fogjuk meghatározni (12)-ből. Használjuk még fel, hogy $Q_e = C_e U_e$:

(12)

$$0 = \frac{Q_1}{C_1} + L \frac{d^2 Q}{dt^2} + \frac{Q_2}{C_2} = U_e + LC_e \frac{d^2 U_e}{dt^2}$$

A másodrendű deriválttagot tegyük szabaddá, osszunk le LC_e -vel (megtehetjük, hiszen konstans).

(12)

$$0 = U_e \frac{1}{LC_e} + \frac{d^2 U_e}{dt^2}$$

Vezessük be az átláthatóság kedvéért a $1/LC_e = \omega_0^2$ kifejezést (láthatjuk, hogy ez a Thomson-formula) [6].

(12)

$$\frac{d^2 U_e}{dt^2} + \omega_0^2 U_e = 0$$

Ez egy közönséges másodrendű homogén lineáris differenciálegyenlet.

Mivel minden másodrendű differenciálegyenlet rendelkezik karakterisztikus polinommal, így ez is, ez az alábbi módon fest.

(14)

$$\lambda^2 + \omega_0^2 = 0$$

Ennek megoldása a másodfokú megoldóképlet alapján:

(15)

$$\lambda = \pm \omega_0 i$$

Ez pedig a differenciálegyenletben azt jelenti, hogy az általános megoldás:

(16)

$$U_e(t) = \frac{1}{C_e} \int I dt = U_{C1}(t) + U_{C2}(t) = A \sin(\omega_0 t) + B \cos(\omega_0 t)$$

Még nem vagyunk készen, hiszen a partikuláris megoldásra van szükségünk. Használjuk fel a jelen esetben szükséges kettő kezdeti feltételt:

(17)

$$U_e(t = 0) = U_0$$

Hiszen az első kondenzátor feszültsége ekkor U_0 , a másiké pedig zérus.

(18)

$$I(t = 0) = 0$$

Kezdjük az elsővel. (16)-be helyettesítsünk be vele:

(16)

$$U_e(t = 0) = U_0 = A \sin(\omega_0 \cdot 0) + B \cos(\omega_0 \cdot 0)$$

Mivel $\sin(0) = 0$, illetve $\cos(0) = 1$, így:

(16)

$$B = U_0$$

A második kezdeti feltétel felhasználásához át kell egy kicsit alakítani (16)-et, fejezzük ki az áram függvényét az időben:

(16)

$$\int I dt = C_e(A \sin(\omega_0 t) + U_0 \cos(\omega_0 t))$$

Vegyük észre, hogy egy egyszerű deriválással megkapjuk az áramfüggvényt:

(16)

$$I(t) = A\omega_0 C_e \cos(\omega_0 t) - U_0\omega_0 C_e \sin(\omega_0 t)$$

Használjuk fel (18)-t kezdeti feltételként:

(16)

$$I(t = 0) = 0 = A\omega_0 C_e \cos(\omega_0 \cdot 0) - U_0\omega_0 C_e \sin(\omega_0 \cdot 0)$$

Rendezés után:

(16)

$$A = 0$$

Tehát a konstansok ismertek, így a feszültségfüggvény és az áramfüggvény a rezgőkörben:

(19)

$$U_e(t) = U_{C1}(t) + U_{C2}(t) = U_0 \cos(\omega_0 t) = U_0 \cos\left(\frac{1}{\sqrt{LC_e}} t\right)$$

(20)

$$I(t) = -U_0\omega_0 C_e \sin(\omega_0 t) = -U_0 \frac{1}{\sqrt{LC_e}} C_e \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC_e}} t\right) = -U_0 \sqrt{\frac{C_e}{L}} \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC_e}} t\right)$$

Érdeemes lenne kideríteni az eredő kapacitás nagyságát ideális rezgőkör esetén, ugyanis olyan kondenzátorokra van szükségünk, amelyek tökéletes energiaátadást biztosítanak, vagyis váltáskor a következő fokozat kondenzátorában maximális feszültség van, míg az előző fokozatában az zérus.

Határozzuk meg a kondenzátorok feszültségfüggvényeit is. Ehhez integrálni kell az áramot az idő függvényében, az alábbi módon.

(21)

$$U_{C2}(t) = \frac{1}{C_2} \int_0^t I dt' = \frac{1}{C_2} \int_0^t -U_0 \omega_0 C_e \sin(\omega_0 t) dt = \frac{-U_0 \omega_0 C_e}{C_2} \int_0^t \sin(\omega_0 t) dt$$

Az integrál megoldása (mivel ez egy határozott integrál, nem kell konstansokkal foglalkozni):

(21)

$$U_{C2}(t) = \frac{-U_0 \omega_0 C_e}{C_2} \left[-\frac{1}{\omega_0} \cos(\omega_0 t) \right]_0^t = \frac{-U_0 \omega_0 C_e}{C_2} \left[-\frac{1}{\omega_0} \cos(\omega_0 t) - \left(-\frac{1}{\omega_0} \right) \right]$$

Tehát a második kondenzátor függvénye:

(21)

$$U_{C2}(t) = U_0 \frac{C_e}{C_2} \cos(\omega_0 t) - U_0 \frac{C_e}{C_2}$$

Mivel azt szeretnénk, hogy ennek a kondenzátornak maximális legyen a feszültségének nagysága váltáskor, keressük meg a függvény szélső értékeit, deriváljunk t szerint (szélső érték ott van, ahol az első derivált eltűnik):

(22)

$$\frac{dU_{C2}(t)}{dt} = -U_0 \frac{C_e}{C_2} \omega_0 \sin(\omega_0 t) = 0$$

Ez az egyenlet akkor teljesíti a feltételt, ha:

(22)

$$\sin(\omega_0 t) = 0$$

Vagyis:

(22)

$$\omega_0 t = 0 + k\pi$$

Mivel $U_{C2}(t)$ pozitív előjelű koszinuszfüggvény, negatív eltolással, így ennek a maximuma 0 ($t=0$ helyettesítés), tehát mi jelen esetben minimumot keresünk, mert a feszültség negatívan jelentkezik a kondenzátoron (15. ábra). Az első ilyen pont $k=1$ -nél található, tehát:

(22)

$$\omega_0 t = \pi$$

$$t = \frac{\pi}{\omega_0} = \pi \sqrt{LC_e}$$

Ha megnézzük a Thomson formulát, akkor láthatjuk, hogy ez éppen a rezgőkör periódusidejének a fele. A továbbiakban nagyon fontos mennyiség lesz ez, ezért ezt elnevezzük τ -nak.

(23)

$$\tau = \frac{T}{2} = \pi \sqrt{LC_e}$$

Az első kondenzátor feszültségfüggvénye (19) és (21) különbségéből:

(24)

$$U_{C1}(t) = U_e(t) - U_{C2}(t) = U_0 \cos(\omega_0 t) - \left(U_0 \frac{C_e}{C_2} \cos(\omega_0 t) - U_0 \frac{C_e}{C_2} \right)$$

$$U_{C1}(t) = U_0 \left(1 - \frac{C_e}{C_2} \right) \cos(\omega_0 t) + U_0 \frac{C_e}{C_2}$$

A váltás időpontjában ($t = \tau$) ezen kondenzátor feszültsége zérus kell, hogy legyen:

(24)

$$U_{C1} \left(t = \frac{\pi}{\omega_0} \right) = U_0 \left(1 - \frac{C_e}{C_2} \right) \cos \left(\omega_0 \frac{\pi}{\omega_0} \right) + U_0 \frac{C_e}{C_2} = 0$$

$$\left(1 - \frac{C_e}{C_2} \right) \cos(\pi) + \frac{C_e}{C_2} = 0$$

Mivel $\cos \pi = -1$, így:

(24)

$$-1 + \frac{C_e}{C_2} + \frac{C_e}{C_2} = 0$$

$$1 = \frac{2C_e}{C_2}$$

$$C_e = \frac{C_2}{2}$$

Tehát az eredő kapacitás a második kondenzátor kapacitásának fele kell, hogy legyen. A gyakorlott ember számára innentől triviális az is, hogy ez azt jelenti, hogy a két kondenzátor kapacitása meg kell, hogy egyezzen, de azért algebrailag is vezessük le. Az eredő kapacitást másképpen az alábbi kifejezéssel lehet leírni:

(25)

$$\frac{1}{C_e} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} = \frac{2}{C_2}$$

Tehát:

(25)

$$\frac{1}{C_1} = \frac{1}{C_2}$$

$$C_1 = C_2 = C$$

Látjuk, hogy valóban egyezniük kell a kondenzátorok kapacitásainak az ideális energiatovábbításhoz (A továbbiakban ez C lesz). Ennek ismeretében a fontosabb függvények a kiszámolt eredő kapacitás értékével behelyettesítve.

(20)

$$I(t) = -U_0 \sqrt{\frac{C_e}{L}} \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC_e}} t\right) = -U_0 \sqrt{\frac{C}{2L}} \sin\left(\frac{1}{\sqrt{\frac{LC}{2}}} t\right) = -U_0 \sqrt{\frac{C}{2L}} \sin\left(\sqrt{\frac{2}{LC}} t\right)$$

(21)

$$U_{C2}(t) = U_0 \frac{C_e}{C_2} \cos(\omega_0 t) - U_0 \frac{C_e}{C_2} = \frac{U_0}{2} \cos\left(\sqrt{\frac{2}{LC}} t\right) - \frac{U_0}{2}$$

(24)

$$U_{C1}(t) = U_0 \left(1 - \frac{C_e}{C_2}\right) \cos(\omega_0 t) + U_0 \frac{C_e}{C_2} = \frac{U_0}{2} \cos\left(\sqrt{\frac{2}{LC}} t\right) + \frac{U_0}{2}$$

Ha megnézzük a 15. ábrát, látjuk, hogy a függvények pontosan azt az alakot öltik, amit az algebra is mond. A tekercs feszültségfüggvényét még nem határoztuk meg, az alábbi módon kapjuk meg:

(26)

$$U_L(t) = L \frac{dI}{dt} = L \frac{d\left(-U_0 \sqrt{\frac{C}{2L}} \sin\left(\sqrt{\frac{2}{LC}} t\right)\right)}{dt} = -U_0 L \frac{\sqrt{C}}{\sqrt{2L}} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{LC}} \cos\left(\sqrt{\frac{2}{LC}} t\right)$$
$$U_L(t) = -U_0 \cos\left(\sqrt{\frac{2}{LC}} t\right)$$

Ez is teljes mértékben egyezik a 15. ábra által mutatott függvényvel. Természetesen előfordulhat, hogy a szimulációban valamelyik feszültségmérő fordítva van bekötve, emiatt megtévesztő lehet a függvénykép, de ne essünk pánikba, néha csak ilyen apró dolgok kellene a tökéletes képhez.

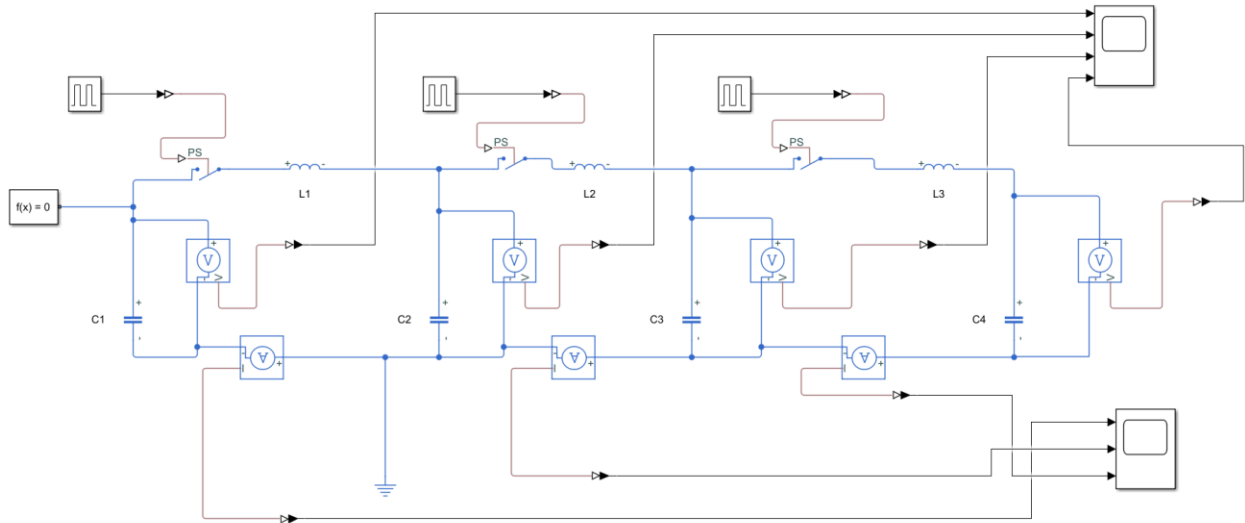
Vegyük azonban észre, hogy az előző fokozat kondenzátora (C1) az energiaátadás során a kezdetivel ellentétes előjelű feszültséget kényszerít C2-re, ami nagyon fontos lesz a későbbiekben, főleg a DBD plazma modellezésekor, ugyanis annak ellenállása erősen feszültségfüggő, ennek mértéke ráadásul a polaritástól is függ [7]. Így érdemes lesz majd a fokozatok számára, és a kondenzátorok elrendezésére is gondos figyelmet fordítani.

Megjegyzés: A kondenzátorok számozása teljes mértékben ránk van bízva. A (21)-ös egyenlet lehet az 1-es kondenzátor feszültségfüggvénye is, ha annak választottuk volna meg. Az algebra nem tudja, hogy mi mit minek számoztunk, így matematikailag helytálló a művelet.

3. MPC

3.1. Kétfokozatú terheletlen MPC

Az alapok lefektetése után jöjjön pár MPC, amik jórészt a [3]-es forrás szimulációján alapszanak, de saját paraméterekkel. Az első MPC-m egy terheletlen MPC volt, tehát nem volt terhelés az utolsó fokozat kondenzátorára párhuzamosan kapcsolva, ahogy az ábrán is látható.



16. ábra: Kétfokozatú terheletlen MPC

A fő paraméterek:

$$f = 2 \text{ kHz}$$

$$U_0 = 100 \text{ V}$$

$$G = 80 = g_1 g_2$$

$$g_1 = 20, \quad g_2 = 4$$

Számoljuk ki a szükséges paramétereket. A folyamatnak a megadott frekvencián kell lezajlania, tehát az alábbi egyenletnek teljesülnie kell:

$$T = \frac{1}{f} = \tau_1 + \frac{\tau_1}{g_1} + \frac{\tau_1}{g_2} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$$

Ebből: $\tau_1 = 3,85 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ kell, hogy legyen. Mivel a kondenzátorok mérete gyakorlatilag ránk van bízva, így legyenek $C = 1 \mu\text{F}$ kapacitásúak. Ideális kapcsoláshoz τ_1 időpillanatban kell kapcsolnunk, az ehhez szükséges tekercs induktivitása:

$$L_1 = \frac{2\tau_1^2}{\pi^2 C} \approx 30 \text{ mH}$$

Azonban érdemes hagyni kis időt a tranzienst változások lecsengésének, ezért legyen kicsit kisebb a tekercsünk induktivitása, például $L_1' = 25 \text{ mH}$ (itt nem számít, de általában jóval kisebb induktivitás fog kelleni). Innen a másik két tekercs induktivitása:

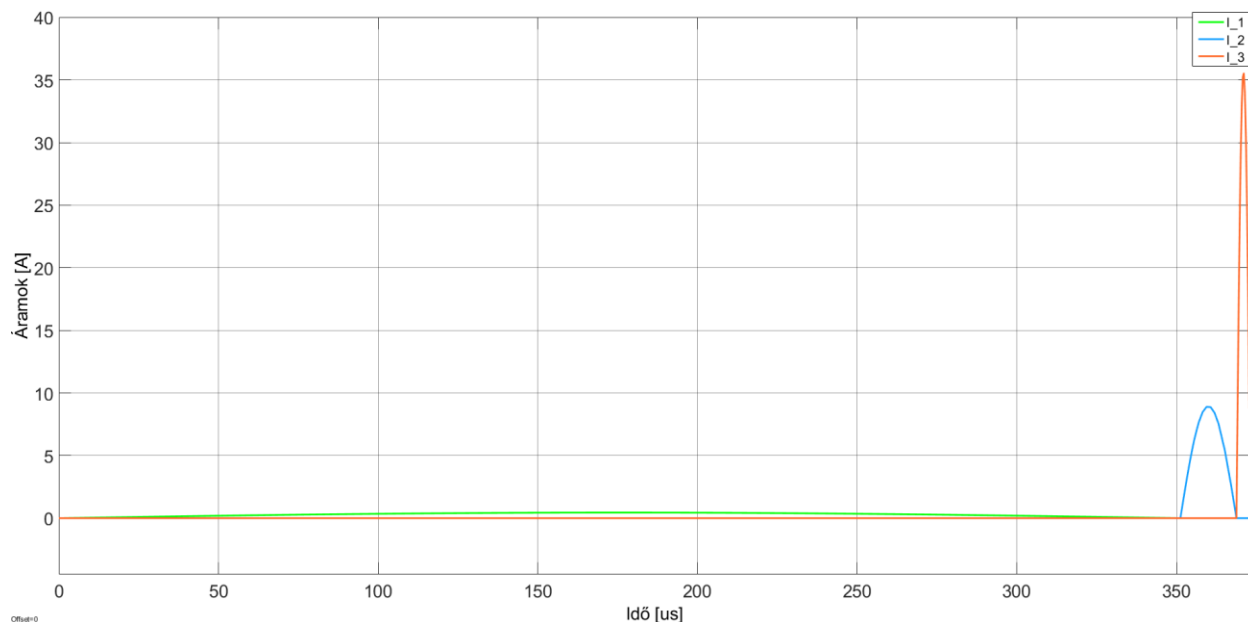
$$L_2' = \frac{L_1'}{g_1^2} = 62,5 \mu\text{H}$$

$$L_3' = \frac{L_2'}{g_2^2} = 3,91 \mu\text{H}$$

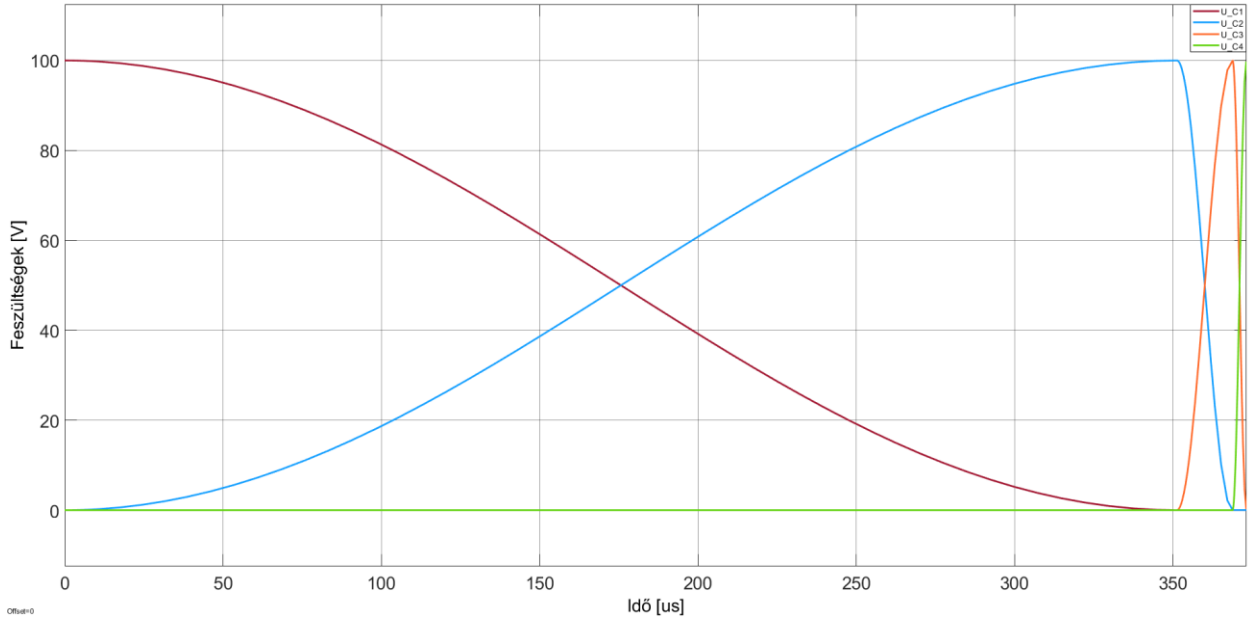
Tehát az egész folyamat periódusideje:

$$T_0 = \tau_1' + \frac{\tau_1'}{g_1} + \frac{\tau_1'}{g_2} = \left(1 + \frac{1}{g_1} + \frac{1}{g_2}\right) \pi \sqrt{\frac{L_1' C}{2}} = 3,732 \cdot 10^{-4} \text{ s}$$

A kapott jelalakok:



17. ábra: Terheletlen kétfokozatú MPC fokozatainak árama



18. ábra: Kétfokozatú terheletlen MPC kondenzátorainak feszültségfutása

Az áramok grafikonján kicsit kevésbé látszik az első kör árama, de az zölddel van jelölve. Az első fokozat árama már jobban kicsúcsosodik (kék), míg a kimeneti áram már remekül kivehető (piros).

A csúcsáramok maximális értéke (20)-ből ($t = T/4 = \pi/2\omega_0$):

$$I_{1,max} = \left| -U_0 \sqrt{\frac{C}{2L_1}} \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) \right| = U_0 \sqrt{\frac{C}{2L_1}} = 0,447 \text{ A}$$

$$I_{2,max} = g_1 I_{1,max} = 8,944 \text{ A}$$

$$I_{3,max} = g_2 I_{2,max} = 35,777 \text{ A}$$

Megjegyzés: Az erősítés (G) fogalmának eredete az energiamegmaradás törvényéből fakad [3]:

(27)

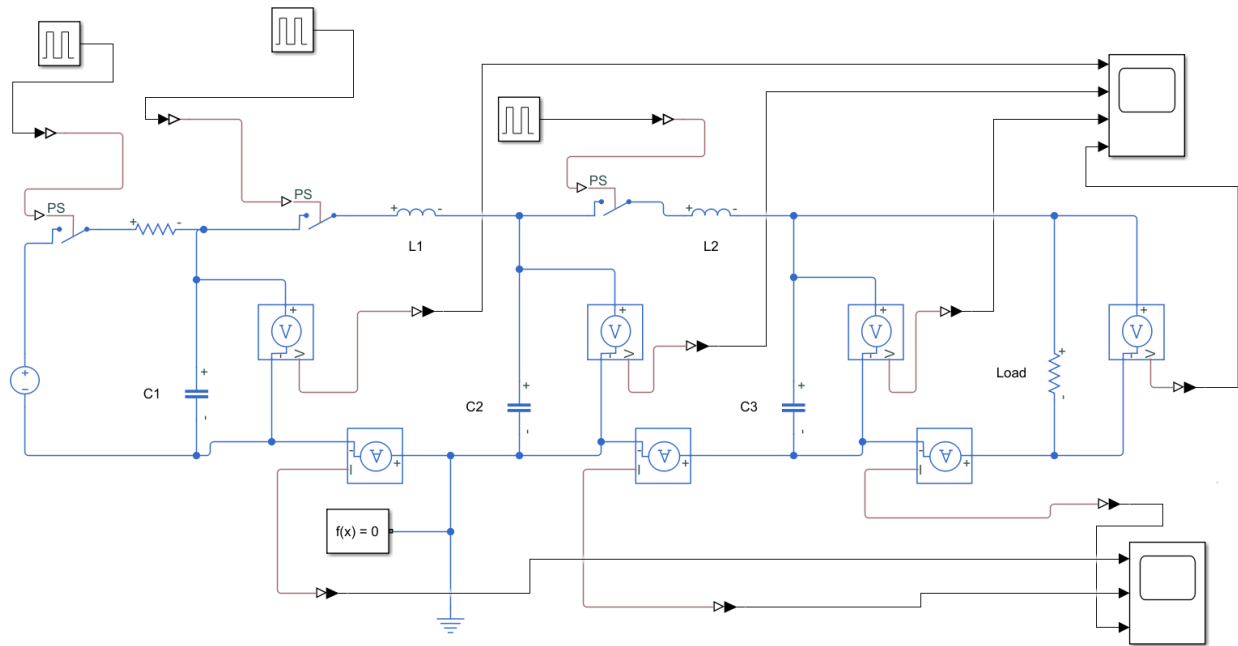
$$E_{C1} = \frac{1}{2} C U_{C1}^2 = E_{L1} = \frac{1}{2} L_1 I_{1,max}^2 = E_{L2} = \frac{1}{2} L_2 I_{2,max}^2$$

Ahonnán:

$$\frac{I_{2,max}}{I_{1,max}} = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} = \frac{\tau_1}{\tau_2} = G$$

3.2. Terheléses egyfokozatú MPC

A következő MPC már terheléssel is rendelkezett, mégpedig 5Ω nagyságúval. A dolgozat alapjául szolgáló DBD plazma modellezése ennél azért lényegesen bonyolultabb, hiszen az ilyen kisülések erős nemlinearitással (feszültségfüggéssel) rendelkeznek, és majd erre kell méretezni az MPC-t.



19. ábra: Terheléses egyfokozatú MPC

Az MPC-hez megtartottam a $G=80$ -as erősítést, a $f=2000$ Hz frekvenciát és a 100 V kimeneti feszültséget is, hogy ésszerű értékeket kapjunk. A kapcsolásokat még továbbra is ideális kapcsolókkal végeztem, a következőkben már mágneses kapcsolóegységek beiktatására is sor kerül az utolsó fokozatban. Jelen esetben a paraméterek (hasonlóan számolva az előzőhöz):

$$T = \frac{1}{f} = \tau_1 + \frac{\tau_1}{G} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$$

Vagyis:

$$\tau_1 = 4,94 \cdot 10^{-4} \text{ s}$$

A kapacitásokat változatlanul hagyva az első induktivitás:

$$L_1 = \frac{2\tau_1^2}{\pi^2 C} \approx 49,42 \text{ mH}$$

Itt is hagyunk időt a kapcsolási tranzienseknek, legyen $L_1' = 35 \text{ mH}$, innen a másik induktivitás:

$$L_2' = \frac{L_1'}{g_1^2} = 5,47 \text{ } \mu\text{H}$$

Tehát a rendszer periódusideje:

$$T_0 = \tau_1' + \frac{\tau_1'}{G} = \left(1 + \frac{1}{G}\right) \pi \sqrt{\frac{L_1' C}{2}} = 4,21 \cdot 10^{-4} \text{ s}$$

De ezen felül hagyni kell időt az első kondenzátor töltődésének és az utolsó kisülésének. Az ehhez szükséges időt a (2)-ben megtalálható $\tau = RC$ időállandók alapján fogjuk meghatározni. A töltőkörben $1 \text{ } \Omega$ -os a kör ellenállása, a kisülés körében a terhelés ellenállása pedig már ismert. A két kör időállandója:

$$\tau_{\text{töltés}} = R_{\text{töltő}} C = 1 \text{ } \mu\text{s}$$

$$\tau_{\text{kisütés}} = R_{\text{terhelés}} C = 5 \text{ } \mu\text{s}$$

Ezek nem a feltöltéshez/kisütéshez szükséges idők, ennél egy picit többre van szükség a folyamatok lezajlásához. Én úgy csináltam ezután, hogy a töltésre az időállandója háromszorosát szántam, a kisütésre pedig annak csak kétszeresét, hogy ne legyen sokkal hosszabb a töltésnél. Így:

$$t_{\text{töltés}} = 3\tau_{\text{töltés}} = 3 \text{ } \mu\text{s}$$

$$t_{\text{kisütés}} = 2\tau_{\text{kisütés}} = 10 \text{ } \mu\text{s}$$

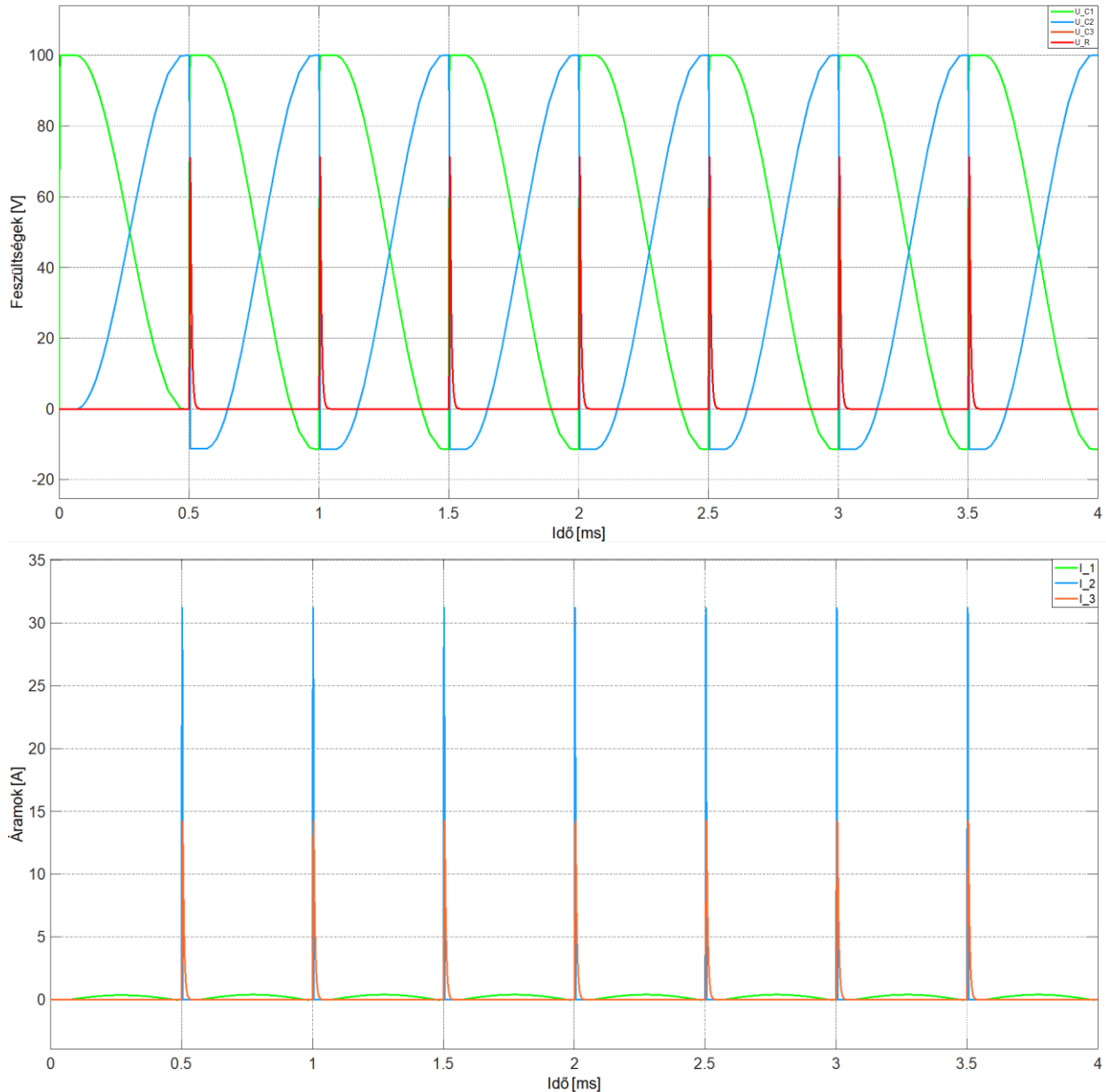
A teljes szükséges idő:

$$T_0' = \tau_1' + \frac{\tau_1'}{G} + t_{\text{töltés}} + t_{\text{kisütés}} = 4,39 \cdot 10^{-4} \text{ s}$$

Viszont a pihentetési időt is felhasználhatjuk, aminek nagysága:

$$t_{\text{pihen}} = T - T_0' = 6,1 \cdot 10^{-5} \text{ s}$$

Ennek felhasználásával a szimulációs eredmények az alábbiak lettek:



20. ábra: 5 Ω terhelésű MPC feszültségei és áramai

Mivel a harmadik kondenzátorral párhuzamosan van kapcsolva a terhelés, és a kettőjük feszültsége nyilvánvalóan megegyezik.

Megfigyelhető a feszültséglefutások során, hogy az első impulzus „hibátlanul” lefut, azonban a második kondenzátor (kék görbe) feszültséggörbéje kisüléskor átszúnik a negatív feszültség régióba. Ennek magyarázata egyszerű, de sajnos szükségzerű a jelenség. Ugyanis a terhelő ellenállás rezgőkörre gyakorolt torzító hatása miatt lép fel ez a jelenség [3].

Látható, hogy az ideális kapcsolókkal stabil üzemállapotot lehetne elérni az MPC-ben, de sajnos a valóság ennél bonyolultabb, és a következő szimulációkban már a valós elemek (nemlineáris induktivitások) is lesznek a kapcsolók némelyike helyén. Mivel a tranzisztorok kapcsolása közelít az ideális kapcsolókhöz, ezért annak cseréje a végére marad.

A szimuláció során használt terhelési ellenállás kicsi volt, többek között a gyors működés végett. Egy nagyobb ellenállással azonban már gondok lennének. Ugyanis ez sajnos növeli a kisülési RC kör időállandóját, lassítva ezzel a kisülést, kompromittálva a nagyfrekvenciás üzemet. Ilyenkor figyelni kell arra, nehogy beelégjen az előző impulzus kisülése a következő fokozatba. Továbbá az ellenállás mértéke határozza meg, hogy mekkora negatív feszültség-idő terület kerül a mágneses kapcsolóegységre. Ugyanis az a célunk, hogy a következő impulzus előtt visszakerüljön a mágnesezési görbe origójába. Túl nagy ellenállás esetén egy adott határon túl nincs elég pihenési ideje a mágneses egységnek, hogy megfelelően visszaálljon, és ez megakadályozza az MPC megfelelő működtetését [3].

Az előbb tárgyalt MPC-nek egy kis problémája van, azon felül, hogy ideális kapcsolók működtetik. Az áramokon látszódik, hogy gyakorlatilag szünetmentes az üzeme, mindig történik valamelyik körben valami. Ez azért lesz későbbiekben baj, mert mágneses kapcsoló alkalmazásakor annak így nem lesz lehetősége telítetlen állapotba visszakerülni. Ezért én azt a módosítást végeztem az MPC-n, hogy a működési frekvencia periódusidejének felét az egyéb fennmaradó idők mellett az első (C1) kondenzátor töltésére használom el. Ezt azért tehetem meg, mert ha valahol, ott érdemes várakozni a lecsillapodásokra, hiszen a töltőkörnek semmi kapcsolata nincs a mágneses kapcsolóegységgel, és ha feltöltjük a kondenzátort, akkor azon úgyszólván addig megmaradnak a töltések, amíg ki nem sűtjük, aminek időpontját szintén mi döntjük el. Mivel $2,5 \cdot 10^{-4}$ s időnk felszabadult, a kört is ehhez kell módosítani. Mivel kevesebb időnk áll rendelkezésre, már amennyiben tartani szeretnénk a frekvenciát, a felfutási időknek kétszer gyorsabban kell megtörténniük. Tehát a kompressziós időt, és mivel azzal arányos, τ_1 -et le kell feleznünk:

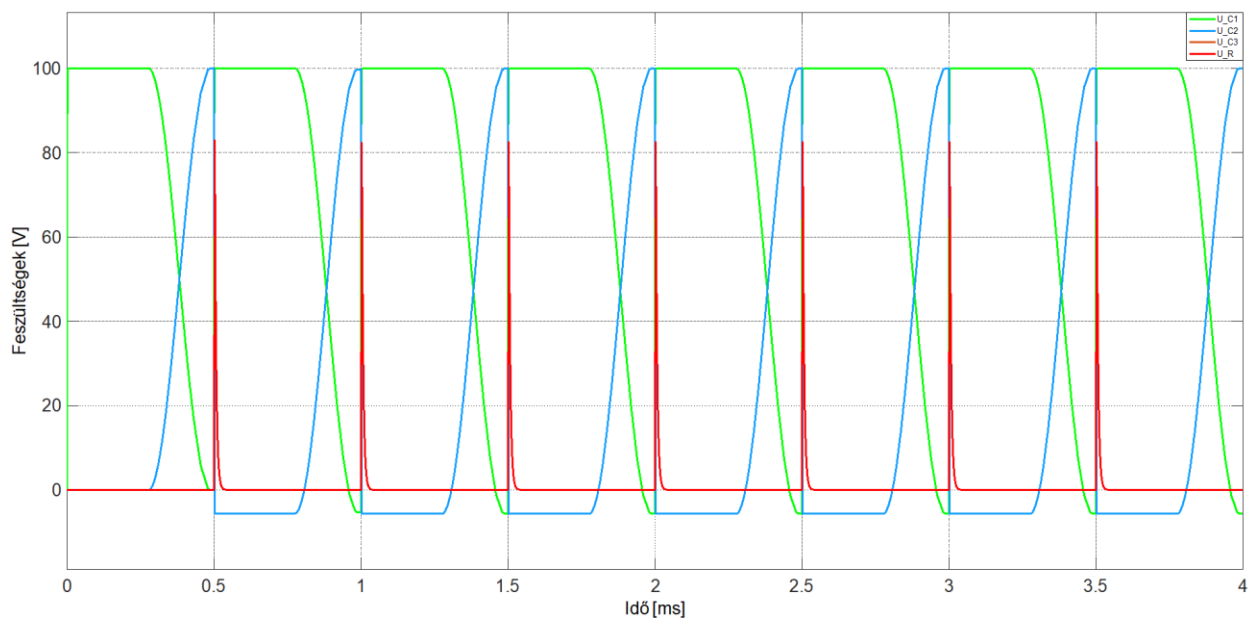
$$\tau_1'' = \frac{\tau_1'}{2} = 2,104 \cdot 10^{-4} \text{ s}$$

Ennek megfelelően az új induktivitásaink az alábbiak lesznek (kondenzátorok kapacitása és erősítés változatlan):

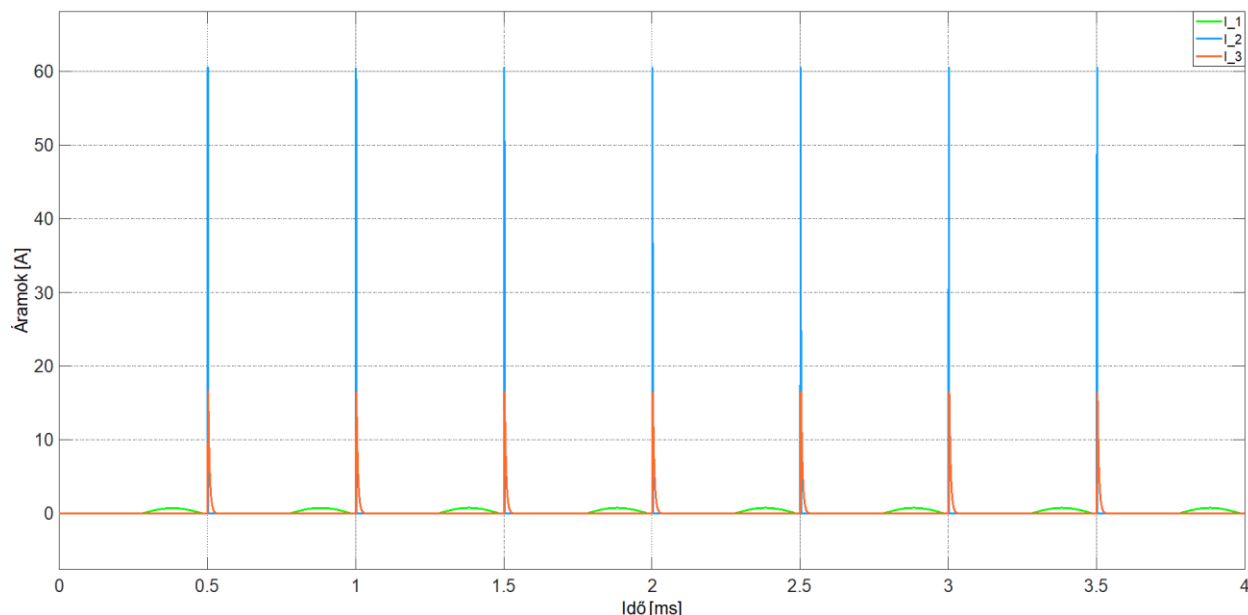
$$L_1'' = 2 \frac{(\tau_1'')^2}{\pi^2 C} = 8,97 \text{ mH}$$

$$L_2'' = \frac{L_1''}{G^2} = 1,4 \text{ } \mu\text{H}$$

A töltésre és a kisütésre használt idők nem változnak effektív értékben, csak a kondenzátor egy kicsit tovább marad töltött állapotban (nem sok, mindössze tized milliszekundumokról van szó), mint előbb, hogy lecsenghessenek a tranziensek. Az új induktivitásokkal és a beiktatott szünetekkel a terheléses MPC jelalakjai:



21. ábra: Terheléses MPC feszültségei



22. ábra: Terheléses MPC áramai

Jól látható főleg az áramalakokon, hogy sikerült beiktatni a pulzusok közé egy kis szünetet, amikor a töltőkörön kívül sehol nem folyik áram, tehát a mágneses kapcsolóegységnek ebben az időtartamban lesz ideje visszaállni telítetlen állapotba, lehetőleg a telítési görbe origójába. Érdeemes megfigyelni, hogy az áramcsúcsok értéke is jócskán nőtt (a terhelésé nyilván nem, hiszen a feszültség és a terhelés nagysága változatlan maradt), ez nyilván az induktivitásértékek csökkenése miatt van. Mivel a tekercsek induktivitásai nagyjából a negyedére csökkentek, és mivel az energia állandó marad, továbbá a tekercs által keltett mágneses tér energiája:

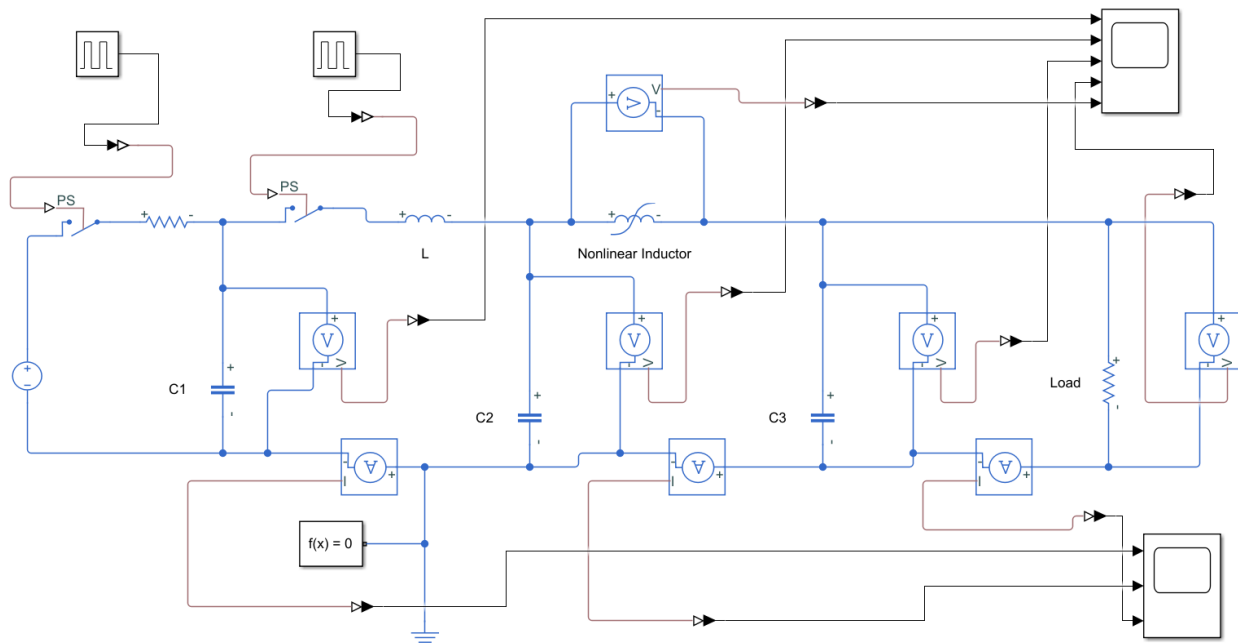
$$E_L = \frac{1}{2} L I_{max}^2$$

Tehát, ha az induktivitást a negyedére csökkentjük, az energiamegmaradás ((27)) értelmében az áramcsúcsnak a kétszeresére kell növekednie. Ez okozza a változást.

3.3. Terheléses MPC mágneses kapcsolóegységgel

3.3.1. Egy telítési pontú tekerecs

A következő MPC-m már tartalmazott egy lényeges elemet, a mágneses kapcsolóegységet (tranzisztorok csak a legvégén kerültek bele, lévén, hogy szinte ideális kapcsolókként működnek). A koncepció tulajdonképpen az előző MPC-n alapul, azért lettek bevezetve a szünetek, hogy a mágneses kapcsolóegység vissza tudjon állni a mágnesezési görbe origójába. A szimulációs elrendezés az alábbi ábrán látható:



23. ábra: Mágneses kapcsolóval ellátott MPC

A kör időállandói ezúttal érintetlenek maradtak, hiszen épp ennek optimalizálása miatt lettek módosítva az előzőekben. Targyaljuk meg röviden a kapcsolónk paramétereit. A [3]-as forrásban megjelölthöz hasonlóan én is olyan vasmaggal próbálkoztam, amelyben a telítetlen és a telített induktivitás aránya $\mu_r = L_u/L_s = 125\,000$. Illetve én is megpróbáltam a telített induktivitást úgy megválasztani, hogy a telítetlen induktivitás pár H nagyságrendben legyen (a kapcsolási karakterisztika miatt). A második induktivitás $L_2'' = 1,4\ \mu H$ volt az előző szimuláció alatt, én ezt $L_s = 140\ \mu H$ -re változtattam, mert így $L_u = \mu_r L_s = 17,52\ H$ lett, és ez teljesen megfelelő számomra. Mivel a második tekerecs telített induktivitása megváltozott, az új erősítés értéke:

$$G' = \sqrt{\frac{L_1''}{L_s}} = 8$$

Ami nyilvánvaló, hiszen százszorosára növeltem a második tekercs telített inductívitasát, így az erősítés a tizedére csökkent.

A tekercs telítéséhez szükséges fluxus nagysága a feszültség-idő szorzat alapján kapható meg. Az emögött álló matematika annyiból áll, hogy vesszük a fluxus definícióját, illetve az Ampère-féle gerjesztési törvényt.

(4)

$$\phi = \int_A B dA = \frac{1}{N} \int U dt$$

(5)

$$NI = \oint H dl$$

Adott vasmaggeometriák mellett ezek az összefüggések kapcsolatot adnak B és H, ezáltal ϕ és I között is. Az utóbbi függvénykapcsolat azért fontos nekünk, mert a két mennyiség hányadosa B és H esetétől eltérően nem a permeabilitás, hanem az inductívitas. A képletekben jelölt N a tekercs menetszámát takarja, én N=100 menetszámú tekercssel szimuláltam.

A telítési fluxushoz ismerni kellene a feszültség-idő szorzatot. Megtehetjük, hogy szakadásként tekintünk a nemlineáris inductívitasra, amíg telítetlen [3]. Ekkor a mágneses kapcsolónk feszültsége a C2-es kondenzátor feszültségével megegyezik, amit a (21)-ös egyenlet ír le. Ennek idő szerinti integrálja egy félperiódus alatt egyszerűen:

$$\int_0^{\tau_1} U_{C2}(t) dt = \left| \int_0^{\tau_1} \frac{U_0}{2} \cos\left(\sqrt{\frac{2}{LC}} t\right) - \frac{U_0}{2} dt \right| = \frac{U_0}{2} \tau_1$$

Belátható ez azáltal is, hogy a koszinuszfüggvény integrálja egy félperiódus alatt zérus, tehát az kiesik. Az abszolút értékjel azért szerepel, mert minket a feszültség nagysága érdekel (a rezgőkörben minden feszültségfüggvény a (-1)-szeresére változik, ha a C1-es kondenzátor polaritását felcseréljük, de most még nem fontos nekünk a feszültség polaritása).

A mi adatainkkal a feszültség-idő szorzat:

$$\int_0^{\tau_1''} U_{C2}(t) dt = \frac{U_0}{2} \tau_1'' = 10,52 \text{ mVs}$$

Ebből fluxust kell csinálnunk. (4) alapján:

$$\phi_{sat} = \frac{1}{N} \int_0^{\tau_1''} U_{C2}(t) dt = 105,2 \text{ } \mu\text{Wb}$$

Egy dolog van még hátra, hogy a terhelést a szükséges lemágnesező negatív feszültséghez igazítsuk a pihentetés alatt, ami a második kondenzátoron lép fel, a már említett terhelés által rezgőkörre gyakorolt torzító hatás miatt. [3]-ban a 28. ábrán található egy összefüggés, ami ehhez nyújt nekünk segítséget. A szükséges negatív feszültséghez ki kell számolnunk a pihentetési időt.

A kompressziós idő, amikor igénybe van véve a tekercs:

$$t_{komp} = \tau_1 + \tau_2 = \tau_1 \left(1 + \frac{1}{G}\right) = 213,02 \text{ } \mu\text{s}$$

Tehát a pihentetésére fordítható idő a frekvencia tartása mellett:

$$t_{pih} = \frac{1}{f} - t_{komp} = 286,98 \text{ } \mu\text{s}$$

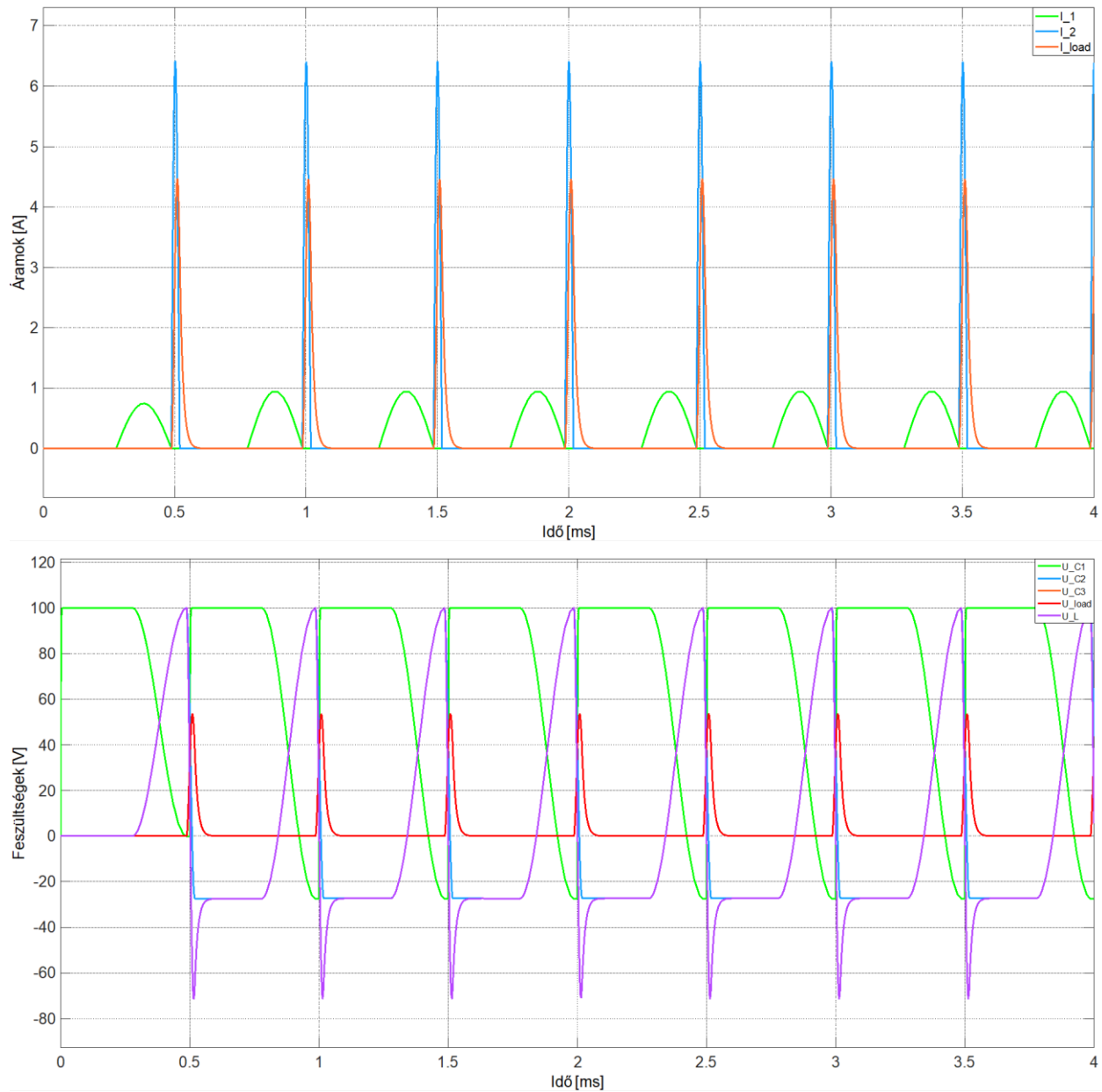
Ha figyelembe vesszük a C2 kondenzátoron eső lemágnesező feszültséget (21)-ben (egyfajta kezdeti feszültségként, amire a pihentetések alatt visszaáll), és azt integráljuk szintén egy félperiódus alatt (vegyük az integrál eredményét ismét pozitívnak), akkor $\tau_1(U_0 - U_N)/2$ -t kapunk, aminek a pihentetés alatti feszültség-idő területtel meg kell egyeznie, így:

$$\frac{\tau_1(U_0 - U_N)}{2} = t_{pih} U_N$$

Ebből a szükséges negatív lemágnesező feszültség:

$$U_N = U_0 \frac{\tau_1}{\tau_1 + t_{pih}} = 26,824 \text{ V}$$

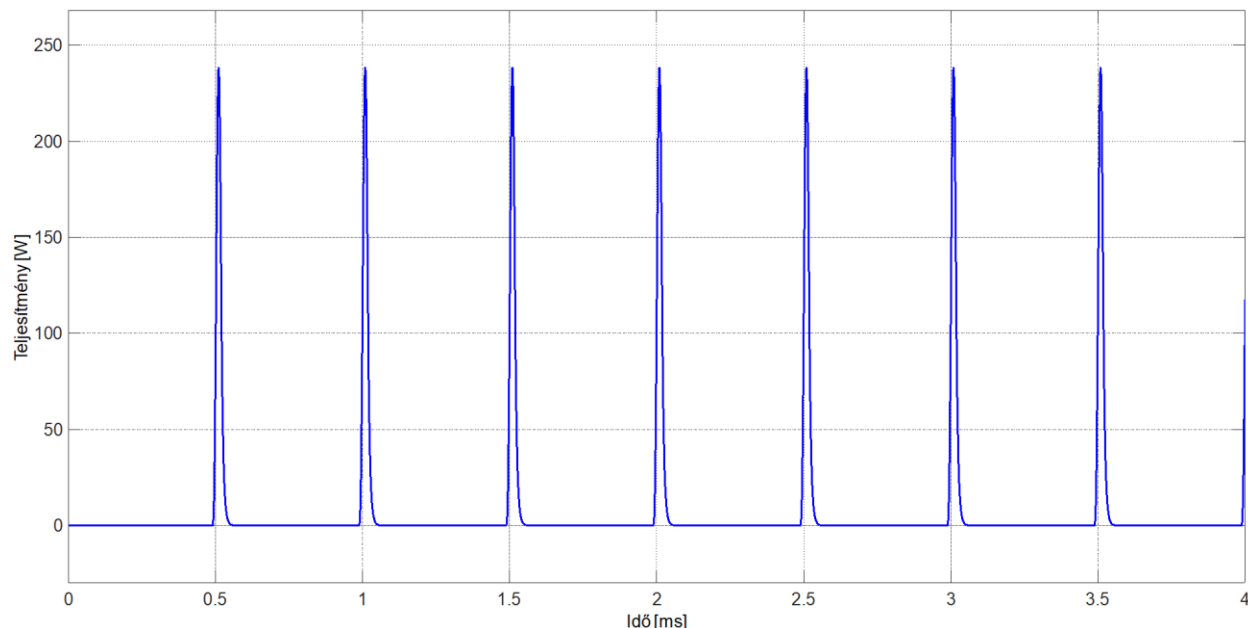
[3] 28. ábrája alapján $12\ \Omega$ terhelés esetén lesz nagyjából optimális az MPC. Ezen paraméterekkel rendelkező MPC jelalakjai:



24. ábra: Mágneses kapcsolóval ellátott optimalizált MPC jelalakjai

Látható, hogy az MPC-nk működése stabil, és továbbra is tartjuk a 2000 Hz-es frekvenciát. Értelemszerűen a feszültséggörbén a C3-as kondenzátor feszültsége azért nem látszódik, mert a terhelés feszültséggörbéjével egybeesik, ami nyilvánvaló, hiszen már említettük korábban, hogy a kettő elem feszültség mindig megegyezik, hiszen párhuzamosan vannak kötve egymással.

Nézzük meg a kimenő teljesítményt is, ezt az alábbi ábra mutatja:



25. ábra: A terhelésen megjelenő teljesítmény

Erről is ugyanaz mondható el, mint az áram és feszültség jelalakokról, hogy stabilan tudjuk tartani ezzel a kapcsolóegységgel. Azonban még kétféle vasmagtípust röviden megtárgyalunk, mielőtt rátérünk a DBD plazma modellezésére.

3.3.2. Tanh(x) közelítésű tekercs

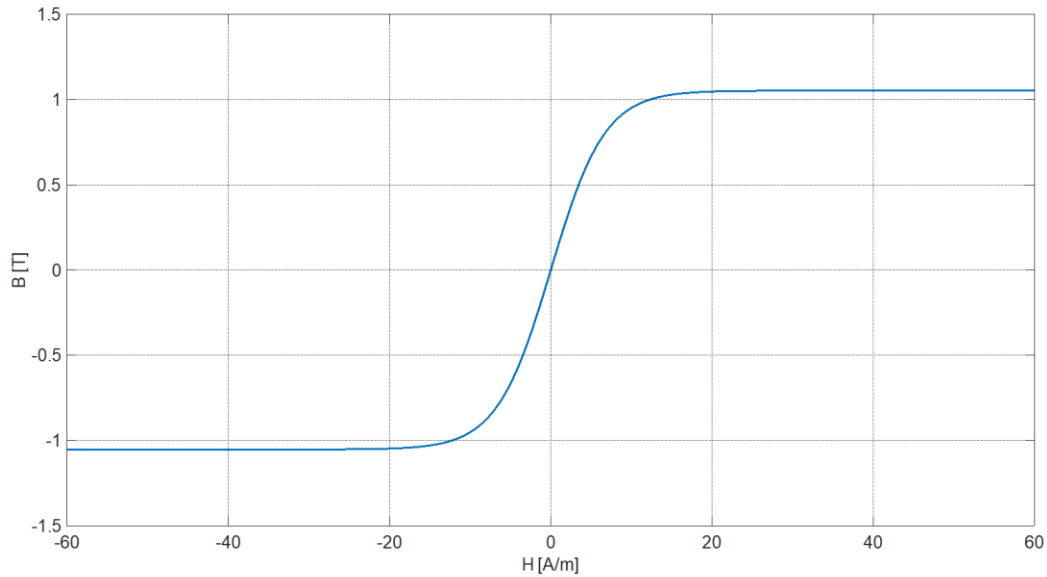
Egy pontosabb leképezése a hiszterézisgörbének a Matlab/Simulink-ben található nemlineáris induktivitás mágneses térerősség és mágneses indukció közti függvénykapcsolattal való modellezése. Erre jó megoldás a $\tanh(x)$ függvényhez hasonló kapcsolat kialakítása a két mennyiség között [3]. A biztosítandó feltételek:

- Az origóban a meredekség $\mu_0\mu_r$ legyen.
- A telítési pontban ez a meredekség μ_0 legyen.
- A telítési indukció $B_{sat} = \phi_{sat}/A = 1,052 T$ legyen.

Ezeknek a feltételeknek eleget tevő függvény:

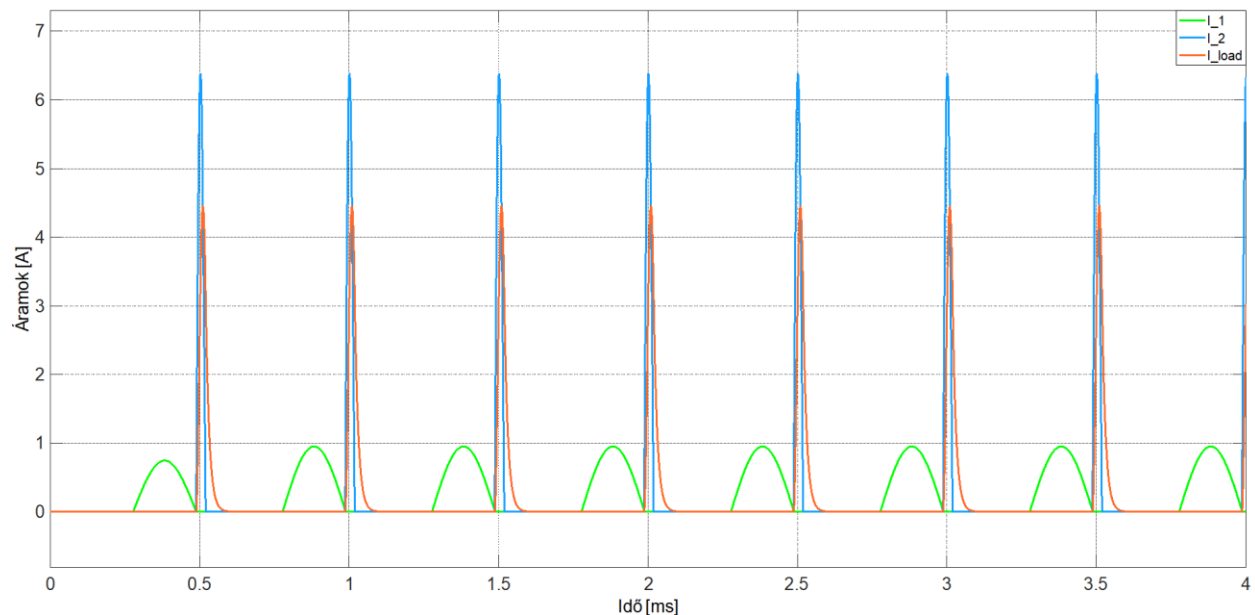
$$B = \mu_0 H + B_{sat} \tanh\left(\frac{\mu_0\mu_r}{B_{sat}} H\right)$$

Az origóban a függvény meredeksége ugyan nem pontosan $\mu_0\mu_r$, hanem $\mu_0 + \mu_0\mu_r = \mu_0\mu_r(1 + 1/\mu_r)$, azonban élhetünk a $1 \ll \mu_r$ közelítéssel, így a zárójelben lévő második tag értéke elhanyagolható 1-hez képest. A függvény grafikus alakja az alábbi:

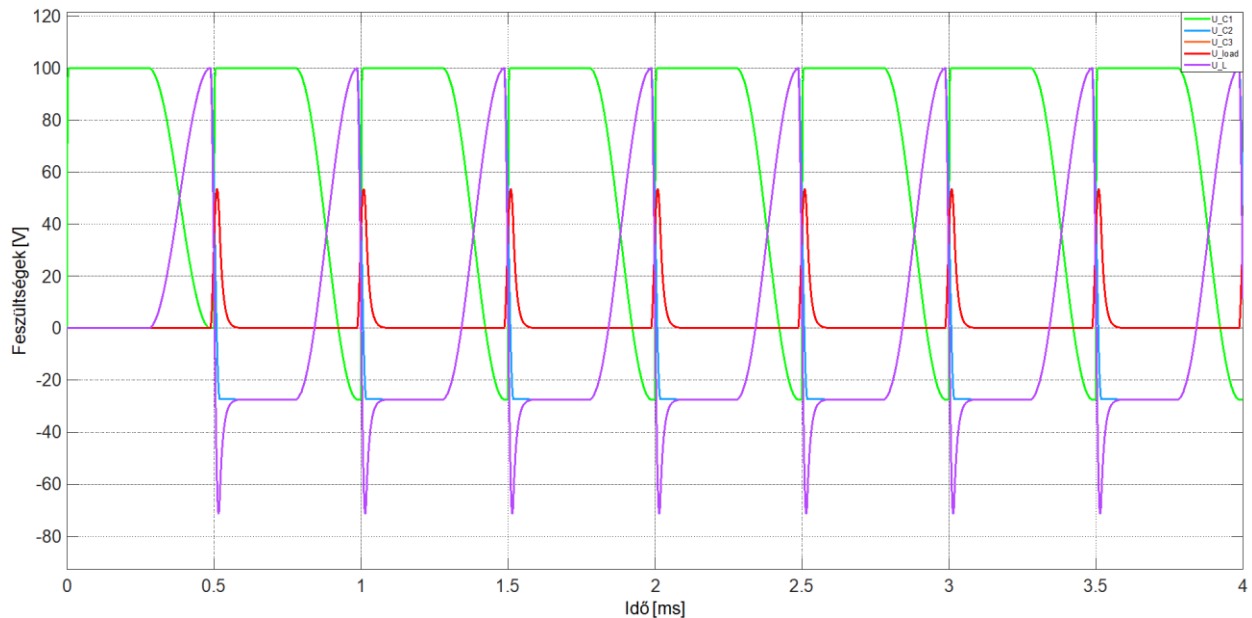


26. ábra: A mágnesezési görbe $\tanh(x)$ közelítésű formája

Ezzel a karakterisztikával rendelkező kapcsolóegységgel ellátott MPC jelalakjai:



27. ábra: $\tanh(x)$ közelítésű tekercses MPC áramalakjai



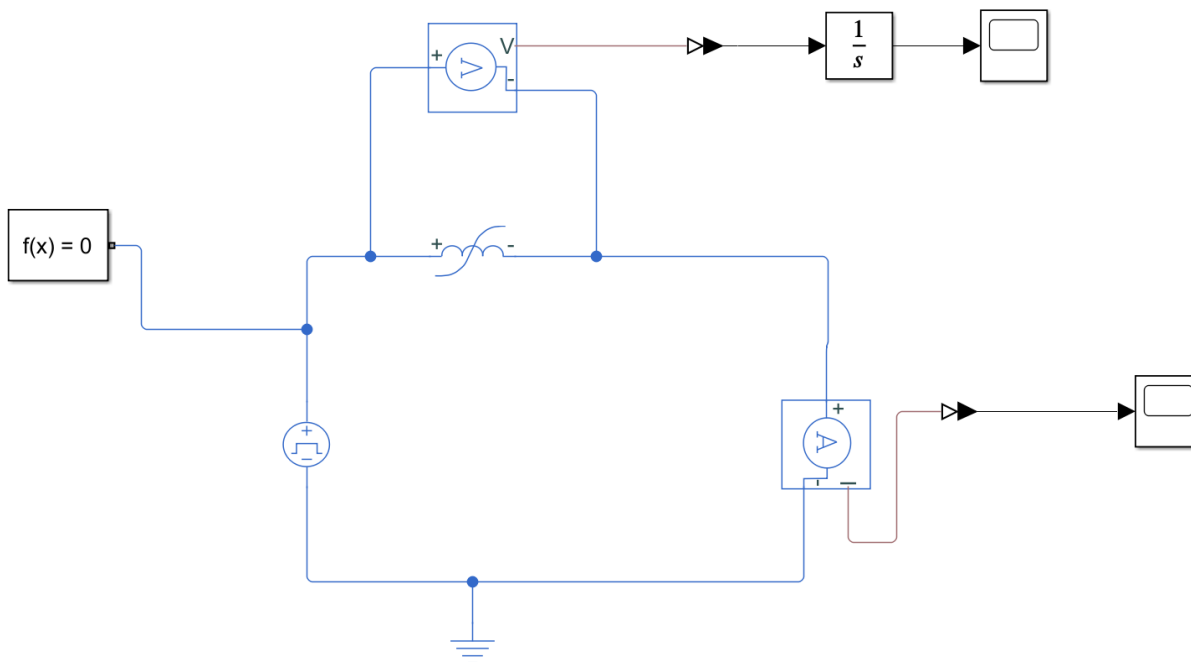
28. ábra: Tanh(x) közelítésű tekercses MPC feszültségalakjai

Szemmel láthatóan semmi különbség nincs ezen jelalakok, és a 24. ábra jelalakjai között. Adott méretezési pontatlanságok mellett előfordulhat egy kis megmaradó energia, ami az áramalakokon kell, hogy látszódjon, ugyanis a tekercs telítődése csökkenti a rezgőkör periódusidejét, így hamarabb bekövetkezhet a váltás, mint ahogy azzal mi számoltunk [3]. Jelen esetben ez a jelenség szerencsére nem lépett fel. Ez valószínűleg annak tudható be, hogy a mágneses kapcsoló mellett még ideális kapcsolók vannak a rendszerben, viszont egy tranzisztor olyankor is vezet, amikor nincs feszültség alatt a Gate-je. Tehát ennyire nem lesz mindig egyszerű a helyzet, résen kell lenni a szivárgási áramokkal szemben. Ha megfelelően tudunk méretezni, akkor viszont azok sem fognak különösebb gondot okozni.

3.3.3. Hiszterézises tekercs

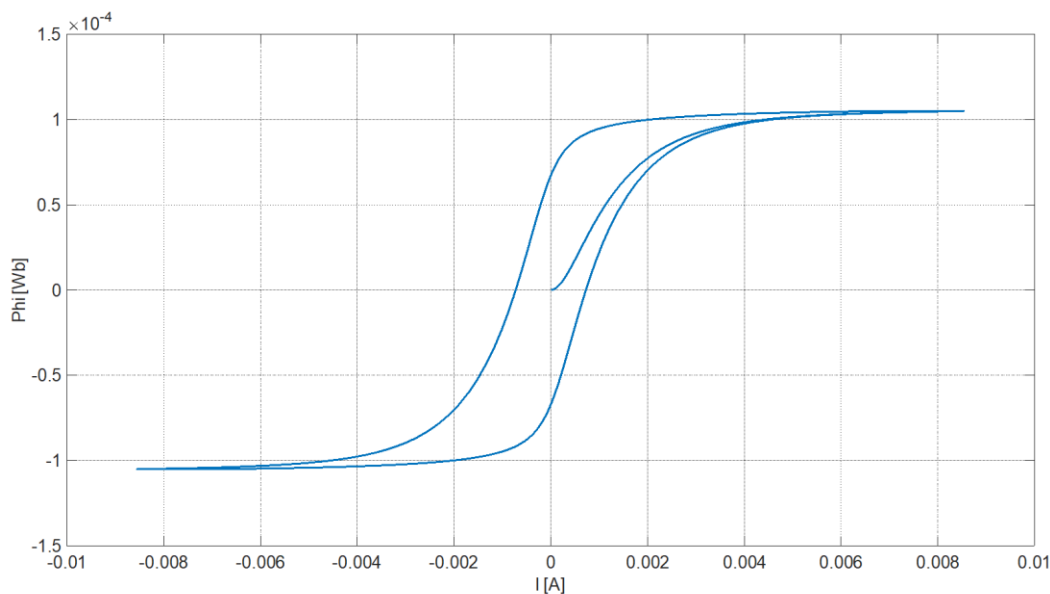
Az utolsó tekercstípus a legvalósabb tekercsleképezés, a hiszterézises. Az ideális kapcsolókat még itt is meghagytam, mert egyelőre felesleges körülményt jelentene, inkább a hiszterézises tekercsre próbáltam fókuszálni. Ahhoz, hogy tudjunk egy ilyen tekercsre MPC-t méretezni, ismernünk kellene a hiszterézisgörbéjét, tehát a 11. ábrához hasonló görbét kell kapnunk. Ehhez a Jiles-Atherton-közelítést kell alkalmaznunk [3]. A módszer lényege, hogy periodikusan változó polaritású feszültséget kapcsolunk a vizsgált vasmagos tekercsre, és ha megfelelő az amplitúdó, illetve az időtartam, ameddig a feszültséget a tekercsen tartjuk, akkor

éppen a két telítési állapota között fog billegni a rendszer a váltakozó feszültséggel együtt. A közelítő módszer elvi összeállítása az alábbi ábrán látható:



29. ábra: A Jiles-Atherton közelítéshez használt áramkör

A hiszterézisgörbe képzéséhez a mágneses térerősség és a mágneses indukció ismerete szükséges. Azonban ezekkel arányos mennyiségeket ábrázolva is megkaphatjuk a görbét (lásd (6)-os egyenlet). Használjuk a fluxust és az áramerősséget a két tengely gyanánt. Az árammal könnyű dolgunk van, csak kivezetjük egy árammérőn keresztül. A fluxushoz azonban integrálnunk kell idő szerint a feszültséget (ehhez kell a Matlab „Integrator” nevezetű blokkja). Ezek után a kettő mennyiséget a Matlab programozható felületén kirajzoltathatjuk függvényként. Így megkaphatjuk a kívánt hiszterézisgörbét, ami a lentebbi, mellékelt ábrán látható:

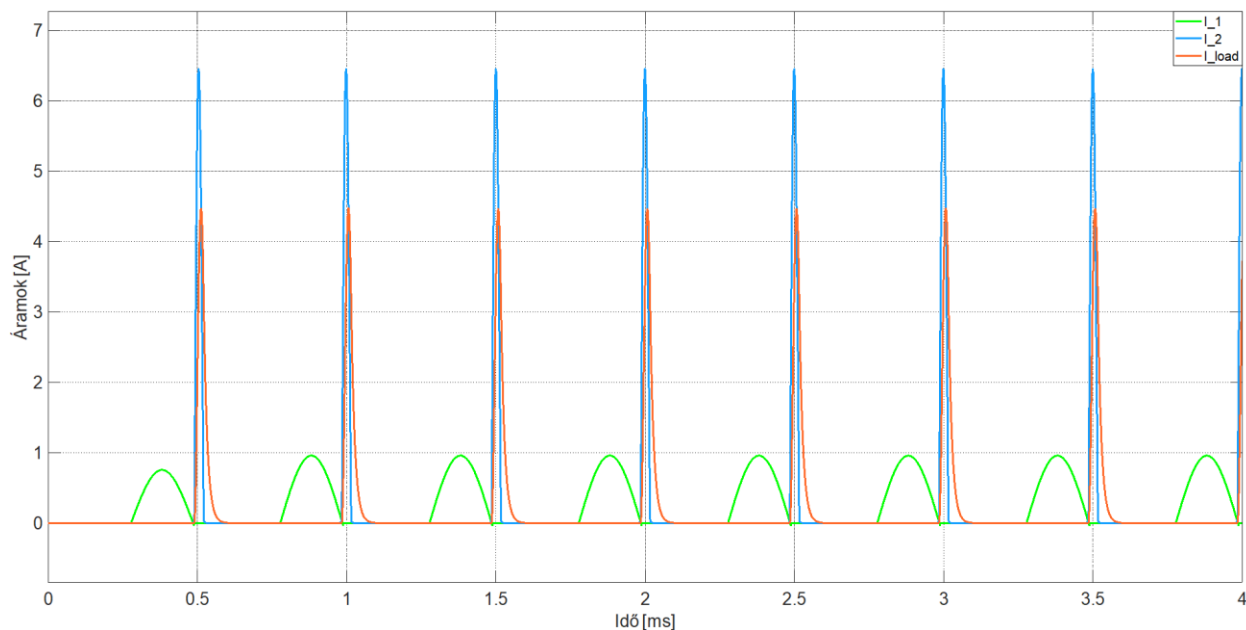


30. ábra: A Jiles-Atherton közelítésből felállított hiszterézisgörbe

A kapott görbe nem feltétlenül ad egyből valós információt a vasmagról, a mérést érdemes valóságban is elvégezni, hasonló mérési paraméterek mellett.

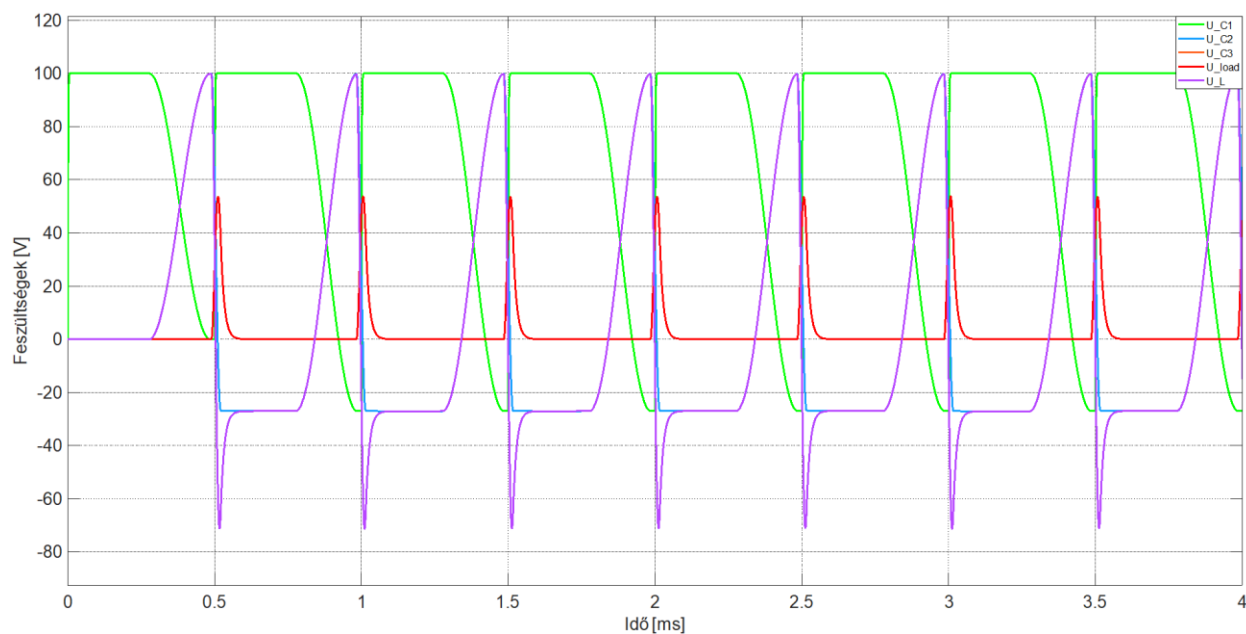
Ha mégis szimuláció útján szeretnénk valós hiszterézisgörbét kapni, akkor iteráláshoz kell folyamodnunk. A megépített MPC-hez használt tekercsem hiszterézisgörbáját is így határoztam meg. Az iteráció folyamatához a $\tanh(x)$ közelítésű görbéről választottam egy B-H adatpárt, lehetőleg a telítési tartományból, hogy minél kevesebb ciklus legyen szükséges. A $\tanh(x)$ görbe elég jó közelítést ad az első mágnesezési görbe vonalára, ezért érdemes használni azt az iterációhoz. A kiadott indukció értékét be kell írni a hiszterézises paraméterek közé, ezután ki kell rajzoltatni a hiszterézisgörbét. A görbéről leolvashatjuk a telítési fluxus értékét (törekedni kell itt is a pontosságra), abból az effektív keresztmetszet ismeretében tudunk telítési indukciót számolni, amit ezután visszaírunk a $\tanh(x)$ közelítésű görbe függvényébe. Az előző körben kiválasztott H értékkel számolva ismét kapunk egy B értéket, és ezzel bezárult az iterációs ciklus.

A hiszterézisgörbével jellemzett vasmagot tartalmazó MPC feszültség- és áramalakjai a következők lettek:



31. ábra: Histerézises kapcsolós MPC áramalakjai

Illetve:



32. ábra: Histerézises kapcsolós MPC feszültségalakjai

Szemmel láthatóan teljesen ugyanazok a görbék, mint az előző két esetben. De ez csak az ideális kapcsolók miatt van. Most azonban eltekintünk ettől, mert a fejezet alapvetően a vasmag különböző leképezési módjainak MPC-re gyakorolt hatására fókuszált.

4. DBD plazma

4.1. A DBD kisülés

A DBD kisülés egy olyan kisülésfajta, ami két, egymástól szigetelővel elválasztott elektród között lép fel. A plazma megnevezés ennek állandósult állapotára utal. A plazma az anyag azon állapota, amelyben az elektronok és a pozitív ionok egymástól elválva mozognak. Az ilyen halmazállapotú közegben ebből kifolyólag erősen dominálnak az elektromágneses terek, ebben lényegesen különböznek a gázoktól. Viszont az áramlástan (pl. Navier-Stokes egyenlet), illetve a hőközlési folyamatok erősen jelen vannak ebben a halmazállapotban is. A plazma hőmérsékletétől függően az ionok lehetnek részlegesen, vagy akár teljesen ionizáltak, utóbbi esetben atommagoknak is nevezhetjük őket.

A DBD kisülések alacsonyhőmérsékletű plazmát képeznek, vagyis a plazma termodinamikailag nincs egyensúlyban, ebből kifolyólag szokták nem-egyensúlyi plazmának is hívni. Ez azt jelenti, hogy az elektronok hőmérséklete jóval nagyobb, mint a pozitív ionoké. Magas hőmérsékletű plazmák esetén azonban az elektronok és az ionok hőmérséklete is összemérhető.

Két elektród között egyszerű villamos ívet létrehozni nem éppen célszerű számunkra, mert az ilyen kisülés a magas hőmérsékletű plazmát hoz létre, ami inkább csak éget. Ha azonban szigetelőket helyezünk el az elektródok közé, az ionok termalizációja elkerülhető, csak az elektronok hőmérséklete lesz magas. Ezzel alacsony hőmérsékletű plazmát tudunk létrehozni, ami számunkra jobb eszközt jelent.

DBD kisüléseket szoktak alkalmazni többek között ózongenerálásra (mi is erre használjuk), levegőtisztításra vagy vízfertőtlenítésre. Ózongenerálás esetén a légtérben lévő oxigén molekulák felbomlanak, és ózonná képesek rekombinálódni, amelyet többek között fertőtlenítési célokra alkalmazhatunk. Vízfertőtlenítés esetén, ha villamos ívvel dolgoznánk, hidrolizálnánk a vizet, amit nem szeretnénk, azonban DBD-vel elérhető olyan mértékű teljesítmény, amellyel a vízbontás elkerülhető, azonban a vízben lévő baktériumok, és egyéb élővilág semlegesíthető.

A két elektród között a kisülések véletlenszerű ívek sokaságát alkotják, és a működés során 1,5 mm-t is meghaladhatnak. Ahogy a töltések összegyűlnek a dielektrikum felszínén,

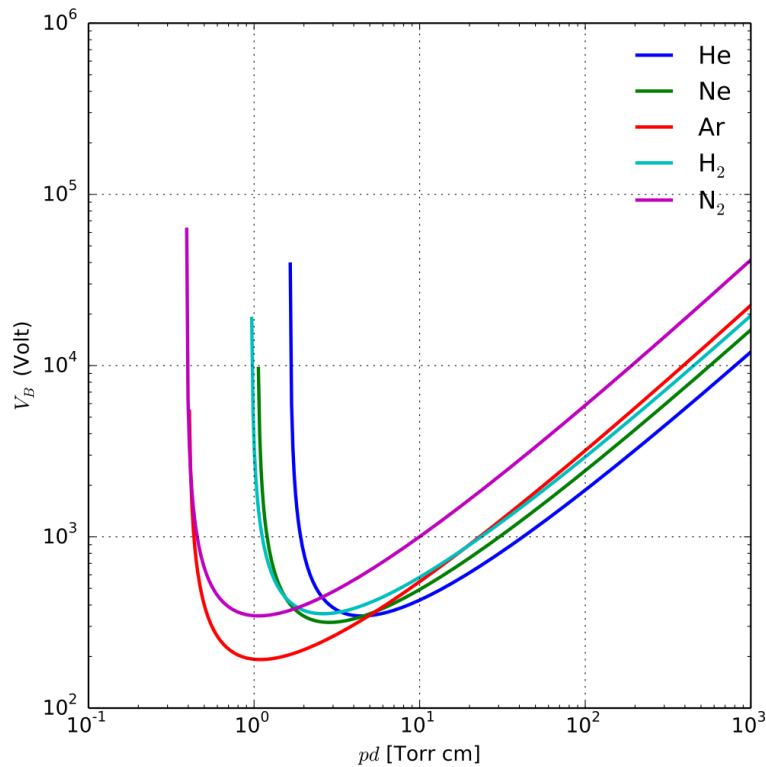
mikroszekundumok alatt kisülnek, és a felület másik pontján rekombinálnak. Ez jelenti az impulzus üzemű táplálás előnyét az egyszerű DC táplálással szemben. Más elektromos kisülésekhez hasonlóan az általa létrehozott plazma akkor marad fenn, ha egy folyamatosan működő energiaforrás biztosítja a szükséges mértékű ionizációt, leküzdve a kisülési plazma megszűnéséhez vezető rekombinációs folyamatot. Az ilyen rekombinációk egyenesen arányosak a molekulák ütközésével és a gáz nyomásával, amint azt Paschen törvénye magyarázza. Ez a törvény a DBD kisülések kezdetének magyarázata szempontjából lesz fontos.

A Paschen-törvény azt adja meg, hogy mekkora átütési feszültség szükséges két elektród között ahhoz, hogy kisülés, illetve villamos ív jöjjön létre, a nyomás és az elektródok távolságának függvényében. Meglepő módon az esetek jó részében az első átütés nem a legkisebb távolságon jön létre a két elektród között. Ennek magyarázata valószínűleg az lehet, hogy az elektródok közötti villamos tér inhomogén. Az erővonalak épp a köztük lévő legrövidebb úton a legritkábbak, ahogy eltérünk ettől, egyre sűrűbbek lesznek, és mivel köztudott, hogy a fluxus (erővonal-sűrűség) arányos a térerősséggel, itt nagyobb eséllyel fog bekövetkezni az átütés. Az ehhez szükséges letörési feszültséget írja le a Paschen-törvény:

(28)

$$U_B = \frac{Bpd}{\ln(Apd) - \ln\left[\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma_{se}}\right)\right]}$$

ahol U_B a letörési feszültség, p a gáz nyomása pascalban, d az elektródok közötti távolság, γ_{se} a másodlagos elektron-emissziós tényező, amely a pozitív ionok ütközése által kiszabadított másodlagos elektronokat foglalja magában, A konstans a gázra jellemző telítési ionizációs energiát foglalja magában adott E/p esetén, ami a térerősség nyomásra fajlagosítása, B pedig a gerjesztési és ionizációs karakterisztikákat magába foglaló konstans. (28) adja meg az úgynevezett Paschen-görbét is:



33. ábra: A Paschen-görbe

Az A és B konstansok az első Townsend együtthatót határozzák meg, amelynek értéke:

(29)

$$\alpha_n = A p e^{-\frac{B p}{E}}$$

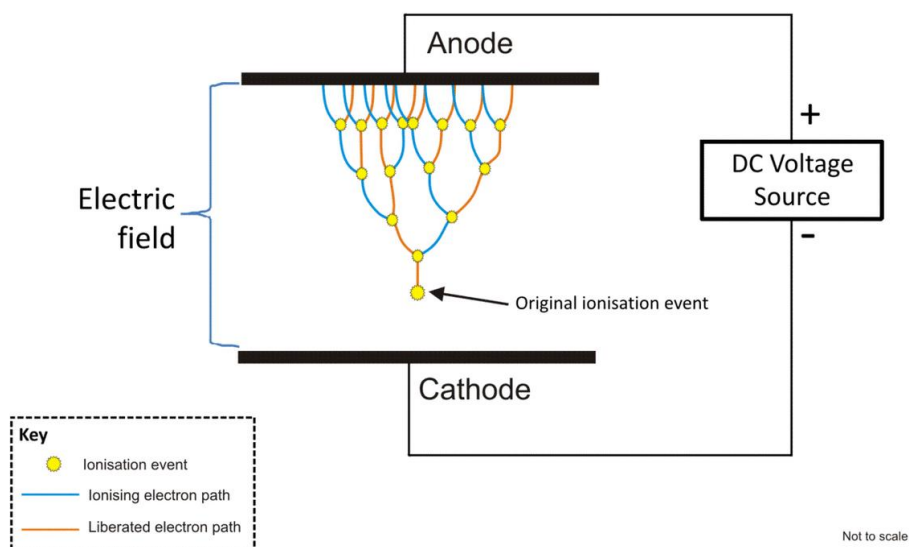
A Townsend-effektus, vagy Townsend-lavina az az ionizációs mechanizmus, melynek során villamos tér által felgyorsított elektronok ütköznek más ionokkal, következésképpen elektronokat szabadítanak fel. Az új elektronok megismétlik ezt a folyamatot, a felszabadító elektronokkal együtt. Ez végső soron egy elektronlavinát eredményez, ami a gáz elektromos vezetését teszi lehetővé. Townsend kísérletei alapján a kisülés során keletkező áram:

(30)

$$\frac{I}{I_0} = e^{\alpha_n d}$$

ahol I a kisülésben folyó áram nagysága, I_0 a kezdeti áram nagysága (első elektronok árama), α_n a (29)-ből ismert első Townsend együttható, d pedig az elektródok közötti távolság. Az alábbi ábrán megtekinthető az effektus vizuálisan is.

Visualisation of a Townsend Avalanche



34. ábra: A Townsend-effektus

A kisülési folyamat során fotonokat is bocsát ki a gáz, melynek frekvenciája és energiája megfelel az elektródok közötti rés kitöltésére használt gáz típusának.

4.2. A DBD fizikája

A DBD kisülések erősen feszültségfüggő ellenálláskarakterisztikával rendelkeznek. A jelen dolgozat célja egy síklemezekkel határolt DBD reaktor megtáplálása, így csak ezen geometria feszültségfüggése lesz levezetve.

A plazmában lévő mozgó töltések, és a külső áramkör közötti kapcsolatot először Nobuyasu Sato írta le, állandó feszültség mellett létrehozott kisülések esetére. Ennek általánosabb verzióját, melyben a feszültséget is időfüggőnek tekinthetjük, Richard Morrow és Sato dolgozták ki. Az ő egyenleteik és [8] alapján levezethető a kialakult plazma áram-feszültség karakterisztikája síklemezre. Ez azért is egyszerű a mi szempontunkból, mert maradhatunk a Descartes-féle koordináta-rendszerben.

Morrow és Sato elgondolásai alapján a gázokban előforduló elektromos kisülésekhez a mágneses tér hozzájárulása elhanyagolható. Ennek mennyiségi becslésére, tekintsük a berendezést L karakterisztikus hosszúságúnak, és működtessük azt $f = 1/T$ karakterisztikus frekvenciájú áramforrással. Az Ampère-Maxwell egyenletből könnyen látható, hogy ha az eltolási áram jelentősen hozzájárul a mágneses tér meghatározásához, a mágneses energia aránya az elektromos energiához a következőképpen becsülhető meg (ϵ_0 és μ_0 a vákuum permittivitás és permeabilitás, valamint c a fény sebessége vákuumban):

$$\frac{E_B}{E_E} = \frac{B^2}{\epsilon_0 \mu_0 E^2} \sim \frac{L^2}{c^2 T^2}$$

amelyre kvázi-stacionárius állapotban mondhatjuk első feltételként, hogy:

(31)

$$L^2 \ll c^2 T^2$$

Ezzel a feltétellel elértük, hogy a mágneses tér energiája elhanyagolható legyen az elektromoshoz képest, még az eltolási áram figyelembe vételével is [8].

Másrészt az elektromos tér konzervatív (megmaradó) komponensének magnitúdója az L hosszön lévő feszültségeséssel közelíthető:

$$E_{cons} \sim \frac{U}{L}$$

míg a nem konzervatív komponens nagysága a Faraday-egyenlet segítségével becsülhető meg:

$$E_{ncons} \sim \frac{LB}{T}$$

Kvázi-stacionárius rendszerben, az Ampère-Maxwell egyenlet alapján a mágneses tér nagysága összefüggésbe hozható a készülékbe befolyó I áram nagyságával, az alábbi módon:

$$B \sim \frac{\mu_0 I}{L}$$

Ez akkor is így van, ha az eltolási áram nem elhanyagolható, mert ilyenkor ennek az áramnak és I -nek hasonló nagysága van. Az elektromos tér nem konzervatív és a konzervatív összetevőjének aránya:

(32)

$$\frac{E_{ncons}}{E_{cons}} \sim \frac{\mu_0 I L}{V T} = \frac{\mu_0 c I}{V c T}$$

míg a mágneses energia és az elektromos energia aránya, az elektromos térnek csak a konzervatív komponensét véve:

(33)

$$\frac{U_B}{U_E} \sim \frac{B^2}{\mu_0 \varepsilon_0 E_{cons}^2} \sim \frac{\mu_0 I^2}{\varepsilon_0 V^2} = \left(\frac{\mu_0 c I}{V} \right)^2$$

Az (31) feltételt figyelembe véve, vagyis hogy $L \ll cT$, (32)-ből látható, hogy a nem konzervatív komponens kicsi a konzervatívhoz képest, ha a (33) reláció jobb oldala kicsi 1-hez képest, így az egyetlen további feltétel az (31) mellé, hogy elhanyagolhatóak legyenek a mágneses hatások a kisülés leírásában:

(34)

$$\left(\frac{\mu_0 c I}{V} \right)^2 \ll 1$$

Az alkalmazott SI-mértékegységekben $(\mu_0 c)^2 \cong 1,4 \cdot 10^5 V^2/A^2$, így például egy tipikus DBD-ben, ahol $I \cong 10^{-1} A$, $U \cong 1 kV$, a a mágneses energia körülbelül három nagyságrenddel kisebb mint az elektromos energia. Ily módon, ha az (31) és (34) feltétel teljesül, az energiamegmaradás olyan eszközökben, amelyek több elektródát és tetszőlegesen elrendezett lineáris dielektromos közeget tartalmaznak, így írható:

(35)

$$\sum_k i_k U_k = \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} d\Omega + \frac{d}{dt} \frac{1}{2} \int \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} d\Omega = \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} d\Omega + \int \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} d\Omega$$

ahol i_k a k. elektródára folyó kisülési áram, U_k pillanatnyi feszültséggel (minden feszültség föld-, vagy nullfeszültség), \mathbf{j} a vezetési áramsűrűségvektor a plazmában, valamint \mathbf{E} és \mathbf{D} az elektromos térerősség és villamos eltolás mezőt jelöli. A térfogati integrálok formálisan a tér minden pontjára ki vannak terjesztve. Az egyenletek linearitását kihasználva adott töltéseloszlások és feszültségek mellett a mezők felbonthatók egy E_L Laplace komponensre, amely megfelel a töltött elektródák által generált elektromos mezőnek, de szabad töltés jelenléte nélkül, és egy E_p Poisson

komponensre a jelenlévő térfogatsűrűségű szabad töltés miatt, földelt elektródákat feltételezve. Ezek a mezők kielégítik az alábbiakat:

$$\mathbf{E}_L = -\nabla\phi_L$$

$$\mathbf{E}_P = -\nabla\phi_P$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}_L = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}_P = \rho$$

Az alábbival együtt:

$$\mathbf{D}_{L,P} = \mathbb{E} \cdot \mathbf{E}_{L,P}$$

ahol \mathbb{E} a dielektromos tenzor, amely szimmetrikus: $\mathbb{E}^T = \mathbb{E}$, ahol T a tenzor transzponálását jelöli. A dielektromos tenzor általában függ a térbeli helyzettől, tehát modellezi a különböző dielektrikumok bármilyen összetett elrendezését, beleértve a gázokat és a vákuumot. Egy általános, nem feltétlenül izotróp, lineáris közeg nem bonyolítja az ezt követő levezetéseket, miközben lehetővé teszi a lehetséges alkalmazások körének kiterjesztését. A peremfeltétel, hogy az $\phi_{L,P}$ potenciálok nullához csengenek le a végtelenben, és hogy a k . elektródánál pillanatnyi U_k feszültségen kielégítik az alábbiakat:

$$\phi_L|_k = U_k$$

$$\phi_P|_k = 0$$

(5) ezek alapján átalakítható:

(36)

$$\sum_k i_k U_k = \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}_L d\Omega + \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}_P d\Omega + \int \mathbf{E}_L \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} d\Omega + \int \mathbf{E}_P \cdot \frac{\partial \mathbf{D}_P}{\partial t} d\Omega + \int \mathbf{E}_P \cdot \frac{\partial \mathbf{D}_L}{\partial t} d\Omega$$

A Poisson-komponens mezőjének minden peremén nulla potenciálja van, így nem kap külső táplálást ez a komponens. Tehát az energiamegmaradás értelmében a Poisson-mezőnek kell kielégítenie:

(37)

$$\int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}_P d\Omega + \int \mathbf{E}_P \cdot \frac{\partial \mathbf{D}_P}{\partial t} d\Omega = 0$$

(37) bizonyítása az alábbi alapvető törvények alapján belátható:

$$\int \mathbf{E}_P \cdot \frac{\partial \mathbf{D}_P}{\partial t} d\Omega = - \int \nabla \phi_P \cdot \frac{\partial \mathbf{D}_P}{\partial t} d\Omega$$

$$\int \mathbf{E}_P \cdot \frac{\partial \mathbf{D}_P}{\partial t} d\Omega = - \int \nabla \cdot \left(\phi_P \frac{\partial \mathbf{D}_P}{\partial t} \right) d\Omega + \int \phi_P \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{D}_P) d\Omega$$

Mivel $\phi_P = 0$ minden határon, a második sor jobb oldalának első integrálja zérus. A Gauss-törvényt ($\nabla \cdot \mathbf{D}_P = \rho$) és a töltésmegmaradást ($\partial \rho / \partial t = -\nabla \cdot \mathbf{j}$) használva ezt be is láthatjuk:

$$\int \mathbf{E}_P \cdot \frac{\partial \mathbf{D}_P}{\partial t} d\Omega = \int \phi_P \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{D}_P d\Omega = \int \phi_P \frac{\partial \rho}{\partial t} d\Omega = - \int \phi_P \nabla \cdot \mathbf{j} d\Omega$$

$$\int \mathbf{E}_P \cdot \frac{\partial \mathbf{D}_P}{\partial t} d\Omega = - \int \nabla \cdot (\phi_P \mathbf{j}) d\Omega + \int \mathbf{j} \cdot \nabla \phi_P d\Omega = - \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}_P d\Omega$$

Ahol a Gauss-törvényt és a $\phi_P = 0$ peremfeltételt használtuk minden határra. (36) utolsó integrálja is zérus lesz:

$$\int \mathbf{E}_P \cdot \frac{\partial \mathbf{D}_L}{\partial t} d\Omega = - \int \nabla \phi_P \cdot \frac{\partial \mathbf{D}_L}{\partial t} d\Omega = - \int \nabla \cdot \left(\phi_P \frac{\partial \mathbf{D}_L}{\partial t} \right) d\Omega + \int \phi_P \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{D}_L) d\Omega = 0$$

Ebben az esetben is alkalmaztuk a Gauss-törvényt és a már említett peremfeltételt, továbbá még a következő feltételt: $\nabla \cdot \mathbf{D}_L = 0$. A (35)-ös egyenletünk ezek folytán még tovább egyszerűsödik:

(38)

$$\sum_k i_k U_k = \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}_L d\Omega + \int \mathbf{E}_L \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} d\Omega$$

Most pedig vegyük ennek az utolsó integrálját:

$$\int \mathbf{E}_L \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} d\Omega = \int \mathbf{E}_L \left(\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) d\Omega = \int \mathbf{E}_L \left(\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) d\Omega = \int (\boldsymbol{\varepsilon}^T \cdot \mathbf{E}_L) \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} d\Omega$$

$$\int \mathbf{E}_L \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} d\Omega = - \int \mathbf{D}_L \cdot \nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} d\Omega = - \int \nabla \cdot \left(\mathbf{D}_L \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) d\Omega + \int \frac{\partial \phi}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{D}_L d\Omega$$

$$\int \mathbf{E}_L \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} d\Omega = - \int \frac{\partial \phi}{\partial t} \mathbf{D}_L \cdot \mathbf{n} dS$$

ahol $\phi = \phi_L + \phi_P$. A dielektromos tenzor szimmetriáját használhattuk a második sorban, és az utolsó sorban azt is, hogy $\nabla \cdot \mathbf{D}_L = 0$. Az utolsó sorban lévő integrálok minden határra ki vannak

kiterjesztve, ami formálisan a végtelen és az elektródák határa. A végtelenben lévő határok nem járulnak hozzá az integrálhoz mivel az érintett mezők és potenciálok szorzata a lokalizált töltések miatt kellően gyorsan csökken nullára.

Abban az esetben, ha a k . elektróda határa megfeleltethető peremnek, felírható a $\mathbf{D}_L \cdot \mathbf{n} = -\sigma_k^L$, ahol $-\sigma_k^L$ a lokális Laplace felületi töltéssűrűség a k . vezetón (amelyet az elektródák kezdeti állapota indukált, amikor nincsenek szabad töltések az elektródákon kívül). Továbbá ezen a peremen $\partial\phi/\partial t = dU_k/dt$. Tehát:

$$\int \mathbf{E}_L \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} d\Omega = \sum_k \frac{dU_k}{dt} \int \sigma_k^L dS = \sum_k \frac{dU_k}{dt} Q_k^L$$

ahol Q_k^L a k . elektród teljes Laplace töltése. Ez a töltés a C_{kn} kapacitások segítségével határozható meg, számítása (vagy mérése) plazmát nem tartalmazó eszköz esetében:

$$Q_k^L = \sum_n C_{kn} U_n$$

Tehát:

(39)

$$\sum_k i_k U_k = \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}_L d\Omega + \sum_{k,n} C_{kn} U_n \frac{dU_k}{dt}$$

Amennyiben csak két elektród jelenlétét feltételezzük, amelyek között a feszültségfüggvény $U(t)$, a (39)-es egyenlet az alábbi módon egyszerűsödik:

(40)

$$i = \frac{1}{U} \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}_L d\Omega + C \frac{dU}{dt}$$

ahol C a berendezés kapacitása. Ilyen módon Morrow és Sato egyenletét visszkapjuk, ha a (40)-es egyenletben az áramsűrűséget a töltéshordozók sűrűségével és a drift sebességekkel fejezzük ki:

$$\mathbf{j} = \sum_i q_i (N_i \mathbf{w}_i - D_i \nabla N_i)$$

ahol q_i az i . töltés nagysága, N_i ennek a darabszáma, \mathbf{w}_i a töltés drift sebessége, D_i pedig a diffúziós együttható.

A (40)-es kifejezés gyakorlati előnnyel rendelkezik Morrow és Sato Journal of Physics-ben közölt ennek megfelelő egyenletével szemben, az induktív teljesítmény kifejezése tekintetében, ami mindkét egyenletben az utolsó tag, a kapacitás és a feszültség időbeli deriváltja. Hasonló kifejezés található a megnevezett folyóiratban is, de az csak egy adott eszközre korlátozódik, amely sík, sima felületű, párhuzamos elektródákkal rendelkezik, és elhanyagolhatók benne a peremen fellépő hatások.

A DBD eszközök szokásos kialakítása nagyfokú szimmetriával rendelkezik, sík vagy hengeres elektródákkal. Azokban az esetekben, ha a peremhatások elhanyagolhatók, az \mathbf{E}_L Laplace-mező csak egy vektorkomponenssel rendelkezik, amely csak attól a koordinátától függ, amelyet általánosan ξ -vel szokás jelölni. Ily módon a (40)-es integrált az alábbi módon is kifejezhetjük:

(41)

$$\int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}_L d\Omega = \int d\xi E_L(\xi) \int_{S(\xi)} j_\xi dS = \int d\xi E_L(\xi) I(\xi)$$

ahol E_L és j_ξ a villamos térerősségvektor és az áramsűrűségvektor ξ irányú komponensei, $S(\xi)$ egy adott ξ -hez tartozó felület, és $I(\xi)$ az ezen a felületen áthaladó pillanatnyi áramérték. Ha felírjuk a töltésmegmaradás törvényét:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0$$

és integráljuk egy adott $S(\xi)$ felületen, akkor kapjuk:

(42)

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial \xi} = 0$$

ahol Σ :

$$\Sigma(\xi, t) = \int_{S(\xi)} \rho dS$$

tehát $\Sigma(\xi, t)d\xi$ a $S(\xi)$ és a $S(\xi + d\xi)$ felületek közötti töltés.

Figyelembe véve az ionizációs frontok és vagy résen keresztüli streamer kisülések tranzienis folyamatainak idejénél kisebb időfelbontású jeleket (ami milliméteres réseknél kisebb, mint kb. 10 ns), a töltésváltozás csak nagyon vékony rétegekben nyilvánul meg a dielektrikumok felületén, ahol töltés rakódik le, így az I áram térben egységes, kivéve az említett rétegeket, ami így lehetővé teszi a (41)-es egyenlet közelítését az alábbi módon:

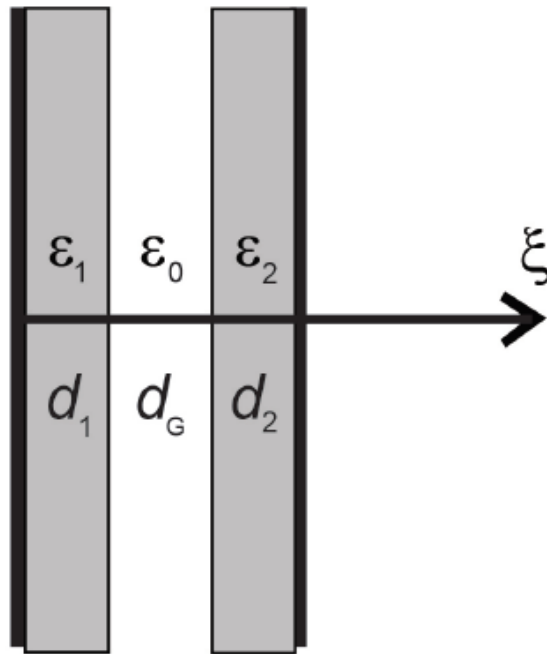
$$\int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}_L d\Omega = I \int E_L(\xi) d\xi$$

Jegyezzük meg továbbá, hogy a Laplace-mezőt úgy írhatjuk fel, mint az elektródák közötti U pillanatnyi feszültségkülönbség, szorozva egy $f(\xi)$ tényezővel, amely csak az eszköz geometriájától és a fizikai paramétereitől függ. Így a (40)-es egyenlet redukálható:

(43)

$$i = I \int f(\xi) d\xi + C \frac{dU}{dt}$$

ahol az integrálás a rés teljes hosszára kiterjed. Példának tekintsük a 35. ábrán látható eszközt.



35. ábra: Síklemezes elrendezésű DBD reaktor

Ez egy síklap elrendezésű eszköz, melynek fegyverzetei A területűek, és d_1 , illetve d_2 vastagságú, rendre ε_1 , valamint ε_2 permittivitású dielektrikummal vannak bevonva. Az elektródok közötti távolság d_G .

Elhanyagolva a peremen fellépő erőhatásokat, a rendszer kapacitása:

$$C = \frac{A}{\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_G}{\varepsilon_0} + \frac{d_2}{\varepsilon_2}}$$

ahol ε_0 a vákuum permittivitása. A villamos tér Laplace-komponense a részben ξ irányban:

$$E_L = \frac{U}{\frac{d_1}{\varepsilon_1} \varepsilon_0 + d_G + \frac{d_2}{\varepsilon_2} \varepsilon_0}$$

így:

$$\int f(\xi) d\xi = \frac{d_G}{\frac{d_1}{\varepsilon_1} \varepsilon_0 + d_G + \frac{d_2}{\varepsilon_2} \varepsilon_0} = \frac{C d_G}{\varepsilon_0 A}$$

Tehát a plazma árama a feszültség függvényében az alábbi módon fest:

(44)

$$I = \frac{\varepsilon_0 A}{C d_G} \left(i - C \frac{dU}{dt} \right)$$

[8].

A jelen dolgozat még nem tárgyalja ennek hatását MPC-re, azzal való táplálás esetén. De az elmélet megalapozása mindenképp feladat volt számomra, és ehhez nagy segítséget nyújtott az elektrodinamika, és a Morrow-Sato formula.

Első körben a cél egy síklemezes elrendezésű DBD reaktor (35. ábra) megépítése és táplálása lesz. Ezt egyelőre megpróbáltam egy feszültségfüggő ellenállással leképezni, ami egy dióda lett. A következő fejezetben összehasonlítom egy ohmos ellenállás, illetve egy dióda, mint terhelés esetén az MPC feszültség alakjait.

5. A megépített MPC

5.1. Alapadatok

A megépítésre kerülő MPC tervek alapján 1 fokozatú kellett hogy legyen. És mivel kezdeti MPC-ként ezt láttam legjobbnak, egy single-shot üzemben használható MPC-t építettem. Ilyen üzemmódban csak a rezgőkört szabályozzuk FET-tel, a DC táppal töltött kondenzátor folyamatosan csatlakozik a forrásra. A szabályzás azért történik kis frekvencián, hogy a kapcsolásokból származó tranziensek le tudjanak csillapodni. Ennek folytán nem olyan szigorúak a tervezéssel szembeni követelmények, mint egy nagyfrekvenciás MPC esetén.

A kisfrekvenciás MPC tervezésekor figyelembe kellett venni, hogy a vasmagos kapcsolóegységre méretezzünk, illetve a paraméterek megválasztásakor a kondenzátorok kapacitása és a primerkörü inuktivitás (szolenoid) voltak a bemenő paraméterek, mert ezek szabadon megválaszthatók. Továbbá egy fontos paraméter volt még a primer kört kapcsoló MOSFET belső ellenállása is. Ennek azért van jelentősége, mert a primer kör egy rezgőkör. Egy ohmos nagyságrendű ellenállás pedig már érzékelhető torzítást okoz a rezgőkör periódusidejére vonatkozóan, mégpedig nyújtja azt, az alábbi képlet szerint:

(45)

$$\omega_d = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$$

ahol ω_0 a rezgőkör sajátfrekvenciája, α pedig az ún. csillapítási tényező (innen a d index (damped frequency)), ezek meghatározása:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

$$\alpha = \frac{R}{2L}$$

Ez sajnos a nagyfeszültségen is használható MOSFET-ek egyik nagy hátránya. Mint már a tranzisztorokról szóló fejezetben említve volt, ezek áramterhelhetősége meglehetősen korlátozott. Ha nem akarjuk, hogy nagyobb feszültségen az Ohm-törvényből következésképpen nagyobb áramok hatására tönkremenjenek, muszáj az ellenállásukat növelni.

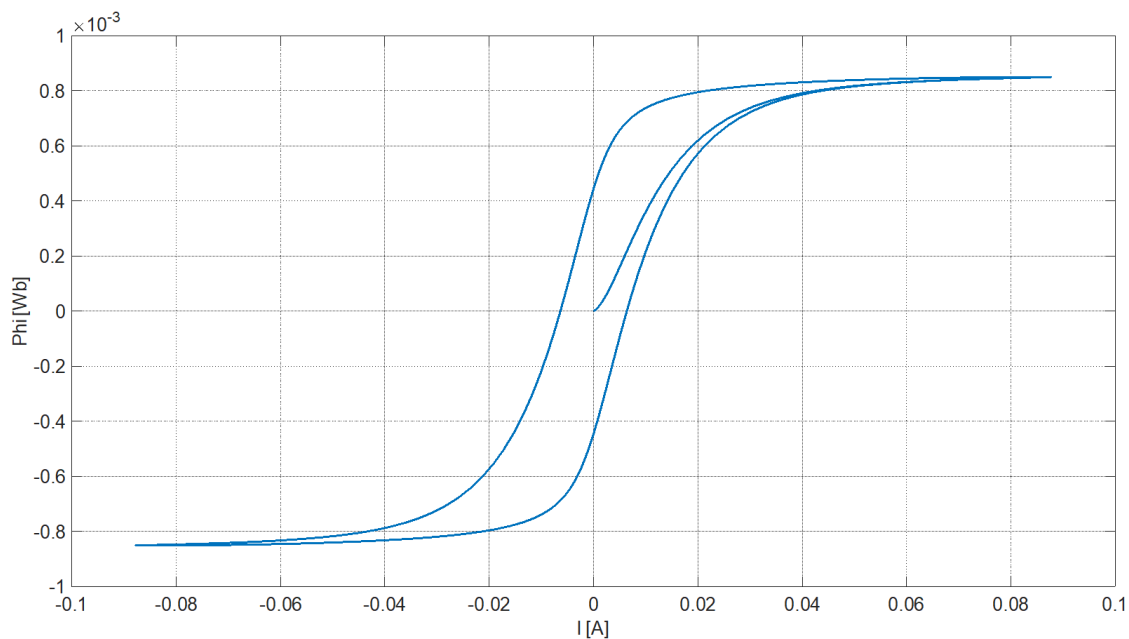
A szimulációhoz továbbra is a Matlab/Simulink szoftvert alkalmaztam. A kapcsolóegység bemeneti paramétereinek meghatározásához a Nagyfeszültségű Laboratóriumban található elemek közül választottam ki egyet, és a szükséges adatokat lemértem, majd a hiányzókat anyagjellemzők, illetve fizikai összefüggések alapján kiszámoltam, ezek az értékek:

$$L_s = 1,619 \text{ mH}$$

$$N = 140$$

$$\phi_s = 8,4 \cdot 10^{-4} \text{ Wb}$$

A telítési fluxus meghatározása a Jiles-Atherton közelítés alapján történt, ebből állítottam fel a hiszterézisgörbéjét, ami az alábbi módon fest:



36. ábra: A Jiles-Atherton közelítésből meghatározott hiszterézisgörbe

A körhöz használt kondenzátorok kapacitása: $C = 100 \mu F$, ami viszonylag nagy, viszont emellett a feszültségterhelhetőségük 50 V, ami jó nekünk, mert kb. 40 V feszültségre volt szükségünk az MPC üzemeltetéséhez. Az egyéb paraméterekhez még ismernem kellett a primerkörü inductivitás értékét, ez:

$$L_1 = 35 \text{ mH}$$

értékűre adódott, és ez is egy vasmagos tekercs (értelemszerűen L_1 ennek telítetlen induktivitására utal) lett, hiszen szolenoidból (légmagos tekercs) nehéz ilyen nagyságrendbeli induktivitással ésszerű méretekkel rendelkező tekercset találni. Becsléseim alapján a kapcsolóként használt vasmagos tekercs telítetlen induktivitása $L_u \cong 19,43 H$, ami megfelel annak a követelménynek, mely szerint a primerköri induktitásnál a kapcsolóegység telítetlen induktivitása legalább egy nagyságrenddel nagyobb legyen, hogy szakadásként lehessen azt modellezni, amíg a rezgőkörben megtörténik az energiaátadás.

A bemeneti adatok ismeretében a szükséges származtatott mennyiségek egyike a rezgőkör félperiódusa:

$$\tau_1 = \pi \sqrt{\frac{L_1 C}{2}} = 4,1559 \text{ ms}$$

Ez azonban nem pontos, ugyanis egy nem elhanyagolható ellenállásunk ($R_{FET} = 0,4 \Omega$) van a már említett MOSFET révén. (45) alapján a torzított rezgőköri körfrekvencia:

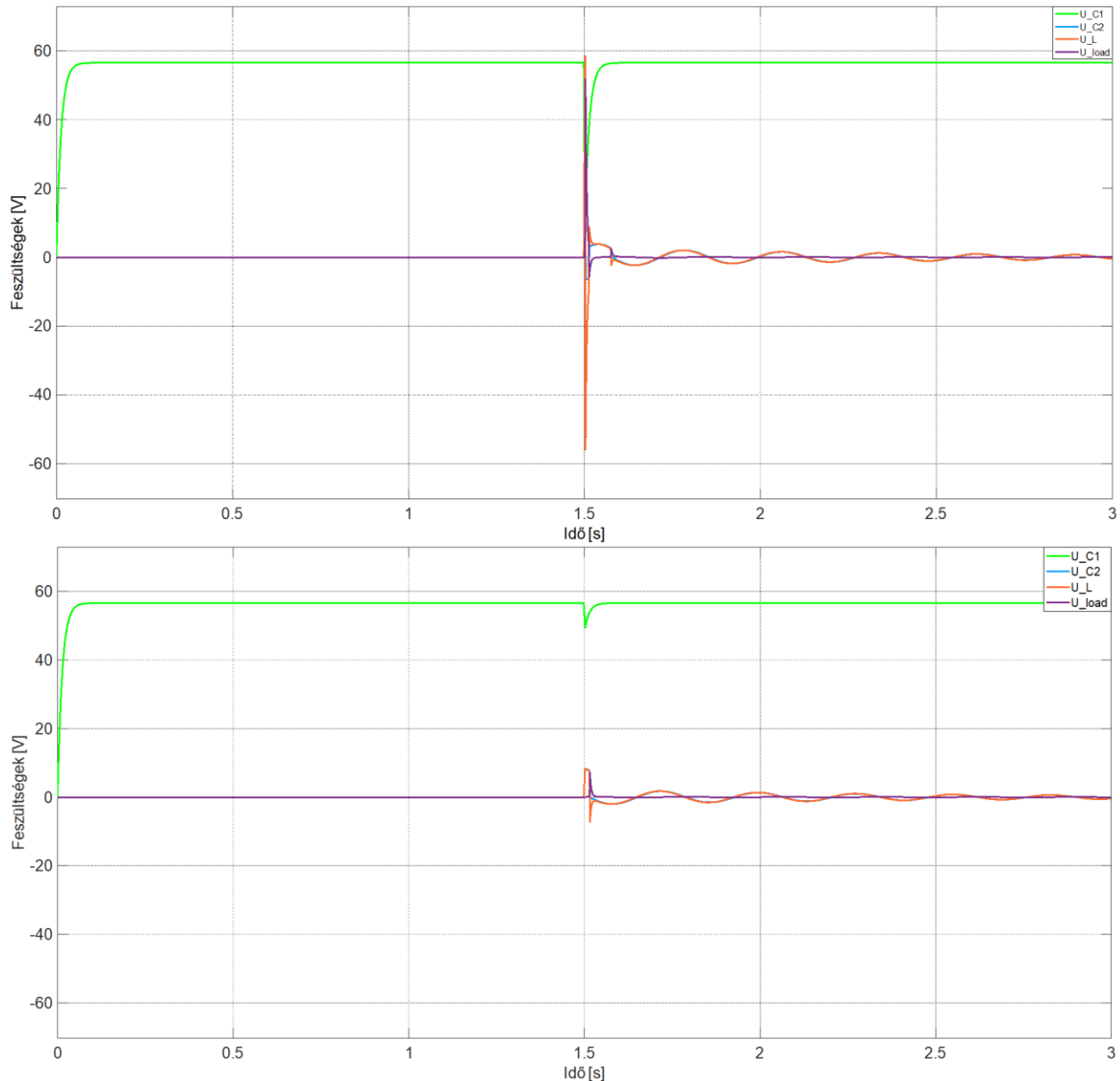
$$\omega_d = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} = \sqrt{\frac{2}{L_1 C} - \left(\frac{R_{FET}}{2L_1}\right)^2} = 755,907 \frac{1}{s}$$

Ebből a rezgés félperiódusa:

$$\tau_{1, \text{valós}} = \frac{\pi}{\omega_d} = 4,156 \text{ ms}$$

Sok nem változott, de muszáj erre is figyelni, mert ahogy növekszik majd az ellenállása a FET-nek (ahogy megyünk a nagyobb feszültségek felé), úgy kell a feszültséget is csökkenteni, az állandó feszültség-idő terület biztosítása miatt.

Habár a FET ellenállása a frekvenciát nem változtatja jelentősen, nagysága a rezgőkörben folyó áram szempontjából egyáltalán nem elhanyagolható. Lentebb mellékelt szimulációs eredmények alapján úgy határoztam, hogy a 4,156 ms helyett kicsit hosszabb ideig hagyom nyitva a FET-et, mert az áramkorlátozás láthatóan lassítja az energiaátvitelt. Az általam választott, elégségesnek gondolt idő $\tau_1 = 6 \text{ ms}$ lett.



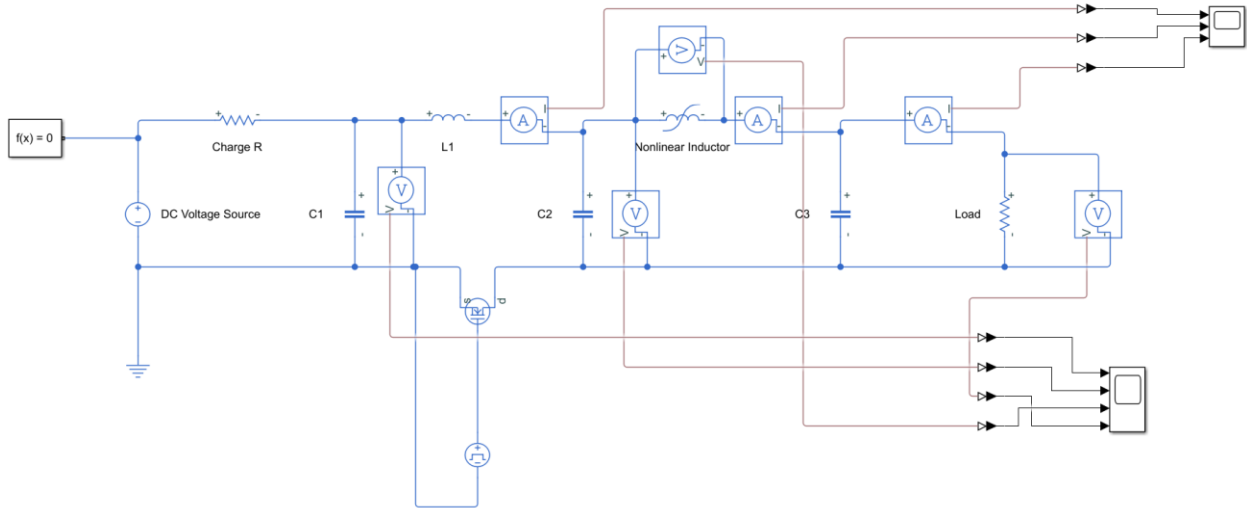
37. ábra: Kis ellenállású FET és nagy ellenállású FET esetén a feszültségek

Az ábra sokatmondó. Szembetűnő, hogy a fenti részen, ahol mindössze pár $m\Omega$ a FET ellenállásának nagysága, szinte tökéletes feszültségletűrés zajlik le (a rendellenes kisműködéstől tekintünk el, vegyük tranziens hatásnak, ami kisfrekvenciás esetben úgyis lecseng), míg az alsó részén az ábrának, ahol $0,4 \Omega$ a FET ellenállása, alig történik valami. Ennek a hatásnak a pontos magyarázata még mindig kérdéses számomra, kiderítése további kutatást igényel.

Az adatok ismeretében a szükséges feszültség nagysága:

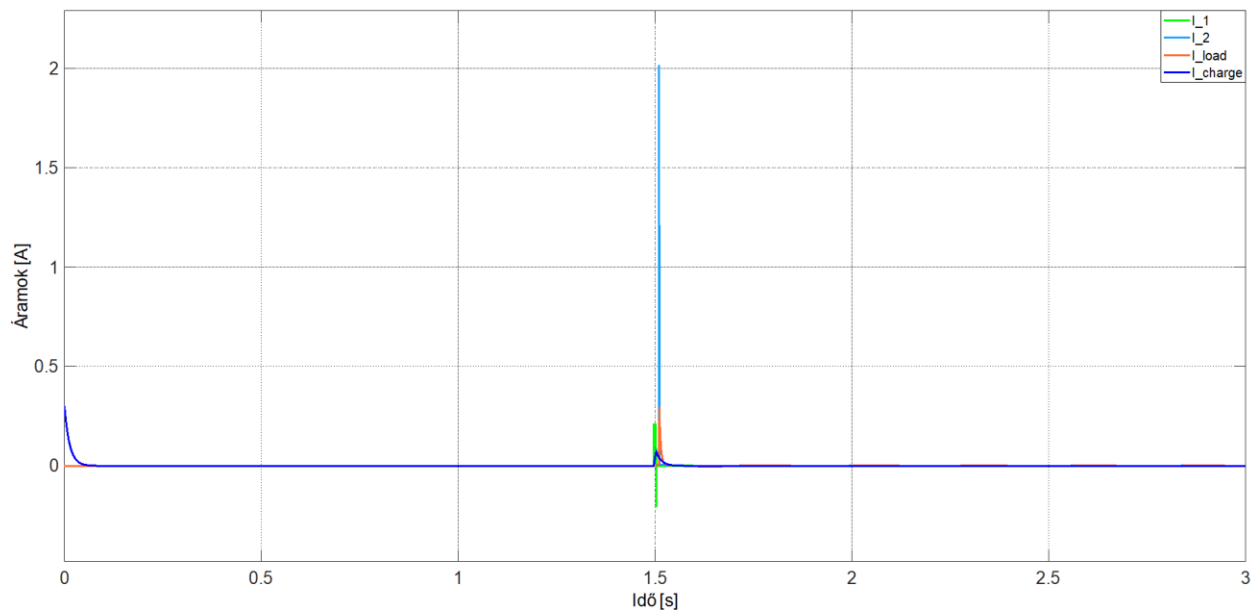
$$U = \frac{2 \int U dt}{\tau_1} = \frac{2N\phi_s}{\tau_1} \approx 39,2 V$$

A fet vezérlésére szolgáló jelgenerátor a jelet τ_1 ideig küldi értelemszerűen. Ezeken felül a többi paramétert (frekvencia, terhelő ellenállás stb.) szabadon megválaszthatjuk. A szimulációban használt, és az alapján megépítésre szánt MPC sematikus ábrája az alábbi:



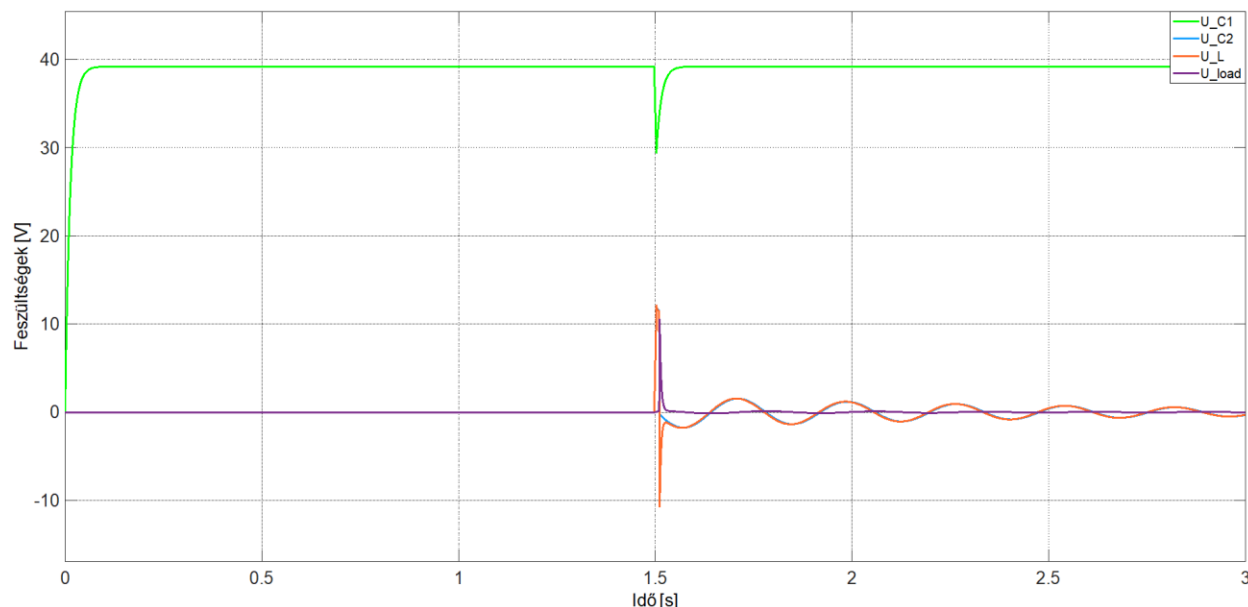
38. ábra: Kisfrekvenciás MPC Matlab/Simulink modellje

A szimulációs eredmények:



39. ábra: A megépített MPC szimulációs áramalakjai

Illetve a feszültségek:



40. ábra: A megépített MPC szimulációs feszültségalakjai

Az eredmények nyilván erős közelítések, főleg annak ismeretében, hogy a Matlab nem éppen a legalkalmasabb szoftver ilyen összetett szimulációkra. Ezt majd látni fogjuk a valós mérési eredmények ismeretében.

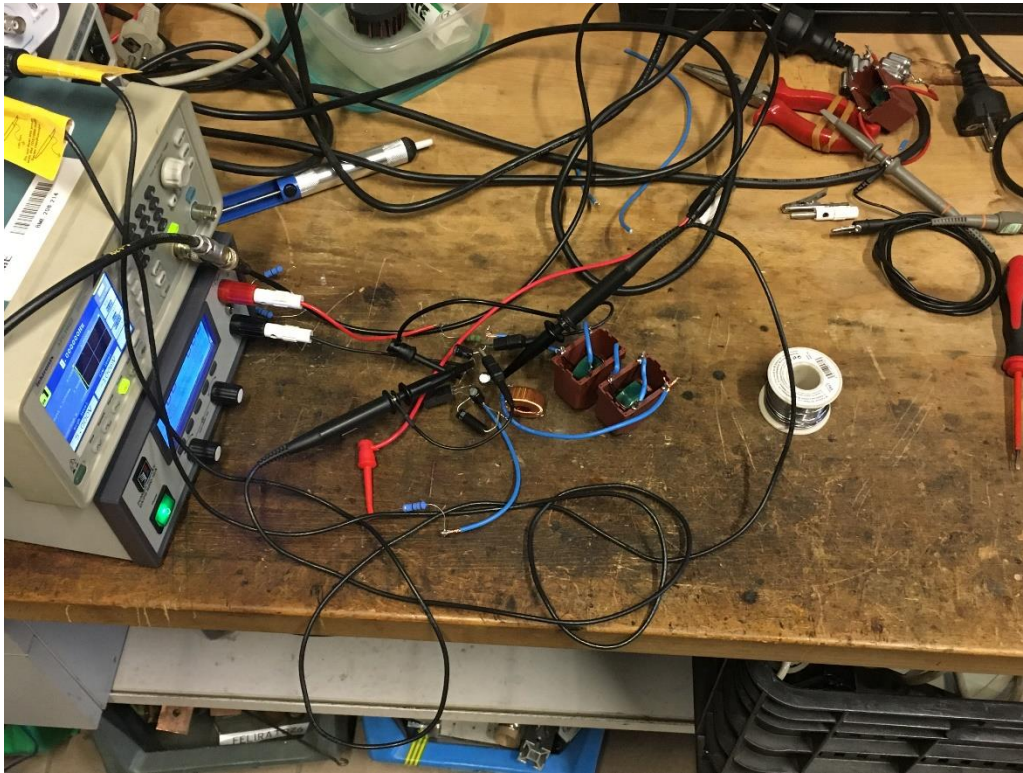
Viszont vannak jól leképezett eredmények is. Látható, hogy a töltött kondenzátor feszültsége nem csökken le teljesen nullára, hiszen a táp folyamatos hatást gyakorol rá. Ez nem éppen ideális kisülés, de kisméretű esetben ez nem zavar minket, ráadásul így könnyebb az MPC irányítása, hiszen csak egy fet-et kell szabályozni.

Az azonban világos, hogy egy megfelelő modell építéséhez további kutatás szükséges, és nyilvánvalóan több mérés is.

5.2. Laboratóriumi mérés

A laboratóriumban végzett mérésekre sajnos csak kevés idő maradt, mert mindig közbejött valami váratlan probléma, aminek kiküszöbölését meg kellett oldani. Ilyen többek között a FET nagy ellenállásának rezgőkörre gyakorolt hatása, aminek megoldása a későbbiekre maradt. Végülis egy ohmikus terheléssel és egy diódával, mint terheléssel sikerült értékes adatokat gyűjteni, amik a későbbi munkámat remekül megalapozzák.

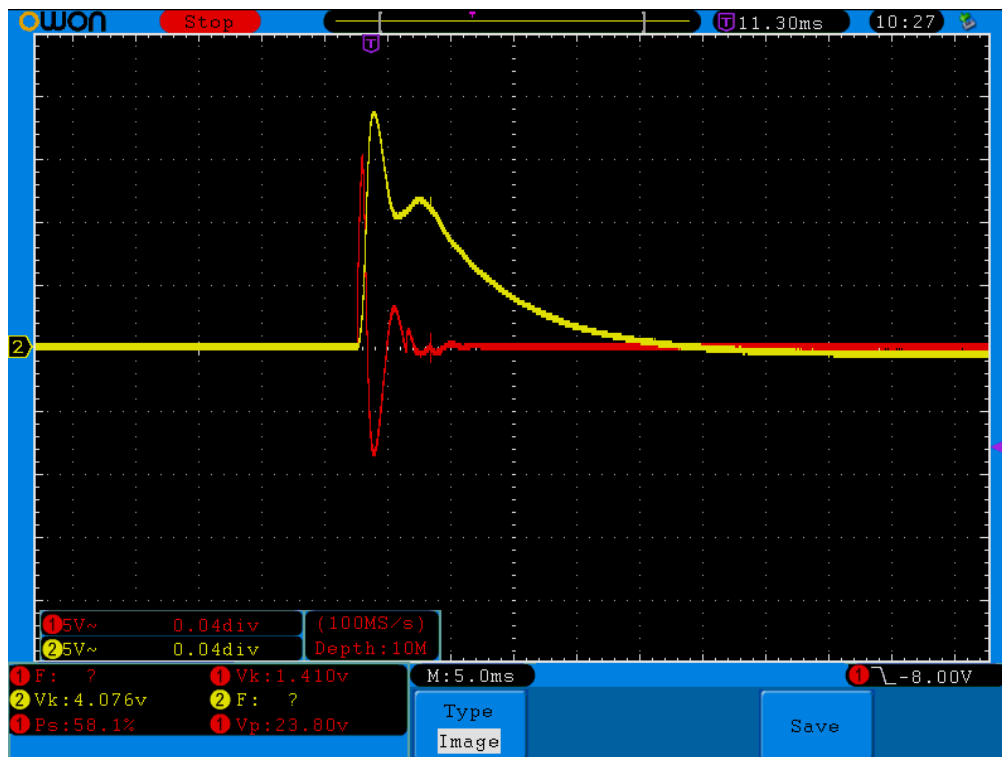
A szimulációs elrendezés mintájára a Nagyfeszültségű Laboratóriumban található áramköri elemek segítségével megépítettem egy MPC-t, amihez egy 50 V-os tápot használtam táplálásként, illetve egy jelgenerátort a fet Gate bemenetének vezérlésére. Az áramkör összeállított verziója alább látható:



41. ábra: A megépített MPC

A mérésnek a fő célja az volt, hogy az MPC működőképességét hitelesítsem, illetve a feszültségfüggő ellenállású diódával az, hogy DBD-hez hasonló karakterisztika esetén milyen viselkedést mutat az MPC. Ezeken is még van mit formálni, de úgy vélem, közelítő képnek jól szolgálnak a kapott eredmények, amelyeket oszcilloszkópról lementett adatok alapján mutatok be.

5.2.1. Ellenállásos mérés

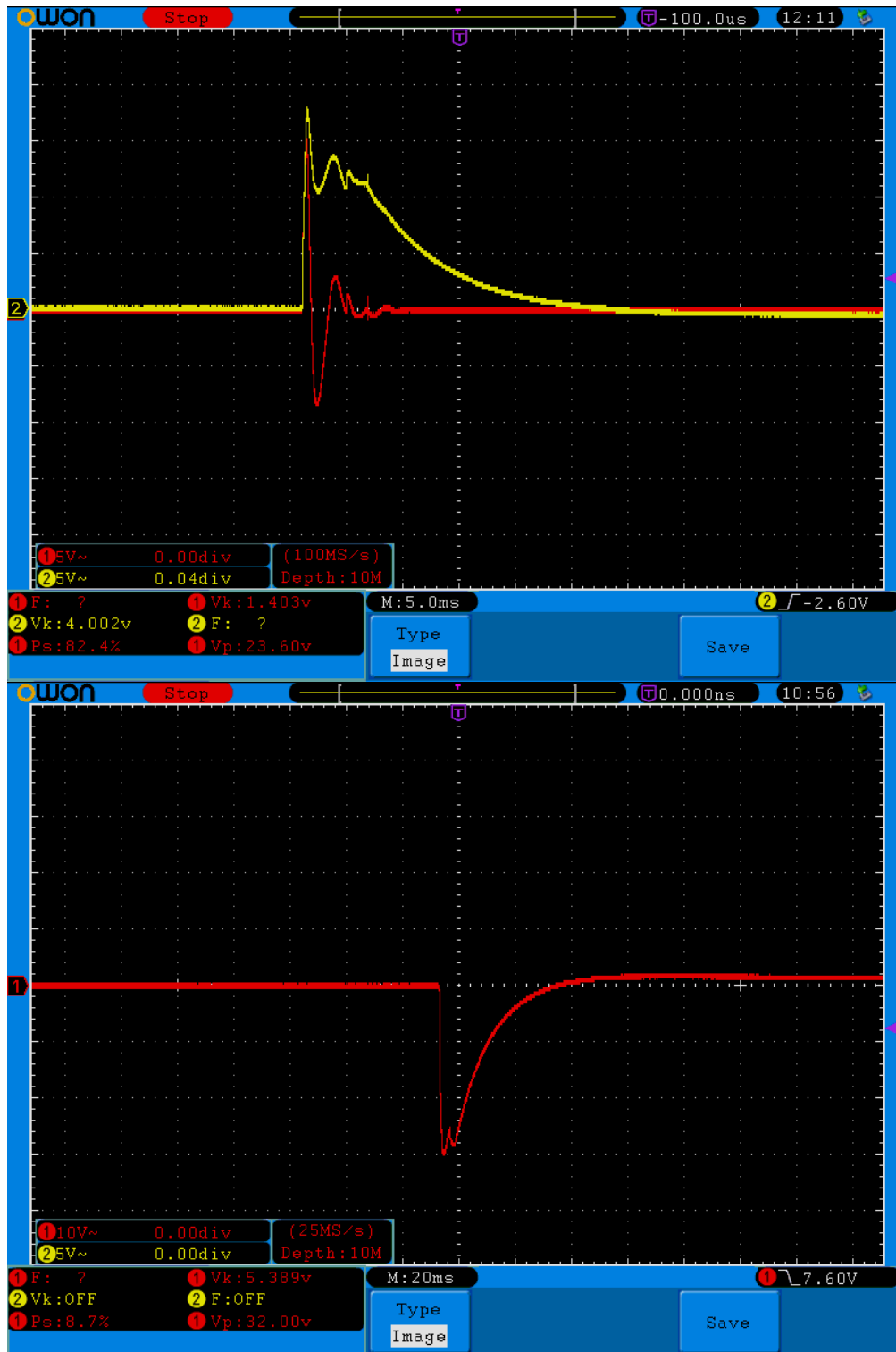


42. ábra: A kimenet és a kapcsolóegység feszültséglefutása

A képen a sárga jel a kimenet (terhelő ellenállás feszültsége), a piros jel a vasmagos kapcsolóegység feszültsége. A vasmagos egységen jól kivehető a telítődés, tehát az MPC jól van méretezve. Érdekes jelenség azonban a kimenet tuskóján lévő két csúcs. Ennek ahhoz lehet köze, hogy a tekercs még egyszer betelít. Ha megfigyeljük a tekercs feszültséglefutását, az első (fő kisülés) pozitív hupli mellett egy másik is fellép. Ez nem okoz akkora áramlökést, mert hosszabb idő alatt és kisebb feszültségen éri el a szükséges fluxust.

A következőkben a C2 kondenzátor és a C1 kondenzátor feszültségét is megnézzük.

Kezdjük a C2-vel. Referenciának bennhagytam az oszcilloszkópban a kapcsolóegység feszültséglefutását is. Jól látható, hogy együtt emelkedik a feszültség, ami nem meglepő, hiszen a kapcsolóegység a telítésig jó közelítéssel szakadásnak tekinthető. Telítés után mindkettő elemnél megfigyelhető egyfajta oszcilláció jelensége, ami a nem tökéletes energiaátadásra utal. De mint említettük, kisfrekvencián ez nem jelent akkora gondot.



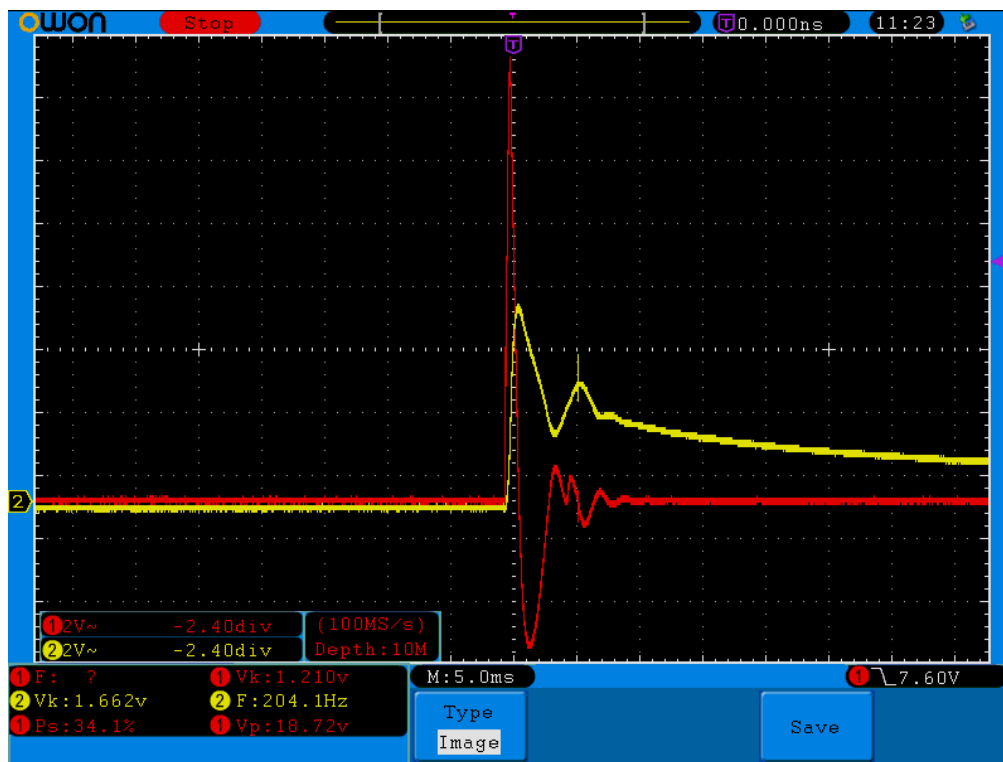
43. ábra: C2 és C1 kondenzátor feszültséglefutása

A C1-es kondenzátor feszültséglefutása a lentebbi részen látható. Ez viszont szinte ugyanaz, mint amit a szimulációban láttunk. A leesés pillanatában történik meg a kisülés, de nyilván nem

maradéktalanul, hiszen a táp ad rá egyfajta kényszert. De a fet zárását követően nyilván gond nélkül fel tud újra tölteni.

5.2.2. Diódás mérés

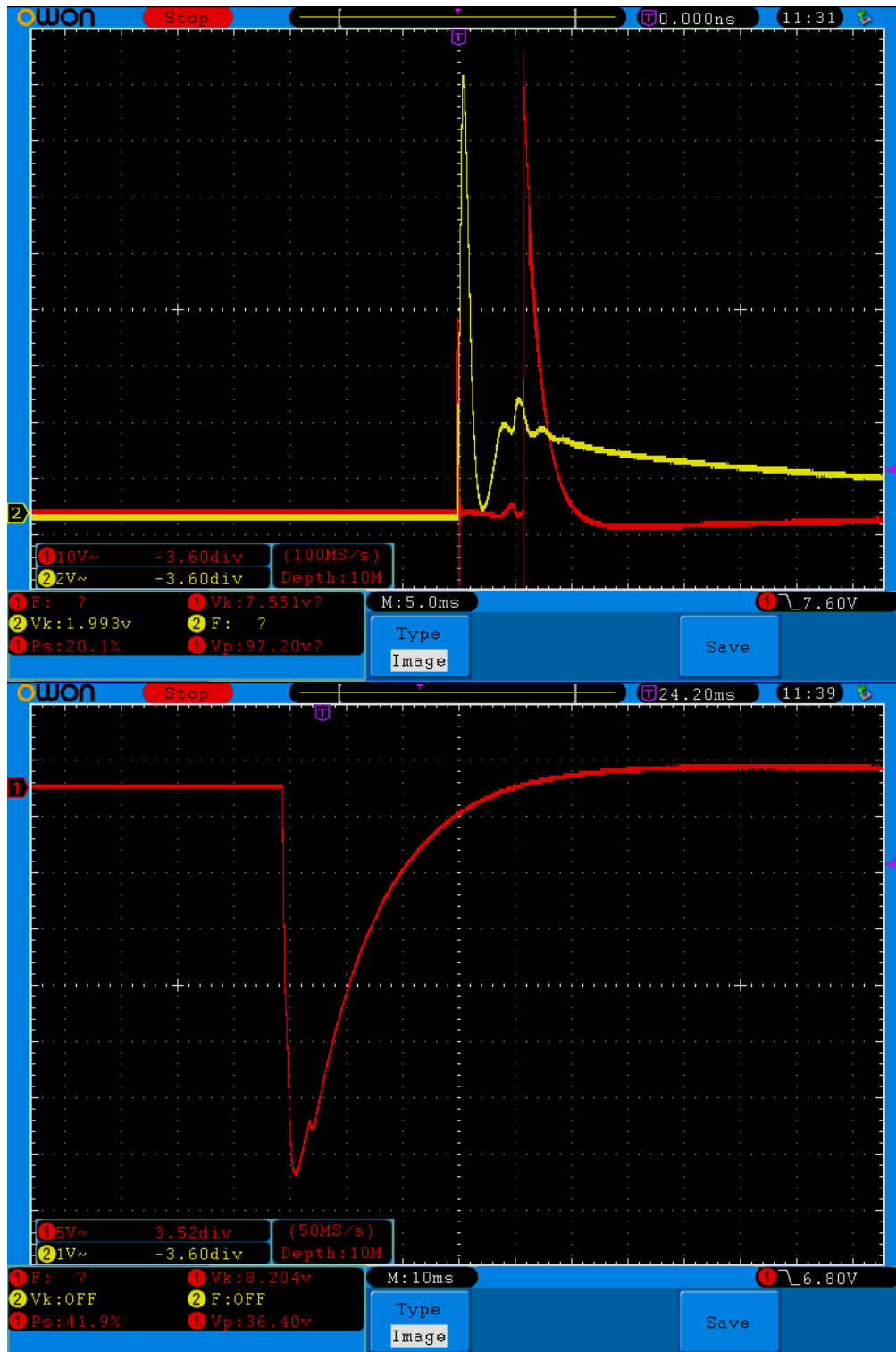
Ebben az esetben diódát használtam terhelés gyanánt, a DBD feszültségfüggő ellenálláskarakterisztikájának mimikálására. Azért fontos ez a mérés, mert a megfelelő DBD működéshez nagyfrekvenciás, impulzus üzemű táplálás szükséges, és meg kellett vizsgálni, hogy nemlineáris feszültségkarakterisztikájú elem hogyan reagál impulzusokra. DC táplálás azért nem megfelelő, mert az egyszerű töltésszétválasztást idézne elő a reaktorban, ami a nekünk szükséges villamos térerősség vektorral ellentétes irányú teret hoz létre, ami komolyan gátolja a kisülések fenntartását. Ennél a mérésnél is ugyanazokat a feszültségeket mértem, amit az előzőekben, az eredmények:



44. ábra: A kimenet és a kapcsolóegység feszültséglefutása diódás esetben

Egy szembetűnő különbség az, hogy mindkettő elem feszültségcsúcsa kisebb értékű lett (osztások alapján). Ez a feszültségfüggő karakterisztikának köszönhető. A dióda egy adott feszültség felett szinte rövidzár, tehát csak addig tud emelkedni a két elem feszültsége, amíg a dióda nem vezet.

A C2-es kondenzátor, L1 tekercs, illetve a C1 kondenzátor feszültsége:



45. ábra: C2 kondenzátor, L1 tekercs (felül) és C1 kondenzátor (alul) feszültségletfutása

Az eredmények alapján a C2-es kondenzátor feszültsége lecsökkent, még hozzá jelentősen. A piros

jel a primerkörü induktivitás feszültségalakja. Sajnos az a legnagyobb probléma, hogy az MPC-re jellemző jelalakok nem figyelhetők meg. Jelen esetben szinuszhullámokat kellene látnunk, de nem ez a helyzet, ennek magyarázata pedig valószínűleg az, hogy a C1-es kondenzátor kisülésében hiányzik a szinusz jelleg. Épp csak elkezdi leírni a görbét, és máris újra zár a fet. Ezért ilyen pillanatszerűek a C2-n és L1-en is a feszültségváltozások.

De valahol számítottam is erre, sajnos kevés idő maradt a mérésekre, és vannak még megoldatlan kérdések. Viszont sikerült elindulni a válasz felé vezető úton, és semmiképp nem hátrány, hogy a téma elméletét először alapos kutatás után megalapoztam, hogy a későbbiekben könnyebb dolgom legyen a gyakorlati oldallal.

6. Kitekintés

A dolgozatomban egy kicsit több hangsúlyt fektettem az elméleti alapozásra, talán ezzel a gyakorlati eredmények rovására, főleg a DBD terén, de úgy vélem, szükséges az elmélet átható ismerete, hogy utána könnyen lehessen a gyakorlatba ültetni azt.

Az általam megépített kisfrekvenciás MPC működése egyelőre az ideális, illetve szimulált eredményektől jelentős eltérést mutatott, ehhez egyértelműen további munka szükséges. DBD táplálására is elképzelhető, hogy a soros konstrukció, amellyel nem lehet a bemeneti feszültséget növelni, nem a legalkalmasabb, erre valószínűleg majd párhuzamos MPC lesz szükséges. Ennek a működési elve abban rejlik, hogy a vasmagos kapcsolók helyett telítődő vasmagú transzformátorokat használunk az egyes fokozatok összekapcsolására. Az áttétel megfelelő beállításával feszültségnövelés is elérhető az áramnövelés mellett. De ez egyelőre még távlati cél.

A dolgozatban leginkább az ismert tények mögött álló fizikát igyekeztem feltérképezni, az elméleti alapokat lefektetni, hogy ezek után könnyebben lehessen alkalmazni a megismert hátterét a jelenségeknek. Többek közt a soros MPC kondenzátorainak kapacitásának nagyságának viszonyát sikerült matematikailag meghatározni, milyen esetben lehet ideális energiaátvitelt biztosítani a fokozatok között. Továbbá, ami nagyon fontos, az elektrohidrodinamika Morrow és Sato által létrehozott formulája, és az elektrohidrodinamika fontos alaptörvényei segítségével sikerült a DBD plazma áram-feszültség karakterisztikáját meghatározni, ami kulcsfontosságú a későbbiekre nézve.

A legfontosabb feladat a következőkre az lesz, hogy soros MPC-vel egy valódi DBD reaktort megtápláljak, és azáltal ózont tudjak termelni. A DBD fizikájának megalapozására úgy vélem, alkalmas volt a dolgozat, hiszen sikerült meghatározni, miképpen is függ egy ilyen kisülés esetén az áramerősség a feszültségtől, ami egy erősen nemlineáris kapcsolat. Ennek imitálására diódákkal is sikerült méréseket végezni, és határozott különbség látható egy egyszerű ohmos ellenálláshoz képest. Azonban ne felejtsük el, hogy a dióda is alapvetően ohmikus terhelésnek fogható fel, miközben a DBD kisülés kapacitív tulajdonságot is mutat. Ennek elméleti megalapozása tulajdonképpen megtörtént a dolgozatban, a következő nagy feladat egy működő berendezés, és egy hozzá megfelelően megtervezett MPC megépítése lesz, ami már valószínű hogy nagyfeszültségen (2-3 kV) kell, hogy működjön.

Irodalomjegyzék

- [1] Choi, Jae-Gu. (2010). *Introduction of the Magnetic Pulse Compressor (MPC) - Fundamental Review and Practical Application*. Journal of Electrical Engineering and Technology. 5. 484-492. 10.5370/JEET.2010.5.3.484.
- [2] T. Sakugawa et al., "High repetition rate pulsed power generator using IGBTs and magnetic pulse compression circuit" 2009 IEEE Pulsed Power Conference, Washington, DC, 2009, pp. 394-398, doi: 10.1109/PPC.2009.5386283.
- [3] Gaál Botond, „Magnetic Pulse Compressor modellezése, tervezése és építése”, BME-VIK szakdolgozat, 2021.
- [4] Kádár I.: Elektrotechnika jegyzet: IV. A mágneses tér alapfogalmai, alaptörvényei, mágneses körök.
- [5] D. M. Barrett, „Core reset considerations in magnetic pulse compression networks”, Tetra Corporation, 3701 Hawkins St. NE, Albuquerque, NM 87 109.
- [6] Budó Á.: Kísérleti fizika II.
- [7] A.C. Aba'a Ndong*, N. Zouzou, N. Benard, E. Moreau, „Geometrical optimization of a surface DBD powered by a nanosecond pulsed high voltage”, Pprime Institute, CNRS e Poitiers University e ENSMA, SP2MI e Téléport 2 Boulevard Marie & Pierre Curie, BP 30179, F86962 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France, Journal of Electrostatics 71 (2013) 246e253
- [8] L. Giuliani,^{1, 2} D. Grondona,^{1, 2} and F. Minotti,^{1, 2, a)}, “Relation between circuit current and plasma current density in plasma discharges with dielectric media”, 1) Universidad de Buenos Aires, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Departamento de Física, Buenos Aires, Argentina. C1428EGA, 2) CONICET-Universidad de Buenos Aires, Instituto de Física del Plasma (INFIP), Buenos Aires, Argentina. C1428EGA, AIP Publishing, Physics of Plasmas, 16 April 2020

- [9] Rhee, Jae-Ho & Kim, Se-Hoon & Baek, Ji-Eun & Ko, Kwang-Cheol. (2018). *Method for Self-Resetting of Magnetic Switches in a Magnetic Pulse Compressor Without Additional Reset Circuits*. IEEE Transactions on Plasma Science. PP. 1-5. 10.1109/TPS.2018.2860975.
- [10] D. Zhang, Y. Zhou, J. Wang and P. Yan, "A compact, high repetition-rate, nanosecond pulse generator based on magnetic pulse compression system" in IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 18, no. 4, pp.1151-1157, August 2011, doi: 10.1109/TDEI.2011.5976109.
- [11] G.H. Rim, E. P. Pavlov, J.S. Kim, „Nanosecond pulse generation with nonlinear capacitors and magnetic power compression”, Korea Electrotechnology Research Institute (KERI), Kyung-Nam, Chang-won, Sung-Ju Dong 28-1, Korea.
- [12] Ruixue Wang , Member, IEEE, Yawen Yang, Shubin Chen, Hui Jiang , and Philip Martin, „Power Calculation of Pulse Power-Driven DBD Plasma”, IEEE Transactions on Plasma Science, VOL. 49, NO. 7, JULY 2021