

Mágneses doménfal dinamikán alapuló logikai eszközök tervezése és szimulációja



Pázmány Péter Katolikus Egyetem

Információs Technológiai Kar

Papp Ádám

mérnök informatikus, MSC I. évf

Témavezetők:

Dr. Csurgay Árpád (professzor)

Dr. Csaba György (kutató professzor)

2012

Tartalomjegyzék

Bevezetés	3
1. Mágneses logikai eszközök alapjai	5
1.1. Jelterjedés mágneses mezővel csatolt elemek között	5
1.2. Mágneses logikai elemek	6
1.3. Mikromágnesség - fizikai háttér	7
1.3.1. Statikus mikromágnesség	7
1.3.2. Dinamikus mikromágnesség	8
1.4. Mágneses domének	8
1.5. Co/Pt multilayerek	9
1.5.1. Nukleáció beállítása FIB segítségével	9
1.6. A szimulációs eszközök	10
2. Doménfal dinamika mágneses vezetékekben	11
2.1. Doménfal típusok	11
2.2. Doménfal propagáció	12
2.3. Oszcilláció, Walker breakdown	13
2.4. Gyorsítás in-plane tér alkalmazásával	14
3. Többségi kapu alapú Full Adder (FA)	17
3.1. Blokkdiagram	17
3.2. Megvalósítás csatolt mágneses vezetékekkel	18
3.3. A mágneses csatolás	19
3.3.1. A nukleáció indulási terének beállítása a vezeték elején	19
3.3.2. Az egyes vezetékek terének beállítása a kapcsolási (nukleációs) pontban	20

3.3.3. A szükséges külső tér nagyságának kiszámítása	22
3.3.4. A teljes struktúra szimulációja	24
3.3.5. Megvalósítás	25
Összefoglalás	28
Köszönetnyilvánítás	29
Irodalomjegyzék	31

Bevezetés

Napjaink számítógépei elektromosan dolgozzák fel az információkat. A mágneses technológia is fontos szerepet játszik a mai eszközökben, de szinte kizárólag a tárolóeszközökben alkalmazzák (merevlemez, floppy, mágnesszalag, stb.). A mágneses elven alapuló technológiák már a kezdetektől jelen voltak a számítástechnikai eszközökben, és legalábbis információtárolás terén egyértelmű előnyben vannak.

A mai mágneses tárolók nagy hátránya a mozgó alkatrészek használata, ennek kiküszöbölése fontos, ám nem triviális feladat. Mintegy másfél évtizedre tekint vissza a mikromágnes alapú memória illetve számítási eszközök kutatása. Nanorészecskék kölcsönhatásából létrehozott számítási eszköz ötlete a Quantum Cellular Automata (QCA) kapcsán merült fel [1], de az elmélet ennél általánosabb, más fizikai részecskékre is átvihető. A Mágneses Quantum Cellular Automata (MQCA) ötletét 2000-ben Cowburn és Welland vetette fel [2]. Az MQCA-ban körülbelül $100nm$ nagyságú egy-domén mágneses részecskék egymással a mágneses mező által csatolva alkotnak logikai számítási egységet. Az architektúra elméleti szinten nagyságrendekkel kisebb energiával üzemel, mint a CMOS technológiák, és jóval nagyobb sűrűség érhető el vele. Becslések szerint 10^{10} mágnes másodpercenként 10^8 (100MHz) kapcsolása mindössze $0.1W$ energiát disszipálna [3]. Az eddig kidolgozott QCA technológiákkal szemben nagy előnye, hogy szobahőmérsékleten üzemel, ráadásul nem csak egy szűk hőmérséklet-tartományban, hanem akár rendkívül alacsony hőfokon is, ami alkalmassá teheti az úrben történő alkalmazásra. Mindemellett litografikus technológiával, olcsó anyagokból előállítható. A technológia új típusú számítási modelleket is felvet, alkalmas lehet például Processing-In-Memory (PIM) vagy Cellular Neural Network (CNN)[4] megvalósítására.

Ezen eszközök tervezéséhez szükséges a mágneses viselkedés mély megértése. A mikromágneses egyenletek komplexitása miatt numerikus számításokra van szükség, melyekhez elérhetőek szoftverek. A szimulációkhoz a széles körben alkalmazott OOMMF

(Object Oriented Micromagnetic Framework)[5] szoftvert használtam, mely képes a struktúrát 3D-ben, dinamikusan (időben) modellezni. Egyelőre a hőmérséklet figyelmen kívül hagyásával ($T=0K$) futottak a szimulációk, ez még változtatható a paramétereken, de a tervezésnél figyelembe vettem ennek várható hatását, megfelelően széles szabadságot adva a paramétereknek.

Az általánosan használt permalloy ($Ni_{80}Fe_{20}$) olcsó és egyszerű ugyan, de alkalmazásának megvannak a korlátai. Jelen munkában Co/Pt vékony filmeket használunk, mely a síkjára merőleges irányú a mágnesezettsége (out-of-plane). Ennek egyik nagy előnye, hogy több-bemenetű kapukat készíthetünk, így bonyolultabb műveleteket megvalósíthatunk kevesebb kapuval, mint az eddig alkalmazott struktúrákkal. Erre példaként megterveztünk egy Full Adder-t, melyet mindössze két kapu épít fel. Az általunk kidolgozott struktúrákkal az eddigieknél kompaktabb, gyorsabb, hatékonyabb logikákat készíthetünk.

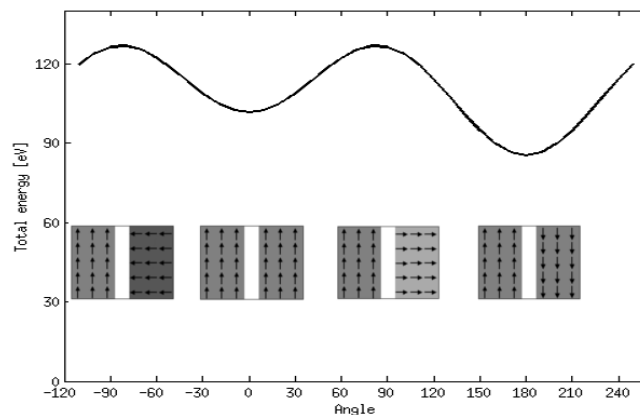
A tervezésnél végig fontos szerepet játszott a megvalósíthatóság kérdése, elsősorban olyan eszközök tervezése a cél, melyek előreláthatóan a közeljövőben megvalósíthatóak, működésük mérésekkel is igazolható. Az itt ismertetett Full Adder fizikai megvalósítása tesztelés alatt áll, működését részben sikerült mérésekkel is igazolnia a Technische Universität München egyetemen velünk kapcsolatban álló csoportnak.

1. fejezet

Mágneses logikai eszközök alapjai

1.1. Jelterjedés mágneses mezővel csatolt elemek között

Az mágneses eszközökben az egyes elemek mágneses téren keresztül csatoltak. A mágneses anyagok maguk körül mágneses teret keltenek, ha megváltozik a mágneses-zettségük, változik ez a mágneses tér is. Így ha megváltoztatjuk egy mágnes mágneses-zettségét, a megváltozó tere által a körülötte lévő más mágneseket is átkapcsolhatja. A hétköznapiakból is ismert lemágnesezési kölcsönhatás az egymás melletti mágneseket ellentétes irányba igyekszik beállítani. Ennek megfelelően ez az ellentétes állás energetikailag kedvező állapotot jelent, az azonos irány pedig magas energiaszintet. Két mágnes energiaszintjét az egymáshoz viszonyított szög függvényében mutatja a [1.1](#) ábra.



1.1. ábra. Két mágnes energiaszintje az általuk bezárt szög függvényében

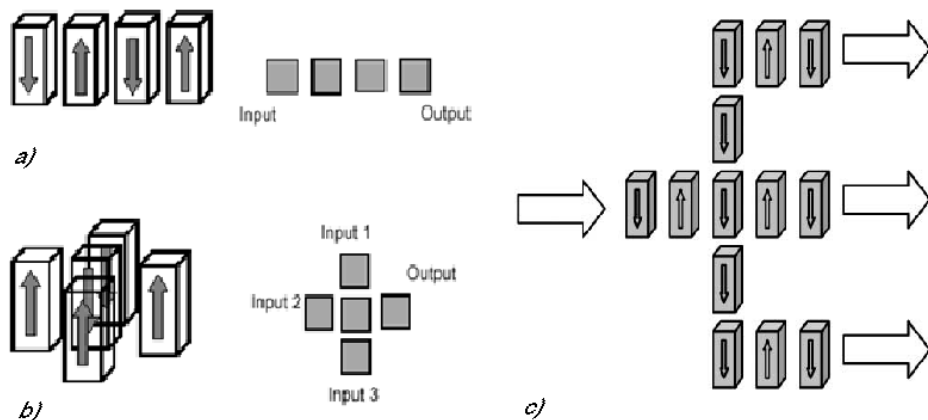
Egymás mellé helyezett mágnesekből csatolt logikákat építhetünk, ahol a bemeneti

elemek változtatásával a mágneses térrel csatolva a többi mágnes az energiaminimum felé törekszik, ezáltal előállítva a kimenetet. A logikai szinteket a mágnesezettség iránya reprezentálja.

1.2. Mágneses logikai elemek

Két mágnest megfelelő módon egymás mellé helyezve egy invertert kapunk: az egyik (bemeneti) elemet beállítva a mellette lévő ellentétes mágnesezettséget vesz fel, azaz ellenkező logikai állapotba áll be. Ezek az inverterek adják a vezetékeinket is, páros számút egymásmellé téve ponált, páratlan szám esetén negált kimenettel.

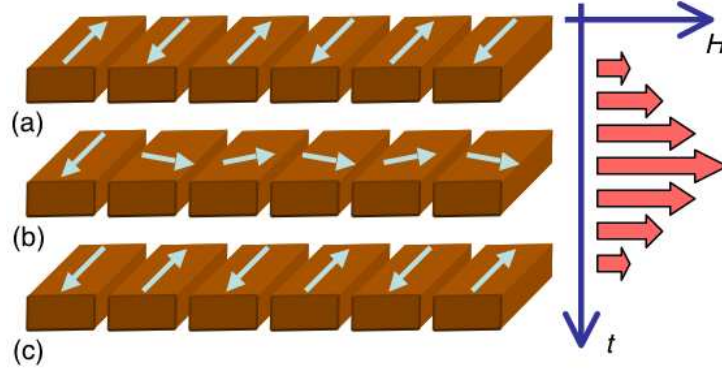
Mágnesekből egyszerűen építhetünk többségi kapukat egy központi elem köré helyezve három bemeneti és egy kimeneti mágnest. A bemeneti elemek tere a "fizika segítségével" előjelesen összeadódva beállítja a központi elemet, ami aztán terével kapcsolja a kimeneti elemet. Többségi kapukkal előállíthatunk AND illetve OR kapukat egy bemenet megfelelő rögzítésével, így láthatóan teljes boolean logikát létrehozhatunk mágnesekkel. A logikai elemek vázlatos felépítését a 1.2 ábra mutatja.



1.2. ábra. Logikai elemek kétállapotú mágnesekből: a) inverter b) többségi kapu c) jelosztó [6]

Ezek az eszközök kétállapotú mágneses részecskékből épülnek fel, melyeket egységes mágnesezettségűnek tekintünk. A működéshez szükség van egy kiértékelő külső mágneses térre, mivel a rendszer megakad a lokális energiaminimumokban (a 1.1 ábrán látható, hogy a két mágnesből álló rendszernek is két lokális energiaminimuma van). A külső teret, mint órajelet alkalmazzuk, a mágneseket magas energiaszintbe hozva, majd

a kiértékelés sorrendjében visszaengedve. Ezt a kiértékelést a 3.5 ábra szemlélteti.



1.3. ábra. A kiértékelő (órjel) tér alkalmazása a) rendezetlen állapot b) magas energiaszinten c) kiértékelve (energiaminimumon)[6]

1.3. Mikromágnesség - fizikai háttér

1.3.1. Statikus mikromágnesség

Az anyag mágnesezettségét, azaz az elemi dipólusmomentumok elrendeződését $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ vektormezővel írjuk le. Mivel az anyagban az elemi dipólusok sűrűsége állandó, $M_S = |\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)|$ az anyagra jellemző telítettségi mágnesezettség. Mágneses egyensúlyról beszélünk, ha a mágnesezettséghez tartozó energiaszint minimális, avagy az egységnyi térfogatra eső mágneses forgatónyomaték zérus.

Az effektív mágneses tér a különböző hatások összegéből áll:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{dem}} + \mathbf{H}_{\text{exch}} + \mathbf{H}_{\text{ani}}$$

A egyenletben szereplő mezők:

- $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ a külső mező
- $\mathbf{H}_{\text{dem}} = -\text{grad} \left[\frac{1}{4\pi\mu_0} \left(-\int \frac{\text{div}\mathbf{M}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dV' + \int \frac{\mathbf{M}\mathbf{n}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dS' \right) \right]$ a dipólusok által generált mező, $\mathbf{n}$ a felület normálvektora
- $\mathbf{H}_{\text{exch}} = \frac{2A_{\text{exch}}}{M_S^2} \nabla^2 \mathbf{M}$ a kicserélési kölcsönhatás, A_{exch} anyagra jellemző paraméter
- $\mathbf{H}_{\text{ani}} = \frac{2K_1}{\mu_0 M_S^2} \mathbf{a} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{a})$ anizotrópia, K_1 anyagra jellemző paraméter, $\mathbf{a}$ az easy axis irányába mutató egységvektor

Az effektív mágneses mezőből a minta teljes energiája:

$$E = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{H}_{\text{eff}} \mathbf{M} dV$$

1.3.2. Dinamikus mikromágnesség

Mivel nem csak statikus eszközöket akarunk előállítani a mágnesekből, hanem dinamikus számítási egységeket, szükséges a mikromágneses dinamika megismerése, azaz hogy hogyan változik az $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ mágneses eloszlásfüggvény a $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$ mező hatására. Első megközelítésben a mágnesezettség megváltozását a következőképpen írhatjuk fel:

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$$

Az egyenletben $\gamma = 2.211 \times 10^5 \frac{\text{m}}{\text{A}\cdot\text{s}}$ a giromágneses tényező. Ebben azonban még nem szerepel disszipatív tag, így az energia soha nem csökken. Ehhez egy új tagot kell az egyenlethez hozzávenni, melyre a következők teljesülnek:

- Ez egy fenomenologikus tag.
- Arányos $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}$ -el, azaz a gyorsabb precesszióhoz nagyobb csillapítás tartozik.
- Merőleges $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}$ -re, azaz nem változtat a precesszió sebességén, pusztán disszipatív tag.
- Merőleges $\mathbf{M}$ -re, azaz nem változtat a mágnesesség nagyságán.

A fentiek alapján az új taggal kibővített egyenlet (Landau-Lifshitz egyenlet):

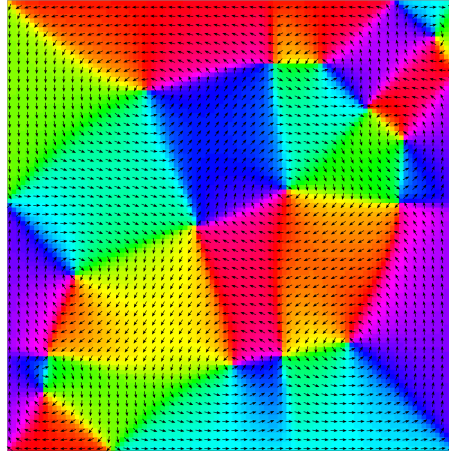
$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) + \frac{\gamma \alpha}{M_S} (\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times (\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)))$$

Az egyenletben megjelenő α a csillapítási tényező, anyagra jellemző mennyiség, permalloy esetében például $\alpha \approx 0,008$.

1.4. Mágneses domének

A mágneses anyagok a kicserélési és a lemágnesezési kölcsönhatás ellentétes hatása miatt doménekre szakadnak. A kicserélési kölcsönhatás rövid távolságokon (pár nm) sokkal erősebb a lemágnesezéstől, távolabb viszont megfordulnak az erőviszonyok. Így az anyagban az elemi dipólusok egy irányba rendeződnek, ezek alkotják a domének homogén belsejét, de nagy távolságban ez a rendezettség megszakad, ezért alakulnak ki a

domének. A két domén közötti átmeneti sávot nevezzük doménfalnak, melynek szélessége pár nanométer, a domének méretéhez képest keskeny. Egy tipikus doménszerkezetet mutat a 1.4 ábra egy $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$ méretű vékony permalloy mágnesben.



1.4. ábra. $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$ méretű permalloy minta doménszerkezete, a színek a mágnesezettség irányát jelölik (OOMMF szimuláció)

1.5. Co/Pt multilayerek

Co és Pt ultravékony ($<1\text{nm}$) rétegek egymásra helyezésével magas anizotrópiájú filmeket készíthetünk, a film síkjára merőleges anizotrópia tengellyel. Az anizotrópia a két kristálysírk határán alakul ki, így függ a rétegek számától és minőségétől, a mágnesezettséget a Co adja, így a rendszer M_S szaturációs mágnesezettsége a két anyag aránya szerint csökken (tehát bizonyos mértékben szabályozható).

1.5.1. Nukleáció beállítása FIB segítségével

A Co/Pt rétegek FIB (Focused Ion Beam) besugárzásával lokálisan csökkenteni lehet az anizotrópiát, gyakorlatilag bármilyen mértékben (akár nullára is). A nehéz ionok elmosásuk a határt a két réteg között, ennek hatására csökken az anizotrópia, ami kisebb kapcsolási teret eredményez. Ha csak lokálisan bizonyos pontban sugározunk be egy mágneset, akkor abban a pontban már kisebb tér hatására is megindul az átkapcsolás, tehát szabályozni tudjuk, hogy a mágnes hol kezdjen el átkapcsolni. Ez a dotok esetében azért hasznos, mert elérhető az irányított jelterjedés, ha minden mágneset azon az oldalon sugározunk be, amelyik irányból kapcsolni szeretnénk[7][8]. Ha egy pontban sugározunk

be egy mágnest, akkor abban a pontban lokális térrel szabályozható az átkapcsolás.

1.6. A szimulációs eszközök

A mikromágneses szimulációkat a széles körben használt OOMMF (Object Oriented Micromagnetic Framework)[5] programmal végeztem, mely numerikusan megoldását adja a Landau-Lifshitz-Gilbert egyenletnek véges differencia módszerrel. A kód C++ és Tcl/Tk nyelven íródott, a problémák leírása Tcl nyelven történik. Bonyolultabb struktúrákhoz ezt a kódot MATLAB segítségével generáltam, melyben szkriptek segítségével importálni tudtam 3D CAD szoftverekkel megrajzolt struktúrákat. Az OOMMF által generált adatfájlokat szintén MATLAB segítségével dolgoztam fel, ahol lehetőség van közvetlen ábrázolásra, illetve szükség esetén 3D vizualizációs fájlokat generáltam (VTK) melyeket grafikus szoftverekkel kirajzolhatunk.

2. fejezet

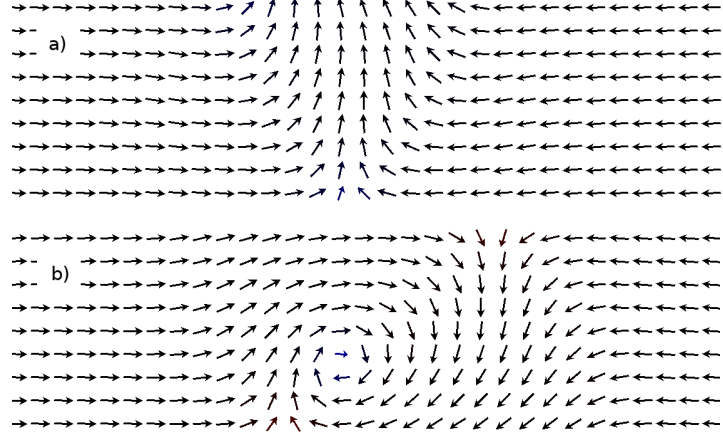
Doménfal dinamika mágneses vezetékekben

2.1. Doménfal típusok

A mágneses domének határán a mágnesezettség a két különböző irány között valamilyen módon változik. Ez az átmenet nem ugrásszerű, de viszonylag kis távolságon belül esik, ezt nevezhetjük a doménfal szélességének. Attól függően, hogy a mágnesezettség hogyan fordul át egyik irányból a másikba, többféle doménfalt különböztethetünk meg. Tekintsük most csak azokat falakat, ahol a két szomszédos domén mágnesezettsége 180° -ot zár be. Egy permalloy vezetékben alapvetően kétféle típust különböztetünk meg: transverse és vortex (lásd [2.1](#) ábra). A transverse falak sokkal stabilabbak és kezelhetőbbek, mint a vortex típusúak, ezért elsősorban ezeket vizsgáltuk. A két faltípus különböző valószínűséggel fordul elő különböző méretű és oldalarányú vezetőkben, a vastagabb, szélesebb struktúrákban könnyebben kialakulnak vortex falak.

Ezekon kívül kétféle faltípust szokás megkülönböztetni: Néel illetve Bloch típusú falakat. A Néel falak esetében a mágnesezettség vektor egy síkban fordul át a két domén között, míg a Bloch falakban kifordul ebből a síkból.

Permalloyban a vezeték síkjában fordul át a mágnesezettség, mivel a permalloy-nak nincs kristály-anizotrópiája, csak a geometriai anizotrópia kényszeríti a geometria hosszabb tengelyével párhuzamos állásba. Co/Pt multilayeres esetén a jelentős uniaxiális kristály-anizotrópia a film síkjára merőleges (out-of-plane) mágnesezettséget alakít ki, a mágnesezettség vektor pedig minimális energiával a vezeték hossztengelyének irá-



2.1. ábra. Kétféle doménfaltípus permalloyban a) transverse b) vortex

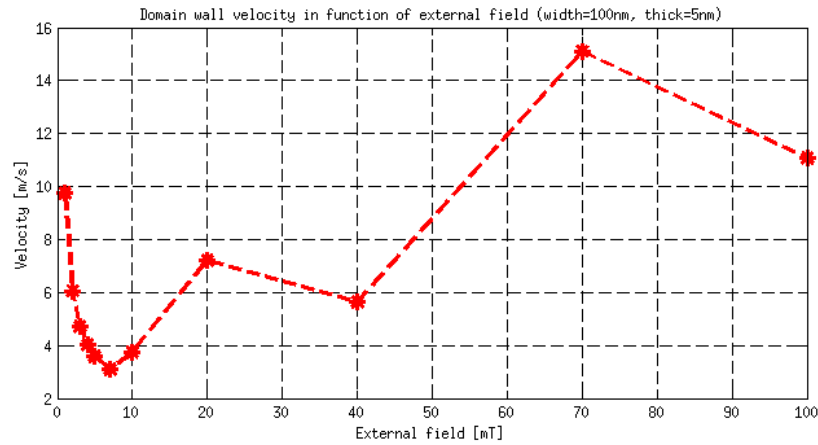
nyában fordul át (Néel típusú fal), de ebből a síkból könnyen kifordítható (Bloch fal). Mozgás közben a kettő között váltakozhat (lásd oszcilláció).

2.2. Doménfal propagáció

Az egyik domén mágnesezettségével egyirányú külső mágneses teret alkalmazva a doménfal elmozdul a másik domén irányába. Ez a legegyszerűbb és leghatékonyabb módja a fal elmozdításának. A külső tér iránya tehát meghatározza a fal terjedésének irányát. Lehetséges még a doménfalvezetőn áramot átfolyatva hajtani a falat, ez azonban kevésbé hatékony. A permalloy vezető esetében a vezeték hossz tengelyével párhuzamosan kell a teret alkalmazni, melynek hátránya, hogy egymásra merőleges vezetékeket nem lehet ugyanazzal a térrel meghajtani. Ezzel szemben a Co/Pt filmekben a propagáló tér a struktúra síkjára merőleges, így a síkban bármely irányban képes mozgatni a doménfalat. Ennek köszönhetően sokkal szabadabban építközhetünk, a vezetéket a síkban bármilyen irányba vezethetjük. A szimulációk alapján a Co/Pt-ban ráadásul kisebb tér hatására is elindul a fal, bár a valóságban ezt kristálytani hibák megakadályozhatják (a termikus zaj viszont segítheti). A fal terjedésének sebessége függ a tér nagyságától, azonban nem egyszerű kapcsolat van a kettő között. Ennek egyik oka az, hogy a fal nem stabil a mozgás közben.

2.3. Oszcilláció, Walker breakdown

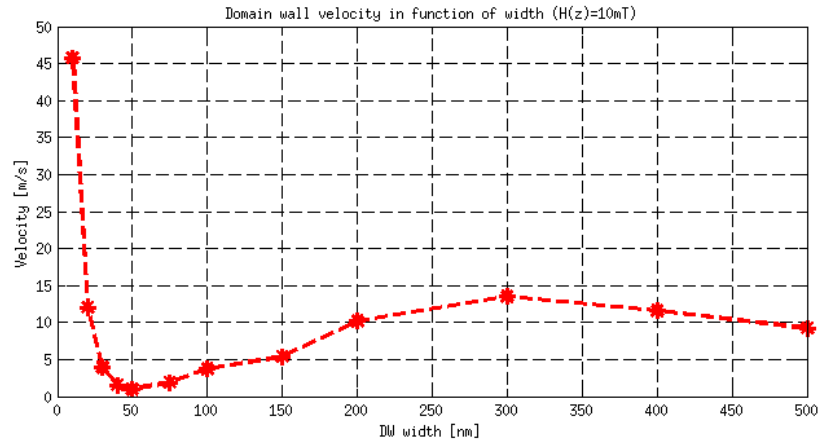
A doménfal kis terekkel hajtva egyenletes mozgást végez a tér nagyságától közel lineárisan függő sebességgel. Ez csak viszonylag kis terek esetén érvényes, bizonyos szint után az egyenletes haladást egy oszcilláló mozgás váltja fel, melynek sebessége jóval kisebb, mintha a kezdeti lineáris szakasz folytatódna, sőt jelentős sebességcsökkenés történik az oszcillációk kezdetekor. Ezt a hirtelen törést nevezzük Walker-breakdown-nak [9][10]. A 2.2 ábrán látható egy ilyen görbe, $1mT$ alatt nincsenek eredmények feltüntetve, ezért a lineáris szakasz nincs ábrázolva, de jól látható a hirtelen visszaesés, utána lassú növekvés. A nagyobb tereknél tapasztalható egyenetlenségek megértéséhez további vizsgálatok szükségesek. Az ábrából azonban leolvasható, hogy $10mT$ körül – ahol ideális lenne a működés, mivel már a zajszint feletti nagyságú a tér, viszont kellően alacsony a kis fogyasztáshoz – legalacsonyabb a sebesség, mindössze pár m/s .



2.2. ábra. A doménfal terjedési sebessége a külső tér függvényében (OOMMF szimuláció $1\mu m \times 100nm \times 5nm$ Co/Pt vezetékben)

A sebességet több tényező is befolyásolja, így az előbbi érték szerencsére jelentősen növelhető. A 2.3 ábra a terjedési sebességnek a vezeték szélességétől való függését szemlélteti. Nagy szélességek ($>300nm$) esetén a fal nem tekinthető tovább egy egyenesnek, hosszirányban is rendezetlen hullámvázba kezd, ezért a sebessége visszaesik. Figyeljük meg, hogy a 2.2 ábrán látható szimulációknál használt falszélesség pont minimális sebességet ad, és fordítva, a 2.3 ábrán használt $10mT$ az előző ábra minimumhelye. Ebből következik, hogy valószínűleg a paraméterek megfelelő megválasztásával ezeknél sokkal nagyobb sebességeket is elérhetünk. Később érdemes lehet ezt a függést mindkét

dimenzióban egyszerre megvizsgálni. A sebesség függ a film vastagságától is, a szimulációk alapján a vastagság kis mértékű növelésével (50%) a sebesség némileg növelhető, azonban ebben a dimenzióban kisebb lehetőségünk van a változtatásra a fal szerkezetének megtartása mellett.

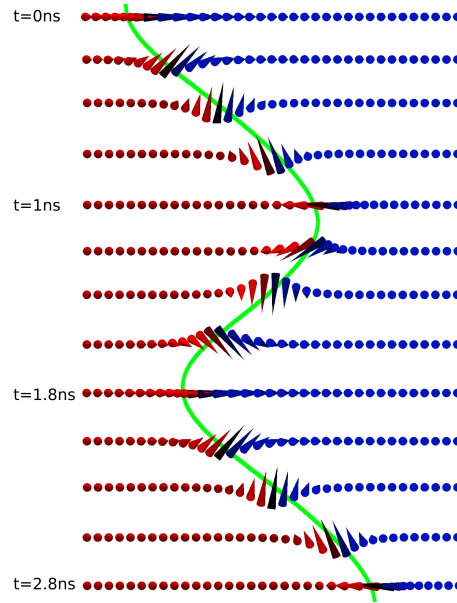


2.3. ábra. A doménfal terjedési sebessége a vezető szélességének függvényében (OOMMF szimuláció $B_z=10\text{mT}$)

Az oszcillációk jellegét vizsgálva azt tapasztaltuk, hogy a haladás közben a fal a Néel és Bloch típusok között váltakozik, úgy, hogy közben a mágnesezettség a fal közepén körbe forog. Ennek hatására a fal haladásához egy szinuszos komponens is hozzáadódik, ennek eredményeképpen a fal haladás közben oda-vissza mozog (2.4). A mozgás részletes leírására jelen munkában nem térünk ki, ez a téma külön tanulmányt érdemelne.

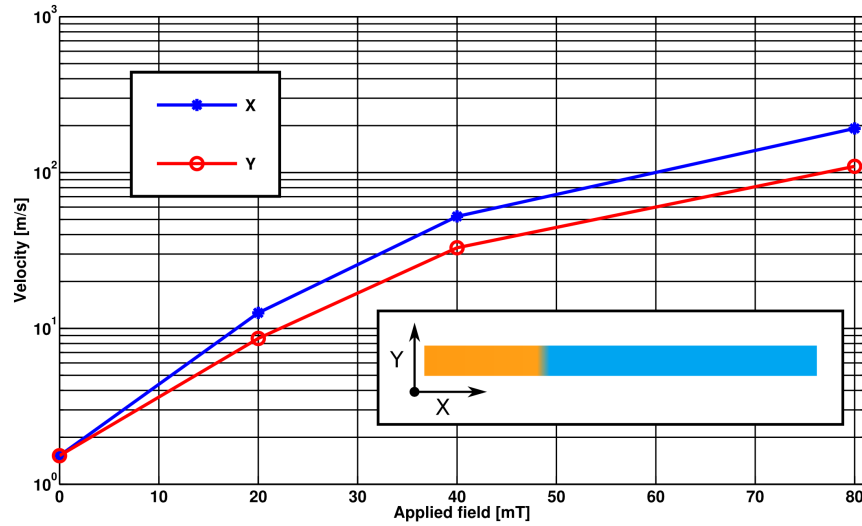
2.4. Gyorsítás in-plane tér alkalmazásával

A doménfal sebességének növelési lehetőségeit keresve egyik jelentős felfedezésünk volt, hogy állandó in-plane mágneses térben a doménfalterjedés sebessége sokszorosára nő. Ez a hatás csak kicsiben függ a mágneses tér állásától, és nem függ az irányától, tehát az eszközbe állandó mágnesként beépíthető, egyáltalán nem fogyaszt energiát. A 2.5 ábrán látható egy szimulációs eredmény, mely a vezetékkel párhuzamos és arra merőleges irányokban alkalmazott in-plane mágneses tér függvényében mutatja a doménfal sebességét. Jól látható, hogy akár két nagyságrendnyi sebességnövekedés érhető el a módszerrel, és a két irány között nincs szignifikáns különbség. Ugyanakkor megfigyeléseink szerint bármilyen irányban alkalmazhatjuk a segédteret, a gyorsítás mértéke



2.4. ábra. A doménfal oszcillációja haladás közben (OOMMF szimuláció)

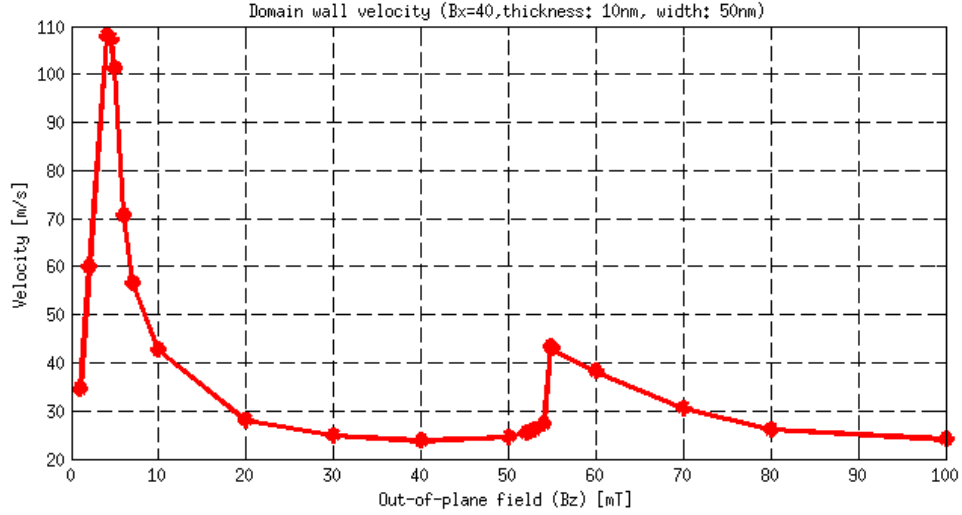
a két eset vektoros összegeként adódik. Permalloy esetében korábban is alkalmaztak hasonló megoldást, azonban out-of-plane mágnesezettségű falakra való kiterjesztéséről nem tudunk.



2.5. ábra. A doménfal terjedési sebessége az alkalmazott in-plane tér függvényében (OOMMF szimuláció $1\mu m \times 50nm \times 10nm$ Co/Pt vezetékben)

Ez a megoldás nem szünteti meg az oszcillációt, a frekvenciáján sem változtat, azonban a longitudinális mozgás amplitúdóját és a haladás sebességét megnöveli. A 2.6 ábrán

látható, hogy hogyan változik a sebesség az alkalmazott külső síkra merőleges tér függvényében. Láthatjuk, hogy a Walker-breakdown is nagyobb térértékek felé tolódott.



2.6. ábra. A doménfal terjedési sebessége az out-of-plane külső tér függvényében $40mT$ in-plane teret alkalmazva (OOMMF szimuláció $1\mu m \times 50nm \times 10nm$ Co/Pt vezetékekben)

A módszernek természetesen korlátja is van, az alkalmazott tér $100mT$ fölött már instabillá teszi a mágnesezettséget, mivel az out-of-plane irányból jelentősen elfordítja a mágnesezettség irányát. A későbbi eszközökben már mindenhol alkalmaztuk ez a megoldást, mivel a szimulációt is jelentősen felgyorsítja, és a tervezett eszközök sebességét is megnöveli, avagy fogyasztását csökkenti, mely növeli a lehetséges alkalmazások számát.

3. fejezet

Többségi kapu alapú Full Adder (FA)

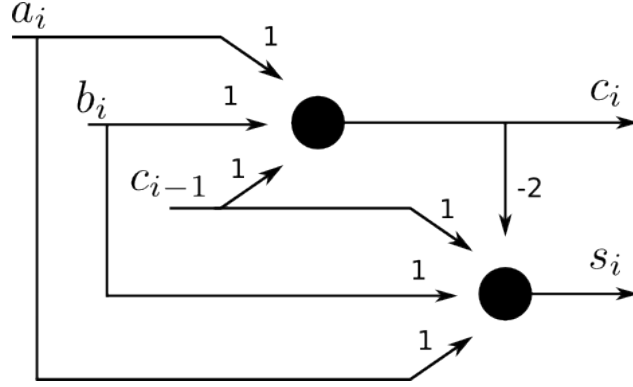
3.1. Blokkdiagram

Egy threshold-gate általános esetben a bemenetekből állít elő logikai kimenetet oly módon, hogy a bemenetek súlyozott összegét egy küszöbérték alkalmazásával alakítja át logikai értéké. Ez által sokbemenetű (lineáris) logikai függvényeket állíthatunk elő.

A mágneses anyagokban a két logikai szintet nem a 0 és 1, hanem a -1,1 (le,fel) értékek reprezentálják, mivel a két logikai szintnek megfelelő mágnesezettség pont ellentétes irányú. Ebben az esetben megváltozik a küszöbérték a 0,1 reprezentációhoz képest. Mágneses alapon nagyon egyszerűen állíthatunk elő többségi kapukat, mely a threshold-gate speciális esete. Ha -1,1 reprezentálják a logikai bemeneteket, akkor a küszöbérték többségi kapu esetében 0. Ha a többségi kapu bemeneteit súlyozni szeretnénk, a legegyszerűbb megközelítés (egész értékű súlyok esetén) több bemenetre is ugyanazon az érték kötése. Könnyű látni, hogy mágneses alapon valójában általános threshold-gate is megvalósítható. A küszöbérték egy külső konstans bias mezővel beállítható, melyet könnyedén előállíthatunk (pl.: egy permanens mágneset helyezünk fölé), plusz energiát természetesen nem fogyaszt. A bementetek súlyozása a mágnesek méretével, illetve a távolsággal is szabályozható (erről később bővebben írunk). Ha negatív súlyra van szükségünk, a korábban látott invertert kell csak alkalmaznunk, ami gyakorlatilag a vezetékünknél felel meg.

Threshold-gate alapú FA ötlete már korábban felvetődött egyéb technológiákkal

[11][12], azonban hasonló típusú mágneses megvalósításról nem tudunk. A 3.1. ábrán látható a két kapuból álló FA vázlat, a bemeneteknek megfelelő súlyok a nyilakon láthatóak, a küszöbérték mindkét esetben nulla.



3.1. ábra. A többségi kapu alapú FA vázlata a nyilakon a megfelelő súlyokkal

A struktúra ellenőrzéséhez segítségül a 3.1 táblázat szolgál. Az a és b a két összeadandó bit, a c_{in} a bemeneti carry bit, c_{out} a kimeneti carry bit, s az összeg.

a	b	c_{in}	c_{out}	s
-1	-1	-1	-1	-1
-1	1	-1	-1	1
1	-1	-1	-1	1
1	1	-1	1	-1
-1	-1	1	-1	1
-1	1	1	1	-1
1	-1	1	1	-1
1	1	1	1	1

3.1. táblázat. FA logikai táblázata

3.2. Megvalósítás csatolt mágneses vezetékkel

A megvalósításhoz Co/Pt vezetékeket használtunk, ezt több tulajdonsága is indokolja. Permalloy dot-ok esetében nehéz megvalósítani háromnál több bemenet elhelyezését, és nehéz beállítani a csatolás mértékét. A Co/Pt multilayer struktúrák nem a geometriai anizotrópia segítségével állítják elő a két logikai értéknek megfelelő stabil állapotokat,

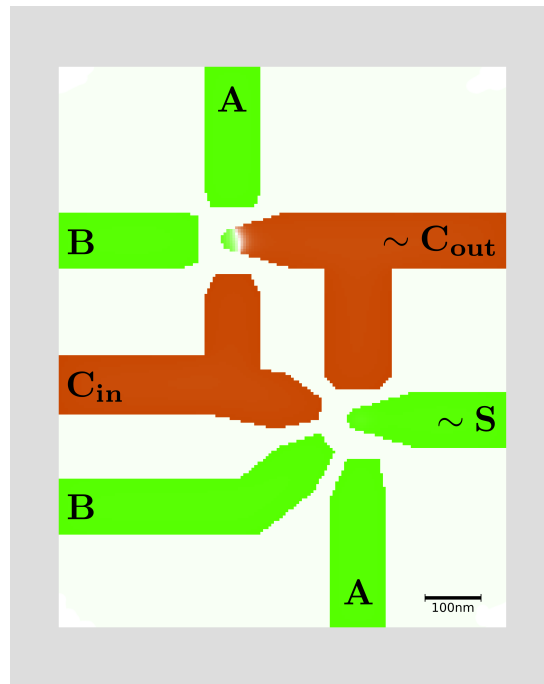
hanem a kristályanizotrópia adja az easy-axis-t. Ráadásul ez a síkra merőleges irányú (out-of-plane, OOP), így a csatolást nem befolyásolja a csatolt elemek közti távolság iránya, csak a nagysága. OOP anyagok esetében is alkalmazhatnánk dot-okat, ahogy azt a korábbi cikkekben láthattuk, de könnyű belátni, hogy mágneses vezetékekben terjedő doménfalak alkalmazásával javíthatóak a paraméterek. Fontos látni, hogy a dot és a vezeték elejének kapcsolásakor ugyanaz a nukleáció játszódik le, és a dot átkapcsolása közben is gyakorlatilag doménfal terjed, csak a vezeték szélességével megegyező, rövid úton. Azonban egy dot átkapcsolása a nukleációval együtt semmiképp sem gyorsabb, mint a doménfalterjedés ugyanakkora úton, viszont minden nukleáció egy újabb órajel igényel. Így egy hosszú folytonos vezeték esetében egyetlen (valamivel) hosszabb periódusú órajelre van szükség, ugyanezt dotokból felépítve azonban több rövide, melyek összege hosszabb lesz a folytonos eset egybefüggő órajel periódusánál. Ami ennél sokkal fontosabb, hogy a magasabb frekvencia ugyanolyan működési idő esetén is négyzetesen magasabb fogyasztást eredményez, ha egyáltalán megvalósítható (a hatékony külső tér előállításához vasmagos tekercset integrálhatunk a logika alá/főlé, amiben ugyanolyan domének terjednek, mint a mágneses vezetékeinkben, tehát sebességük korlátolt). Folytonos vezetékek alkalmazásával tehát energiát spórolhatunk. Természetesen a negálás ebben az esetben a vezeték megszakításával megvalósítható, ekkor egy plusz órajelciklus szükséges. Itt jegyezzük meg azt is, hogy amint a 3.2 képen is látható, ez a mágneses megvalósítás negált kimeneteket állít elő.

3.3. A mágneses csatolás

3.3.1. A nukleáció indulási terének beállítása a vezeték elején

Korábban is alkalmazták már a jelterjedés egyenirányítására a FIB (Focused Ion Beam) besugárzást [8]. Ezáltal a Co/Pt vezeték egy pontján a maximálisnál bármilyen kisebb anizotrópiát érhetünk el. A kisebb anizotrópiájú pontban (területen) kisebb térnél indul meg a nukleáció, tehát így beállítható, hogy a vezeték melyik részén induljon a doménfal, és az is, hogy csak az egyik vezetékben induljon, vagyis csak azt kapcsolja át a másik.

A 3.3 képen látható a besugárzás helye (pirossal jelölve). Ezzel biztosítjuk, hogy a bemenetek terének összege ebben a pontban tudja csak kapcsolni a kimeneti vezetéket, így itt kell kiszámolnunk a tereket. A besugárzást a szimulációban gauss eloszlású függ-



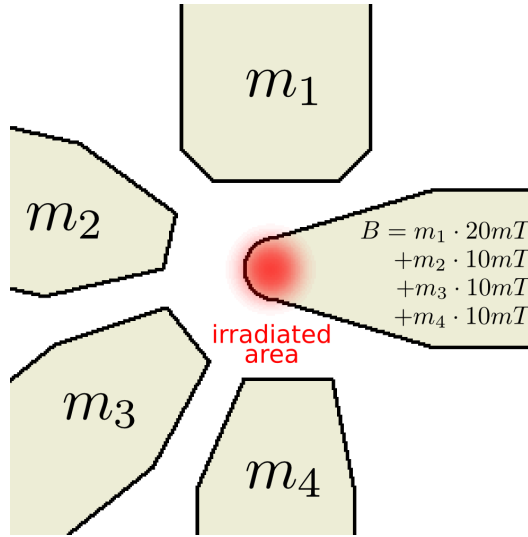
3.2. ábra. A tervezett FA szimulációs layoutja, a színek a mágnesezettséget jelölik.

Látható a helyes kapcsolás (a kimenetek negáltak)

vényként kezeltem, ami a valóságnak is leginkább megfelel. Emellett kipróbáltam az éles határral rendelkező besugárzást is, de ebben az esetben a besugárzás határán megakad a fal, illetve csak nagyobb tér tudja ezen átlendíteni. A szimulációk tehát igazolták, hogy a nehezen kiküszöbölhető elmosás valójában hasznos. A kimeneti vezetéket önmagában vizsgálva hiszterézis görbéket rajzoltam az OOMMF programmal, változtatva a besugárzás típusát és mértékét, valamint a teljes vezeték anizotrópiáját. A görbék közül az az ideális, amelyiknél a legkisebb volt a szükséges kapcsolási tér. Ez a szimulációk alapján nagy szórású gauss-harang és 50%-os maximális (a gauss-harang várható értéke) anizotrópiacsökkenés esetén valósul meg. Az egész vezeték anizotrópiájának csökkentése természetesen csökkenti kapcsolási teret, de ezzel együtt a két logikai állapot stabilitása is csökken, ami fontos az eszköz megbízhatósága szempontjából.

3.3.2. Az egyes vezetékek terének beállítása a kapcsolási (nukleációs) pontban

A tér beállításához forgásszimmetrikus elrendezést használtunk, az egyenlő körgyűrű-cikkek egyenlő nagyságú teret adnak a középpontban. A kétszeres súlyú bemenetet lehe-



3.3. ábra. A bemeneti mágnesek terének eredője a besugárzott pontban kapcsolja át a kimeneti mágnes ($m_i \in \{-1,1\}$ a vezeték mágnesezettségének megfelelő logikai érték)

tett volna két egyforma vezetékkel megvalósítani, de helytakarékosságból egy szélesebb vezetékkel oldottuk meg. A cél a kapcsolási tér maximalizálása, ehhez minél vastagabb, szélesebb vezetékek kellene, és minél közelebb kell őket helyezni a kapcsolási ponthoz. Eközben azonban minimalizálni kell az egymásra-hatást, és a felbontásnak vannak határai, amiknél nem lehet kisebb méretű rést megfelelő pontossággal létrehozni.

A geometria természetesen nem teljesen szimmetrikus, mivel egyik oldalon a kimenet helyezkedik el, és a kapcsolási pont sem pontszerű. A szimulációk szerint azonban a kapcsolási tér jól közelíthető a besugárzott területre (bizonyos szint fölötti besugárzás köre) vett átlaggal, annak ellenére, hogy ezen a területen belül is jelentősen változik (négyzetesen csökken) az egyes bemenetek tere. A pontos geometria kialakításához kimeneti vezeték nélkül futtattam a szimulátort minden bemeneti vezetékre, majd bemeneti kombinációra, így megkaptam az egyes vezetékek terét a kapcsolási területen átlagolva, illetve az együttes kapcsolási tereket. A kapott eredmények alapján változtattam az egyes vezetékek méretét az egyforma kapcsolási tér eléréséhez. A különbségek leginkább abból adódnak, hogy a vezetékek távoli részei is hatással vannak a kapcsolásra, és habár a távolsággal négyzetesen csökken a terük, viszonylag nagy területet képviselnek, amin ezt integrálni kell, így már jelentős lehet. Ezen segíthet, ha a kapu körül minél nagyobb környezetben sugárirányban vezetékezzünk, minden bemenet esetén egyformán.

A bemenetek behatásának elegendően nagynak kell lennie ahhoz, hogy jól elkülö-

níthető legyen a két kapcsolási tartomány, így a litografikus hibákból, a környezet által generált véletlenszerű térből, az órajelként használt tér pontatlanságából, valamint a termikus zajból eredő bizonytalanságok se okozzanak téves kapcsolást. A 3.2 táblázatból kiolvasható, hogy sikerült $\pm 10mT$ feletti kapcsolási teret beállítani, mely elegendően nagy ahhoz, hogy zaj esetén is működőképes legyen. Látható, hogy az értékek közt kis eltérés van, ezt – ha szükséges – a geometria további finomításával lehet csökkenteni, de a bekötés előtt ezt nem érdemes ennél pontosabban végrehajtani.

pin	$c_{out} [mT]$	$s [mT]$
a	10.2	12.0
b	10.1	12.0
c_{in}	10.0	12.2
c_{out}	19.7	-

3.2. táblázat. Egyetlen bemenet kapcsolási terének átlaga a kapcsolási területen a két kimenet (kapu) esetén

A 3.2 táblázatban a bemenetek együttes tere szerepel a különböző bemeneti kombinációkban (az ellentétes bemenetek tere csak előjelben különbözik, így csak az egyik szerepel). Az értékek kiszámolásához a külső vezeték nélkül futtattam a szimulációt, és a kapott mágneses teret a besugárzott területen átlagoltam. Látszik az is, hogy a kapcsolási terek eltérése a különböző kombinációk között nagyobb, mint az egyes vezetékek tere közötti eltérés, de 5% alatt van.

3.3.3. A szükséges külső tér nagyságának kiszámítása

A kapuk kiértékeléséhez külső órajel térre van szükség, mivel a doménfal terjedéshez propagáló tér szükséges. Ez a tér ideálisan minél kisebb, hogy a tér előállítása minél kevesebb energiát igényeljen, ezáltal közvetlenül csökkentve az eszköz fogyasztását. A doménfal gyors terjedéséhez azonban minél nagyobb térre van szükségünk (a Walker-breakdown alatti terek túl alacsonyak ahhoz, hogy megbízhatóan alkalmazhatóak legyenek, a környezeti hatások nagyságrendjébe esnek). A kapcsoláshoz is szükség van a megfelelő nagyságú térre, ez a stabilitás csökkenése árán az anizotrópia változtatásával szabályozható.

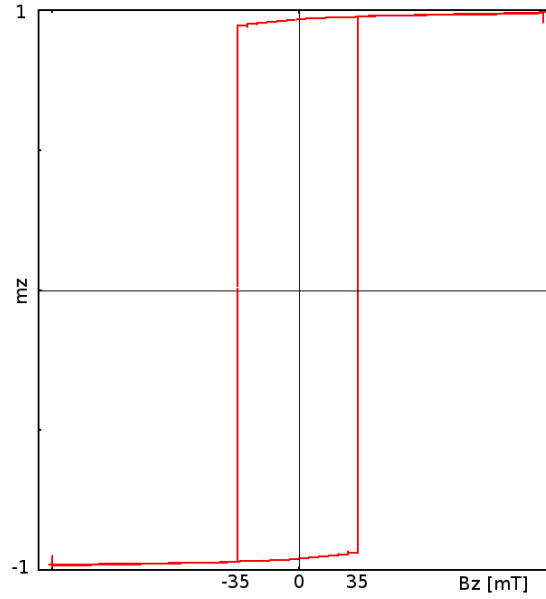
A külső tér beállítása a hiszterézisgörbék alapján történt. A kimeneti vezetéket egy-

a	b	c_{in}	$s [mT]$	$c_{out} [mT]$
1	1	1	-12.2	-34.4
1	1	-1	7.7	-10.0
1	-1	1	7.9	-10.4
1	-1	-1	-7.9	10.4
1	1	1	-10.3	-
1	1	-1	9.6	-
1	-1	1	9.8	-
1	-1	-1	-9.8	-

3.3. táblázat. A kapcsolási tér átlaga a kapcsolási területen a két kimenet (kapu) esetén (a táblázat második felében a c_{out} kimeneti vezeték is benne van a szimulációban, jól látható a hatás)

magában szimuláltam, de az alkalmazott térhez hozzáadtam a bemeneti vezetékek előzetesen kiszámolt terét. Ezzel egyrészt jelentősen gyorsítottam a szimulációt, másrészt csak a kimeneti vezeték kapcsolása szerepel a hiszterézisgörbén. A 3.4 ábrán látható módon, negatív z-irányú kezdeti mágnesezettségből indítva a külső teret $-100mT$ – $-100mT$ között $5mT$ lépésközzel növeltem, minden lépésben megvárva az egyensúly beálltát. A folyamatot visszafelé végrehajtva adódik a görbe másik fele. A grafikonról leolvasható, hogy a kimeneti vezeték jelen paraméterek mellett $35mT$ külső térnél kapcsol át, a kapcsolás egy lépésben történik, a fal nem akad meg. A külső teret úgy kellett megválasztani, hogy a kapcsoló térrel azonos irányba hatva biztos nukleációt indítson, ellentétes irányban viszont ne legyen képes terjedő doménfalat létrehozni.

A hiszterézisgörbék alapján beállított külső tér $\pm 35mT$, mely a bemenetek által keltett körülbelül $\pm 10mT$ térrel együtt hat a kimeneti vezetékre. Amikor a külső tér iránya megegyezik a kapcsoló tér irányával, akkor összesen $45mT$ hat a kimenetre, ez elindítja a nukleációt. Ha a vele ellentétes irányú, csak $25mT$ az összeadódó tér, mely nem képes kapcsolni a kimenetet. Így tehát az órajelként alkalmazott külső tér beállítja a kimenetet a bemenetek által meghatározott irányba, és ebből nem billenti ki, amíg nem változik a bemenet.



3.4. ábra. A tervezett kimeneti vezeték hiszterézisgörbéje

3.3.4. A teljes struktúra szimulációja

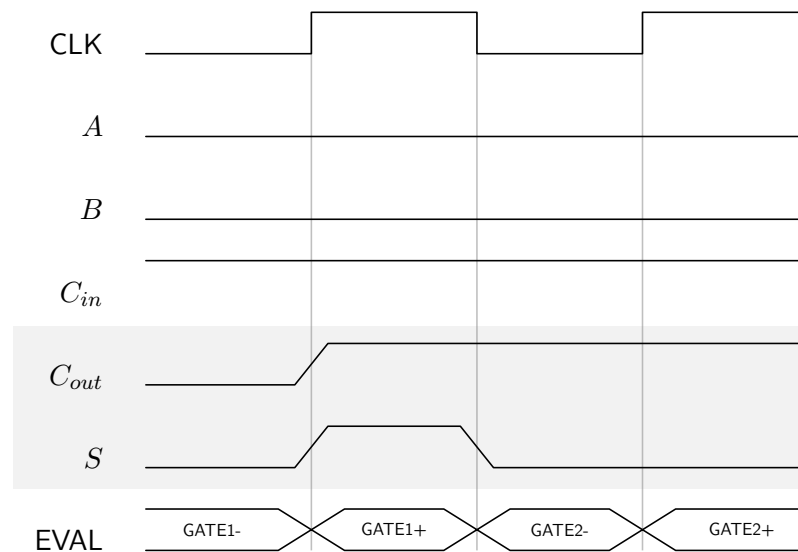
A megtervezett elrendezés szimulációban minden bemeneti kombinációra megfelelően működött. A használt paramétereket a 3.4 táblázat mutatja. Az anyagfüggő értékek publikált mérési eredményekből [7][8] származnak.

Paraméter	Érték	Mértékegység
K_1	3.42e5	J/m^3
M_S	6.8e5	A/m
A	1.3e-11	J/m
DC	0.05	
B_x	50	mT
B_z	± 35	mT
cellsize	5e-9	nm
Xsize	800	nm
Ysize	1000	nm
Zsize	10	nm

3.4. táblázat. Az alkalmazott paraméterek listája

A 3.6 ábrán látható néhány pillanatfelvétel a működés főbb fázisairól. Az össze-

adás két órajelciklus alatt történik meg, mivel az egyik kapu kimenete szükséges a második kiértékeléséhez (lásd 3.5 ábra). Jelen struktúrában a doménfalak végigterjedéséhez $7 - 10ns$ szükséges, de ez függ a következő egységbe vezető leghosszabb vezeték hosszától. Ezt figyelembe véve nagyjából $40ns$ idő szükséges két bit összeadásához. Az alkalmazandó órajel frekvenciája $50MHz$, mely még hatékonyan előállítható. A mágnesek kapcsolása a szimuláció alapján mindössze $0.2fJ$ energiát disszipál, ami $10nW$ teljesítménynek felel meg. Az órajel mező előállítása azonban ennél jóval több lehet, ha nem elég hatékonyan állítjuk elő.

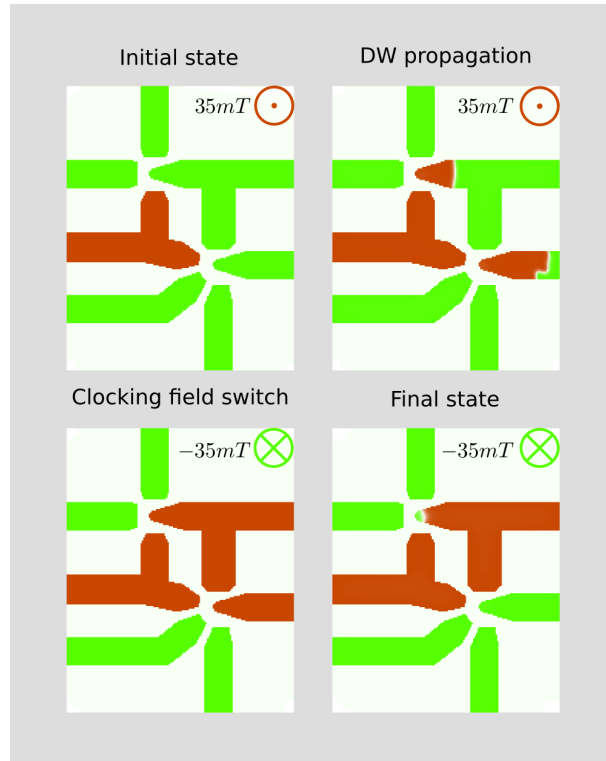


3.5. ábra. Az kapcsolás idődiagramja egy adott bemenetre (Az EVAL vonalon láthatjuk épp melyik kapu kiértékelése történik – vö. 3.6 ábra)

A 3.6 ábrán megfigyelhető, ahogyan a külső tér és a bemeneti vezetékek együttes hatására megindul a nukleáció és a doménfal terjedés. Miután a doménfalak végigérnek, a külső tér negatívra vált, az a fal indul meg, melyre a bemeneti vezetékek negatív térrel hatnak, (azaz -1 állapotba kapcsolják), a másik fal nem képes elindulni a nukleációs pontból, láthatóan stabilan áll.

3.3.5. Megvalósítás

A megtervezett FA alapján a Technische Universität München egyetemen velünk kapcsolatban álló csoport megkezdte az eszköz fizikai megvalósítását. A technológiai akadályok miatt kissé át kellett alakítani a layoutot. A 3.7 képen látható az elkészített struktúra AFM (Atomic Force Microscope) képe, illetve jobbra az MFM (Magnetic

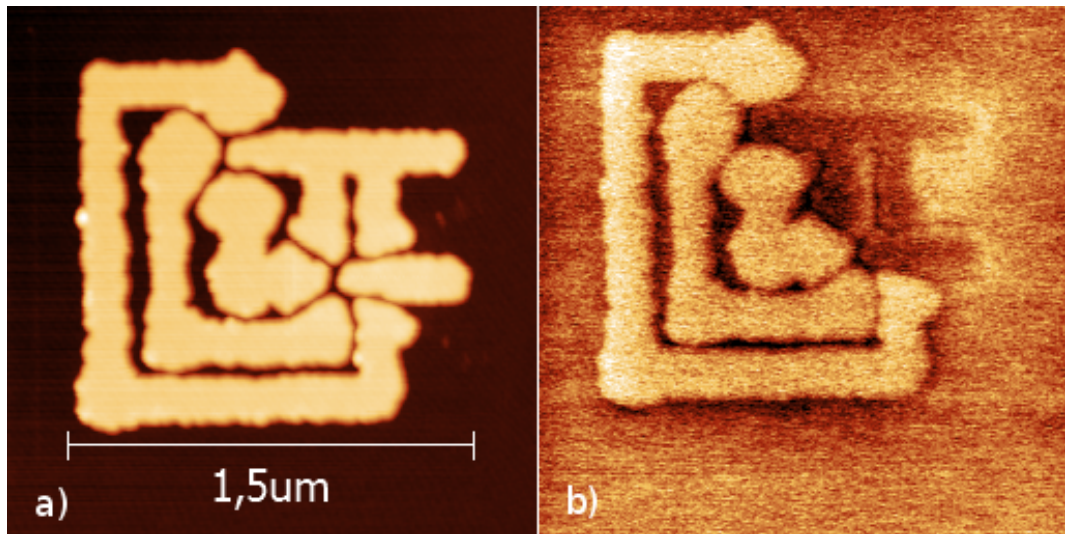


3.6. ábra. A tervezett FA működésének lépései (OOMMF szimuláció)

Force Microscope) képe, egy beállított (azonos) bemenetkombináció esetén, az órajel futtatása után. A litográfia felbontása miatt az eszköz körülbelül kétszer akkora méretű, így is látható a vezetékek szélének durvasága. A vezetékek kiszélesedései – például a bemeneti vezetékek egyik sarkában és végein – a MOKE (Magneto Optical Kerr Effect) mikroszkópos mérésekhez szükségesek, mivel a méréshez alkalmazott polarizált lézernyaláb átmérője ennél nem enged meg nagyobb felbontást. A MOKE mikroszkóp a hiszterézis mérésekhez szükséges, ezzel határozhatjuk meg a kapcsolási tereket. Az MFM képen látható, ahogy a bemeneti vezetékek mind -1 értéket reprezentálnak, a kimeneten pedig az inverz kimenetnek megfelelő 1 értékeket kapjuk.

A mérések szobahőmérsékleten történtek, $54mT$ kapcsolótérrel. A Co/Pt multilayer felépítése: $4 \times [0.8nm \text{ Co}, 1.0nm \text{ Pt}]$. A litografikus korlátok miatt az elemek közti távolság $20nm$ fölött van, ezért a csatolás kevesebb mint $\pm 5mT$. A paraméterek beállítása nem olyan egyszerű, mint a szimulátorban, az értékek nem tarthatóak pontosan, ezért szükséges a többi paramétert is hozzáigazítani.

A megvalósítás és tesztelés nehézkes és lassú folyamat, általában csak néhány százaléka működik a megépített kapuknak, ahol a litográfia megfelelően sikerült. Az al-



3.7. ábra. A megvalósított FA képe a) AFM b) MFM [13]

kalmazott készüléknél azonban léteznek jobb felbontásúak, tehát az eszköz közel áll a megvalósítható mérettartományhoz.

Összefoglalás

A mágneses tér használatán alapuló technológiák számos előnnyel rendelkeznek az elektromos megoldásokkal szemben, bár tervezésük nehezebb, kevesebb segédeszköz áll rendelkezésre és alkalmazásuk rövidebb múltra tekint vissza. A mikromágnes alapú memóriák és logikai eszközök nagy adatsűrűséggel, gyors működéssel, kis fogyasztással kecsegtetnek, a csupán mágnesekből felépíthető non-volatile asszociatív memóriák számos területen alkalmazhatóak lehetnek.

A statikus NML architektúrák alkalmasságát a jól ismert boolean logika megvalósítására már sikerült igazolni, azonban a valódi előny újszerű számítási modellek megvalósításában lenne, ahol szorosan a felhasznált fizikai jelenségre építünk, kihasználva annak egyedi tulajdonságait. A mágneses doménfalak dinamikájának megismerése ilyen szempontból fontos feladat, és habár bizonyos tulajdonságaiban nem előzi meg a jelenleg is használt technológiákat, megfelelően kihasználva az adottságait egyéb területeken akár jóval felülmúlhatja azokat. Egy egyszerű de szemléletes példa erre a többségi kapu alapú Full Adder, melyet a CMOS technológia egyszerű építőelemei nem tennének lehetővé, itt azonban pusztán a geometria elrendezésével és a többségi kapu közvetlen használatával (nem csak a megvalósított logikai kapukon keresztül) jelentős csökkenést érhetünk el felületben és késleltetésben. A klasszikus dotokból építkező vezetékeket doménfalvezetőkre cserélve órajeleket spórolhatunk meg, mely sebességnövekedést illetve fogyasztáscsökkenést tesz lehetővé az így kisebb frekvenciával kapcsolt külső tér előállításában.

Köszönetnyilvánítás

Köszönettel tartozom Prof. Csurgay Árpádnak folyamatos támogatásáért és tanácsaiért. Köszönöm Prof. Csaba György segítségét és vezetését a munka folyamán, és Prof. Wolfgang Porod támogatását és tanácsait, valamint a lehetőséget a közös munkára a Notre Dame egyetemen. Köszönöm a hasznos információkat és a mérési eredményeket a Technische Universität München egyetemi kutatócsoportnak (Stephan Breitreutz, Josef Kiermaier, Irina Eichwald és Markus Becherer). Hálás vagyok Fekete Ádámnak technikai és egyéb jellegű segítségeiért.

Irodalomjegyzék

- [1] C. S. L. et al, „Quantum cellular automata,” *Nanotechnology*, vol. 4, no. 1, p. 49, 1993. [Online]. Available: <http://stacks.iop.org/0957-4484/4/i=1/a=004>
- [2] R. P. Cowburn, „Room temperature magnetic quantum cellular automata,” *Science*, vol. 287, pp. 1466–1468, Feb. 2000. [Online]. Available: <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.287.5457.1466>
- [3] A. Imre, „Majority logic gate for magnetic Quantum-Dot cellular automata,” *Science*, vol. 311, pp. 205–208, Jan. 2006. [Online]. Available: <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1120506>
- [4] G. Csaba, P. Lugli, M. Niemier, and W. Porod, „Magnetic excitations for information processing,” in *2010 12th International Workshop on Cellular Nanoscale Networks and their Applications (CNNA 2010)*, Berkeley, CA, USA, Feb. 2010, pp. 1–5. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5430308>
- [5] M. J. Donahue and D. G. Porter, „OOMMF user’s guide, version 1.2a3,” Sep. 1999, interagency Report NISTIR 6376. [Online]. Available: <http://math.nist.gov/oommf/>
- [6] G. Csaba, „Computing by Field-Coupled nanomagnets,” dissertation, University of Notre Dame, 2003.
- [7] S. Breitkreutz, J. Kiermaier, X. Ju, G. Csaba, D. Schmitt-Landsiedel, and M. Becherer, „Nanomagnetic logic: Demonstration of directed signal flow for field-coupled computing devices.” *IEEE*, Sep. 2011, pp. 323–326. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=6044169>

- [8] X. Ju, S. Wartenburg, J. Rezgani, M. Becherer, J. Kiermaier, S. Breitkreutz, D. Schmitt-Landsiedel, W. Porod, P. Lugli, and G. Csaba, „Nanomagnet logic from partially irradiated Co/Pt nanomagnets,” *IEEE Transactions on Nanotechnology*, vol. 11, no. 1, pp. 97–104, Jan. 2012. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5875887>
- [9] N. L. Schryer and L. R. Walker, „The motion of 180° domain walls in uniform dc magnetic fields,” *Journal of Applied Physics*, vol. 45, no. 12, p. 5406, 1974.
- [10] M. Albert, M. Franchin, T. Fischbacher, G. Meier, and H. Fangohr, „Domain wall motion in perpendicular anisotropy nanowires with edge roughness,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 24, no. 2, p. 024219, Jan. 2012. [Online]. Available: <http://stacks.iop.org/0953-8984/24/i=2/a=024219?key=crossref.c786e637b896eaffc91a8a20356b2751>
- [11] C. Lageweg, S. Cotozana, and S. Vassiliadis, „A full adder implementation using SET based linear threshold gates,” vol. 2. IEEE, 2002, pp. 665–668. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=1046256>
- [12] D. Hampel and R. O. Winder, „Threshold logic,” *IEEE Spectrum*, vol. 8, no. 5, pp. 32–39, May 1971. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5218091>
- [13] S. Breitkreutz, J. Kiermaier, I. Eichwald, and M. Becherer, *unpublished work*, 2012.