

**PROJETO E SIMULAÇÃO DE CIRCUITOS
NANOMAGNÉTICOS**

THIAGO RODRIGUES BARROS DA SILVA SOARES

**PROJETO E SIMULAÇÃO DE CIRCUITOS
NANOMAGNÉTICOS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ciência da Computação do Instituto de Ciências Exatas da Universidade Federal de Minas Gerais como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Ciência da Computação.

ORIENTADOR: OMAR PARANAÍBA VILELA NETO
COORIENTADOR: LUIZ GUILHERME COSTA MELO

Belo Horizonte, Minas Gerais

Agosto de 2016

© 2016, Thiago Rodrigues Barros da Silva Soares.
Todos os direitos reservados.

Soares, Thiago Rodrigues Barros da Silva

S676p Projeto e Simulação de Circuitos Nanomagnéticos /
Thiago Rodrigues Barros da Silva Soares. — Belo
Horizonte, Minas Gerais, 2016
xxii, 84 f. : il. ; 29cm

Dissertação (mestrado) — Universidade Federal de
Minas Gerais

Orientador: Omar Paranaíba Vilela Neto
Coorientador: Luiz Guilherme Costa Melo

1. Computação - Teses. 2. Arquitetura de
computador. 3. Nanocomputação. 4. Lógica
nanomagnética. I. Orientador. II. Coorientador. III.
Título.

CDU 519.6*21(043)



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
INSTITUTO DE CIÊNCIAS EXATAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA DA COMPUTAÇÃO

FOLHA DE APROVAÇÃO

Projeto e simulação de circuitos nanomagnéticos

THIAGO RODRIGUES BARROS DA SILVA SOARES

Dissertação defendida e aprovada pela banca examinadora constituída pelos Senhores:

PROF. OMAR PARANAÍBA VILELA NETO - ORIENTADOR
Departamento de Ciência da Computação - UFMG

PROF. LUIZ GUILHERME COSTA MELO - COORIENTADOR
Departamento de Engenharia Elétrica - UFMG

PROF. ANTONIO DOMINGUES DOS SANTOS
Departamento de Física dos Materiais e Mecânica - USP

PROF. FRANK SILL TORRES
Departamento de Engenharia Eletrônica da UFMG

Belo Horizonte, 26 de agosto de 2016.

Agradecimentos

Primeiro agradeço aos meus pais que sempre estiveram do meu lado nesses dois anos de jornada. Pelas ligações e conselhos da minha mãe e dos emails descontraídos do meu pai. Agradeço também aos meus irmãos e irmãs pelo apoio em diversas ocasiões.

Aos meus amigos do CESLA-UFPI, em especial Bob e Bigode, que por 3 anos compartilhamos diversas experiências acadêmicas. Ao professor Ivan pelas oportunidades, cafés e paciência.

Agradeço aos meus amigos de infância Pernetá e Jurandas pela amizade e parceria. Aos amigos do CSCJ (La crème) que desde 2007 são meus parceiros em Teresina. Aos três porquinhos por estarem ao meu lado num dos piores momentos da minha vida.

Aos amigos adquiridos no laboratório, em especial Jefinho (pelos cafés), Luis (pelas tretas) e o BBK (pelas babaquices). Ao Mito/Lendas/Carretas Arthur ("churrasco lá em casa"), Leandro ("aqui só é amor"), André ("falta de sorte") e Luisão ("eita carái").

Um agradecimento especial ao professor Omar, pois graças ao senhor concluí essa etapa. Ao professor Luiz pelo conhecimento e dedicação.

Um agradecimento especial para minha prima e companheira Heliana. Li, você desempenhou um papel fundamental nessa etapa da minha vida. Muito obrigado pela comida :D.

Agradeço profundamente à minha amiga, parceira, companheira e namorada Julia. Amor, você esteve ao meu lado durante esse mestrado e digo sem medo que sem você eu não tinha terminado. Obrigado.

Resumo

Lógica Nanomagnética (NML) é uma nova tecnologia onde as operações lógicas são realizadas através de interações magnetostáticas dipolares entre espécimes magnéticos nanométricos à temperatura ambiente. As baixas energias envolvidas no funcionamento de circuitos NML, além da possibilidade de alta densidade de integração, são notáveis vantagens dessa tecnologia sobre sistemas baseados em CMOS. Apesar do intenso trabalho feito sobre o comportamento físico dos sistemas de NML, faltam ferramentas de simulação para o estudo de arquiteturas mais complexas. Neste trabalho apresentamos uma ferramenta computacional rápida e robusta para projetar e simular a resposta de circuitos NML, permitindo que o usuário crie facilmente circuitos magnéticos complexos de arquitetura arbitrária colocando nanomagnetos retangulares em um plano. Esta é a primeira ferramenta de simulação para NML que leva em conta a interação magnetostática entre os magnetos sob a influência de um campo magnético. Resultados iniciais de simulação são encorajadores e compatíveis com os resultados experimentais presentes na literatura.

Abstract

Nanomagnetic Logic (NML) is a new technology where logic operations are performed through dipolar magnetostatic interactions between nanosized magnetic specimens at room temperature. The low switching energies involved in the operation of NML circuits in addition to the possibility of higher integration density are remarkable advantages of this technology over CMOS-based systems. Although intense work have been done on the physical behavior of the NML systems, simulation tools for the study of complex NML architectures are lacking. In this work, we present a fast and robust computational tool to design and simulate NML circuits response, allowing the user to easily create complex magnetic circuits of arbitrary architecture, by placing rectangular shaped nanomagnets in a plane. This is the first NML simulation tool that takes into account the magnetostatic interaction between magnets under the influence of a magnetic field. Initial simulation results are encouraging and consistent with the experimental results in the literature.

Lista de Figuras

2.1	Quantidade de transistores por chip e aumento da frequência do clock nas últimas décadas [Waldrop, 2016].	8
2.2	Transistor de efeito de campo de nanotubo de carbono [Shulaker et al., 2016]	8
2.3	Majority Gate proposta em [Caballero et al., 2015]. A luz se propaga da esquerda para a direita e, através dos efeitos de interferência construtivos e destrutivos da luz, é possível criar dispositivos lógicos.	9
2.4	Representação de uma célula QCA. A célula é composta por quatro pontos quânticos e dois elétrons livres. Devido à repulsão entre os elétrons, uma célula QCA possui dois estados estáveis, que são usados para representar os valores lógicos 1 e 0.	10
2.5	a) Ilustração de uma célula utilizada em QCA molecular. Um buraco (ausência de elétron) pode estar em um dos três grupos, representando os valores 0, nulo e 1. b) A localização das cargas na molécula é mostrada pela sua superfície iso-potencial [Lent et al., 2006].	11
2.6	Formato comum de um magneto de NML. Seu formato alongado limita o magneto a apenas duas magnetizações estáveis que representam os valores lógicos 1 e 0 respectivamente.	11
3.1	Resultados do modelo de cálculo da energia de desmagnetização em função de θ , comparados com o cálculo micromagnético, para uma amostra retangular. O comprimento e a espessura da partícula foram mantidos fixos em 90 nm e em 10 nm, respectivamente, enquanto que a largura foi variada de acordo com os valores indicados.	18
3.2	a) Curva de magnetização típica de um ferromagneto monodomínio, submetido a ação de campo magnético aplicado ao longo do eixo fácil da amostra. b) Direção da magnetização em M^+ e M^-	19

3.3	a) Ilustração da geometria do problema. \mathbf{M} é o vetor magnetização no plano x - y ($z = 0$, região sombreada) e θ é o ângulo que \mathbf{M} faz com o eixo x . b) Parâmetros geométricos para o cálculo da energia magnetostática dipolar entre dois nanomagnetos. O centro do nanomagneto i é localizado na origem e o centro do nanomagneto j é localizado no ponto (x_0, y_0, z_0) . A distância z_0 (não mostrada) é a distância entre os magnetos i e j ao longo do eixo z . O volume dos nanomagnetos é dado por $d\tau_i$ e $d\tau_j$	21
3.4	Sistema de coordenadas e representação geométrica da nanopartícula magnética utilizado na resolução das equações 3.12 e 3.13. Quando P está localizado dentro (fora) da amostra, a equação 3.12 determina o campo de desmagnetização (<i>stray field</i>).	24
3.5	Energias de desmagnetização, U_j^d , de acoplamento dipolar, $U_{i,j}^c$, e total, U_{total} , entre dois nanomagnetos retangulares alinhados horizontalmente. A magnetização da partícula da esquerda é fixa, enquanto o ângulo da magnetização da partícula da direita, θ_j , varia de 0° a 360° . O mínimo da energia total, U_{total} , ocorre quando o alinhamento é do tipo antiferromagnético, $\theta_j = 270^\circ$, como mostrado em b). O alinhamento ferromagnético, $\theta_j = 90^\circ$, mostrado em a), corresponde a um mínimo local.	25
3.6	Energias de desmagnetização, U_j^d , de acoplamento dipolar, $U_{i,j}^c$, e total, U_{total} , entre dois nanomagnetos retangulares alinhados verticalmente. A magnetização da partícula superior é fixa, enquanto o ângulo da magnetização da partícula inferior, θ_j , varia de 0° a 360° . O mínimo global da energia total, U_{total} , ocorre quando o acoplamento é ferromagnético ($\theta_j = 90^\circ$), como mostrado em a). Em b) é mostrado o caso em que o acoplamento é antiferromagnético ($\theta_j = 270^\circ$), situação esta desfavorável energeticamente. 26	26
4.1	Representação lógica de um magneto em NML.	27
4.2	a) Acoplamento ferromagnético. b) Acoplamento antiferromagnético. . . .	28
4.3	a) Fio ferromagnético. b) Fio antiferromagnético [Porod & Niemier, 2015].	29
4.4	A) Representação da Porta da Maioria. B) Bloco lógico que representa da Porta da Maioria. C) Imagem MFM [Imre et al., 2006].	30
4.5	a) O sinal flui da esquerda para a direita. A magnetização de D será igual a de A e a magnetização de C será igual a de B. b) Quatro configurações de cruzamento coplanar de sinais.	31

4.6	Influência do campo magnético \mathbf{H} em um fio. Quando o campo magnético for forte, a magnetização dos magnetos irá se alinhar com o campo. Esse processo é necessário para superar a barreira de energia entre as magnetizações estáveis do magneto. Após a saturação da magnetização na direção do campo, esse é removido e as magnetizações se estabilizam de acordo com a vizinhança.	32
4.7	a) Circuito NML. Nesse exemplo foi adicionado um magneto no fio da entrada B e na saída O, assim os inversores foram removidos. Em destaque a <i>Majority Gate</i> . b) Esquemático da MG sem os inversores em B e O. c) Evolução temporal das magnetizações. Em t_4 todos os magnetos estão com magnetizações estáveis e, como pode ser visto, o valor da saída está incorreto.	33
4.8	<i>Majority Gate</i> com zonas de clock sincronizando a informação. Magnetos na área rocha estão na zona de <i>clock</i> 1, magnetos na área vermelha estão na zona de <i>clock</i> 2 e magnetos na área verde estão na zona de <i>clock</i> 3. . .	34
5.1	O magneto tem dimensões $60 \times 90 \times 15 \text{ nm}$ e espaçamento de 20 nm e 40 nm para os acoplamentos antiferromagnético e ferromagnético, respectivamente.	41
5.2	Representação de uma MG em um grafo. A magnetização do magneto é representado numericamente nos nós e o valor de cada aresta depende da energia de acoplamento entre os magnetos.	42
5.3	Configuração para determinação do ângulo β que minimiza a energia magnetostática do sistema. Nesse exemplo, o ângulo β do magneto B será igual a 90 graus e a energia de acoplamento entre os magnetos A e B será 1.01 eV .	44
5.4	Representação correta da MG apresentada na Figura 5.2. Neste exemplo, o raio de vizinhança faz com que todos os magnetos sejam vizinhos uns com os outros.	45
5.5	a) Circuito utilizado para o cruzamento de sinais. O magneto X é um quadrado com 60 nm de lado e ocupa o espaço relativo a um magneto retangular. b) Possíveis magnetizações do magneto X no circuito e suas representações como um vértice do grafo.	46
5.6	a) Configuração para cálculo da energia magnetostática para um magneto retangular com magnetização fixa e um magneto quadrado sem magnetização definida. β é aproximadamente 40 graus e E_{acp} é igual a 0.99 eV . b) Configuração para cálculo da energia magnetostática para um magneto quadrado com magnetização fixa e um magneto retangular sem magnetização definida. β é 90 graus e E_{acp} é igual a 0.65 eV	47

5.7	Representação em grafo referente ao acoplamento entre um magneto retangular (magneto A) e um magneto quadrado (magneto X). w_1 é a quantificação da influência do magneto X no magneto A. w_2 é a quantificação da influência do magneto A na componente x do magneto X, w_3 é a quantificação da influência do magneto A na componente y do magneto X.	49
5.8	Forma de onda da variável <i>clk</i> que representa o <i>clock</i> no simulador e cada fase tem duração de 300 instantes de tempo. Se <i>clk</i> for igual a 1, significa a ausência do campo magnético externo, se <i>clk</i> for igual a 0, significa que o campo magnético externo está em sua amplitude máxima.	50
5.9	Acoplamento antiferromagnético e sua representação em grafo.	51
5.10	Fio antiferromagnético com três magnetos e sua representação em grafo.	54
5.11	a) Circuito do cruzamento. A magnetização do magneto X deve apontar para a direita (1,0), a magnetização do magneto D deve apontar para baixo (-1) e a magnetização de C deve apontar para cima (1). b) grafo que representa o cruzamento.	57
6.1	a) Fio ferromagnético. O magneto A é a entrada e o magneto S a saída. b) Forma de onda da simulação do circuito.	62
6.2	a) Fio antiferromagnético. O magneto A é a entrada e o magneto S a saída. b) Forma de onda da simulação do circuito.	62
6.3	a) Fio antiferromagnético com mais de 6 magnetos. O magneto A é a entrada e o magneto S a saída. b) Forma de onda da simulação do circuito, mostrando o erro.	63
6.4	a) Fio antiferromagnético dividido em zonas de <i>clock</i> . O magneto A é a entrada e os magnetos 1, 2, 3 e S as saídas exibidas. b) Forma de onda da simulação do circuito.	65
6.5	Fios antiferromagnéticos paralelos. A interferência causada limita o tamanho do fio. b) Forma de onda da simulação do circuito.	66
6.6	a) Circuito utilizado para o cruzamento coplanar de sinal. b) Forma de onda da simulação do circuito.	67
6.7	a) Topologia comum de uma MG sem inversor na entrada B. b) Topologia alternativa para uma MG sem inversor nas entradas. c) Forma de onda da simulação do circuito.	68
6.8	Topologia alternativa para uma MG sem inversor nas entradas.	68
6.9	a) MG com que apresenta o “erro do vizinho não mais próximo”. b) Forma de onda da simulação do circuito com destaque para o erro.	69

6.10 a) Topologia do circuito com erro de sincronização b) Forma de onda da simulação do circuito, mostrando a saída sempre igual a entrada B.	70
6.11 a) Topologia do circuito dividido em zonas de <i>clock</i> . b) Forma de onda da simulação do circuito, com o circuito operando corretamente.	71
6.12 Esquema lógico e implementação do Latch SR em NML.	72
6.13 Simulação do Latch RS.	72
6.14 Esquema lógico e implementação NML do somador de 1 bit.	73
6.15 Resultado da simulação exaustiva do somador de 1 bit.	73
6.16 Implementação em NML do somador de 32 bits.	74

Lista de Tabelas

4.1	Tabela verdade da Majority Gate. $O = \neg Maj\{A, \neg B, C\}$. Quando A tem valor 0, a MG tem lógica equivalente a uma porta lógica E ($\neg B \wedge C$), quando A for 1, a lógica é equivalente a porta OU ($\neg B \vee C$).	31
5.1	As 8 combinações de acoplamento entre um par de magnetos consideradas neste trabalho. α é o ângulo da magnetização do magneto A, β é o ângulo da magnetização do magneto B, E_{acp} é a energia de acoplamento entre os magnetos A e B e w é a normalização das E_{acp} e será utilizado como peso das arestas no grafo.	43
5.2	As combinações de acoplamento entre um magneto retangular e um quadrado. α é o ângulo da magnetização do magneto retangular, β é o ângulo da magnetização do magneto X, E_{dip} é a energia de acoplamento entre os dois magnetos. O seno e cosseno de β serão utilizados como peso no grafo.	48
5.3	Valores do nó B calculados pela equação 5.2.	52
5.4	Valores do nó B calculados pela equação 5.3.	53
5.5	Valores dos nós B e C calculados pela equação 5.4.	55
5.6	Valores calculados para o nó X, C e D do circuito apresentado na Figura 5.11 a).	56

Sumário

Agradecimentos	vii
Resumo	ix
Abstract	xi
Lista de Figuras	xiii
Lista de Tabelas	xix
1 Introdução	3
1.1 Motivação	3
1.2 Objetivos	4
1.3 Descrição do Trabalho	4
1.4 Organização da Dissertação	5
2 Computação Além do Silício	7
2.1 Eletrônica de Carbono	7
2.2 Cristais Fotônicos	9
2.3 Dispositivos de Acoplamento de Campo	9
2.3.1 QCA	9
2.3.2 QCA Molecular	10
2.3.3 NML	10
3 Propriedades Magnéticas dos Nanomagnetos	13
3.1 Conceitos Básicos	13
3.1.1 Magnetização	13
3.1.2 Energia em Sistemas Magnéticos	14
3.1.3 Domínios Magnéticos	16
3.1.4 Limite Superparamagnético	17

3.2	Características do Ciclo de Histerese	19
3.3	Minimização da Energia Livre do Sistema	20
3.3.1	Cálculo das Energias de Desmagnetização e de Acoplamento Dipolar	20
4	Lógica Nanomagnética (NML)	27
4.1	Dispositivos Básicos	27
4.1.1	Majority Gate - MG	28
4.1.2	Cruzamento Coplanar de Sinais	29
4.2	Clock em NML	31
4.2.1	Técnicas para Clocking em NML	35
4.3	Entrada e Saída de Circuitos NML	36
5	NMLSim	39
5.1	Simuladores de NML Existentes	39
5.2	Considerações Sobre a Simulação	40
5.2.1	Modelagem do Circuito NML	41
5.2.2	Modelagem do Clock	49
5.2.3	Cálculo do Valor do Vértice	51
5.2.4	Algoritmo de Simulação	57
6	Resultados	61
6.1	Dispositivos Básicos	61
6.1.1	Fios	61
6.1.2	Cruzamento Coplanar de Sinais	64
6.1.3	Majority Gate - MG	65
6.2	Dispositivos complexos	67
6.2.1	Latch RS	68
6.2.2	Somador de 32 bits	70
7	Conclusões e Trabalhos Futuros	75
7.1	Conclusões	75
7.2	Trabalhos Futuros	77
	Referências Bibliográficas	79

Lista de Abreviaturas

<i>Acrônimo</i>	<i>Descrição</i>
CMOS	<i>Complementary Metal Oxide Semiconductor</i>
QCA	<i>Quantum-dot Cellular Automata</i>
NML	<i>Nanomagnetic Logic</i>
M	<i>Magnetização</i>
m	<i>Momento de dipolo magnético</i>
U_0	<i>Energia magnetostática</i>
H_d	<i>Campo desmagnetizante</i>
OOMMF	<i>Object Oriented Micromagnetic Framework</i>
H_c	<i>Campo coercivo</i>
MG	<i>Majority Gate</i>
MRAM	<i>Magnetoresistive Random Access Memory</i>
ToPoliNano	<i>Torino Politecnico Nanotechnology tool</i>
FF	<i>Fio ferromagnético</i>
FA	<i>Fio antiferromagnético</i>

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivação

Como previsto pela Lei de Moore, a densidade dos transistores CMOS em um chip cresceu exponencialmente desde a década de 1970, promovendo a criação dos modernos circuitos integrados [Waldrop, 2016]. Tudo isso ocorreu graças à miniaturização dos transistores de silício que, obviamente, não continuará indefinidamente. Prevendo o fim da escalabilidade do CMOS, novas tecnologias vêm sendo propostas desde o início da década de 1990. Dentre elas, destaca-se a computação quântica, QCA (*Quantum-dot Cellular Automata*), Lógica Nanomagnética, transistores com nanotubos de carbono e grafeno, SET (*Single-Electron Transistor*), sistemas biológicos [Cavin et al., 2012], dentre outros.

Como alternativa aos chips CMOS de silício, dispositivos baseados em acoplamento de campo (Field-Coupled Devices) surgiram inicialmente na década de 90 com os Autômatos Celulares com Pontos Quânticos (*QCA - Quantum-dot Cellular Automata*) [Lent et al., 1993] e alguns anos depois com Lógica Nanomagnética (*NML - Nanomagnetic Logic*) [Cowburn & Welland, 2000; Csaba et al., 2002, 2003]. Ao contrário do CMOS, que usa fluxo de elétrons para realizar lógica e propagação de sinal, dispositivos de acoplamento interagem entre si através de campos: campo elétrico para QCA e campo magnético para NML.

Lógica Nanomagnética (NML) é uma evolução do QCA que funciona a partir da interação do campo magnético entre nanomagnetos. A unidade básica de NML são magnetos alongados e pequenos o suficiente (500 nanômetros ou menos) para apresentarem um único domínio magnético e assim terem seus polos bem definidos em suas extremidades [Vacca et al., 2014b]. Com isso, seus vetores de magnetização são bem definidos ao ponto de terem apenas dois estados estáveis de magnetização, que são

utilizados para representar os bits 0 e 1.

Nos últimos anos, muitos circuitos de NML foram propostos, tanto teoricamente quanto experimentalmente. Foi demonstrado que dispositivos NML funcionam à temperatura ambiente [Cowburn & Welland, 2000], são capazes de propagar sinal e realizar lógica [Porod & Niemier, 2015; Varga et al., 2011] e que é possível realizar o cruzamento coplanar de sinal [Pulecio & Bhanja, 2010]. Foi comprovado experimentalmente que a energia de dissipação envolvida na troca de magnetização de um nanomagnetito é próximo do limite de Landauer [Landauer, 1961; Hong et al., 2016], enquanto que a dissipação de energia no processo de troca de estado em portas CMOS é da ordem de $10^4 - 10^6$ maior que o limite de Landauer [T.-J.K. Liu, 2015]. Assim, por funcionar à temperatura ambiente com baixa dissipação de energia, a tecnologia NML apresenta-se como uma forte candidata para superar os obstáculos enfrentados pelo transistor de CMOS, principalmente em sistemas embarcados.

Os resultados experimentais já obtidos são promissores, porém há uma carência de ferramentas próprias para o projeto e simulação de circuitos mais complexos. O posicionamento dos nanomagnetitos de um dado circuito é uma tarefa difícil e torna o layout final diferente dos circuitos tradicionais. Para projetar um circuito lógico, cada magnetito deve ser posicionado de forma que a interação com seus vizinhos resulte na função lógica desejada. Como é comum em diversas tecnologias, o uso de simuladores é um passo importante do projeto de um circuito. Antes da fabricação do dispositivo, simulações lógicas e físicas devem ser realizadas para encontrar erros e para, possivelmente, otimizar o layout do circuito.

1.2 Objetivos

Este trabalho tem como objetivo desenvolver um simulador de circuitos de Lógica Nanomagnética (NML). O desenvolvimento do simulador, utilizando modelagem computacional inovadora, tem por objetivo tornar disponível aos pesquisadores uma ferramenta de interface simples, possibilitando a avaliação de uma variedade de circuitos de forma rápida. A modelagem computacional deve respeitar a teoria, garantindo o correto funcionamento dos magnetitos e as interações entre eles.

1.3 Descrição do Trabalho

Este trabalho foi dividido em 4 etapas descritas a seguir:

1. **Um estudo sobre a teoria da Lógica Nanomagnética.** Para isso, realizou-se uma pesquisa bibliográfica sobre a teoria de NML. Nesta etapa, estudou-se como os magnetos funcionam logicamente e como eles interagem.
2. **Um estudo sobre as metodologias de simulação existentes.** As principais ferramentas de simulação disponíveis na literatura foram estudadas e compreendidas.
3. **A definição da modelagem e a implementação das versões do simulador.** Esta etapa é dividida pelas duas versões do simulador. A primeira versão foi desenvolvida de maneira simplificada, não utilizando características da teoria física de NML, e foi utilizada como modelo básico para melhorar o entendimento do funcionamento de NML. A segunda versão do simulador foi desenvolvida utilizando a modelagem da primeira versão como base, porém foram inseridas características físicas dos magnetos que não estavam presentes na versão anterior. Foi também proposto um novo método de simulação.
4. **Realização dos experimentos.** Para comprovar a eficiência do simulador e da metodologia desenvolvida, vários experimentos foram realizados.

1.4 Organização da Dissertação

Esta dissertação está dividida em 6 capítulos adicionais, descritos a seguir:

O capítulo 2 apresenta uma revisão bibliográfica de tecnologias que possuem potencial para substituir o CMOS.

O capítulo 3 apresenta uma revisão dos conceitos de magnetismo necessários para um melhor entendimento de NML e o cálculo da energia magnetostática de circuitos de NML.

O capítulo 4 apresenta a teoria da Lógica Nanomagnética (*Nanomagnetic Logic - NML*), descrevendo o comportamento dos magnetos e de alguns dispositivos básicos. Também são apresentadas as alternativas para *clocking* e Entrada/Saída atuais.

O capítulo 5 descreve a modelagem computacional e o algoritmo de simulação implementado. É detalhado o cálculo da magnetização dos magnetos e como eles interagem entre si.

O capítulo 6 apresenta os resultados das simulações de circuitos de NML.

O capítulo 7 conclui este trabalho, acrescentando as sugestões de trabalhos futuros.

Capítulo 2

Computação Além do Silício

A lei de Moore regeu o comportamento da indústria nas últimas décadas e, graças a isso, a quantidade de transistores nos *chips* e a frequência do *clock* cresceram. Como pode ser visto na Figura 2.1, a quantidade de transistores cresce, exponencialmente, desde o começo da década de 1970 até hoje. O mesmo acontecia para a frequência do *clock*, porém, em 2004, devido ao aumento da dissipação de calor no *chip*, foi estabelecido um limite para esse crescimento [Waldrop, 2016]. O aumento da quantidade de transistores dentro do *chip* ocorreu graças à diminuição do seu tamanho. Entretanto, a miniaturização dos transistores está próxima do seu limite físico [Waldrop, 2016], assinalando o fim de uma era. Esses limites já foram previstos há muito tempo e, desde a década de 1990, alternativas ao transistor CMOS vêm surgindo. Muitas dessas alternativas operam usando variáveis de estado ao invés de carga elétrica, enquanto outras oferecem utilidades além de um simples dispositivo binário que podem ser úteis em dispositivos mais complexos. Neste capítulo, algumas dessas tecnologias são abordadas brevemente.

2.1 Eletrônica de Carbono

Nanotubos de Carbono (*Carbon Nanotube* - CNT) são estruturas nanométricas cilíndricas e ocas que possuem propriedades eletrônicas, físicas e térmicas únicas [Appenzeller, 2008]. Seu tamanho e estrutura o tornou atrativo para a miniaturização de componentes eletrônicos. Desde a sua descoberta até hoje [Iijima et al., 1991; Shulaker et al., 2016], os avanços alcançados com CNTs culminaram com a fabricação de um processador na Universidade de Stanford [Shulaker et al., 2013]. O processador implementa a arquitetura SUBNEG (subtração e salte se negativo), que é Turing completa, e opera em modestos 1 kHz de velocidade. Ele é composto por mais de 30000 nanotubos e

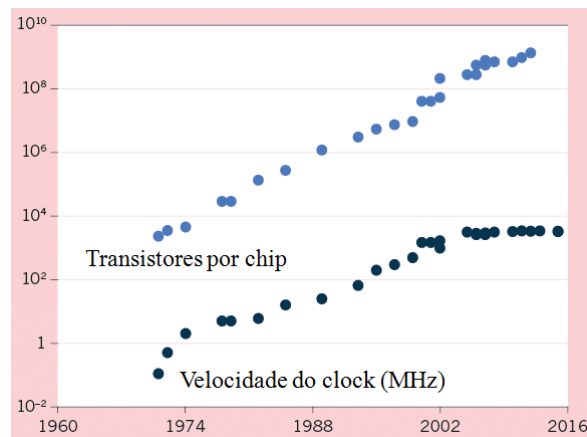


Figura 2.1. Quantidade de transistores por chip e aumento da frequência do clock nas últimas décadas [Waldrop, 2016].

178 transistores. Os transistores de nanotubos de carbono diferem dos tradicionais por utilizarem nanotubos como canal (Figura 2.2).

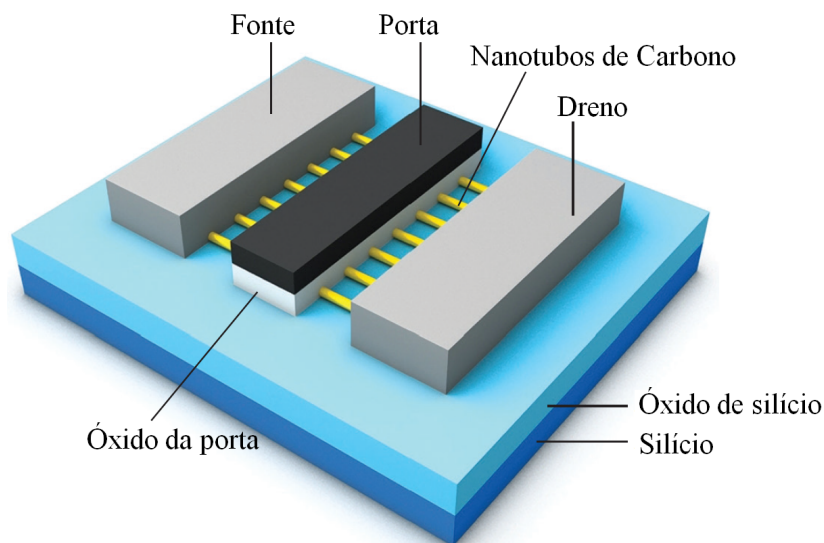


Figura 2.2. Transistor de efeito de campo de nanotubo de carbono [Shulaker et al., 2016]

Outro dispositivo de carbono é o grafeno, composto por um arranjo 2-D hexagonal de átomos de carbono. O grafeno possui propriedades eletrônicas, térmicas, fotoelétricas e mecânicas únicas. É um dispositivo que pode ser usado em transistores, sensores, lasers, etc., porém, ainda é cedo para determinar o possível impacto causado pelo grafeno na indústria e muitas pesquisas estão sendo feitas para o desenvolvimento dessa nova nanoestrutura [Cavin et al., 2012].

2.2 Cristais Fotônicos

Cristais Fotônicos (CF) são dispositivos óticos semicondutores com periodicidade no índice de refração. Alta velocidade, baixo consumo energético e baixa dissipação de calor estão entre suas principais vantagens. Circuitos lógicos podem ser criados controlando os efeitos construtivos e destrutivos da interferência de fótons, adicionando defeitos no cristal (guias de onda) [Joannopoulos et al., 2011]. Diversas portas lógicas já foram propostas na literatura [Fu et al., 2013; Caballero et al., 2015], porém o atual desafio dessa tecnologia é o cascadeamento de informação. A intensidade do sinal tende a diminuir no circuito, dificultando assim a propagação de sinal entre portas lógicas.

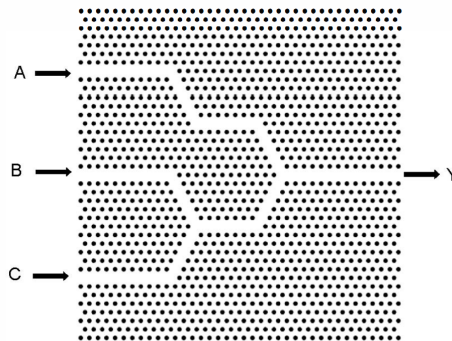


Figura 2.3. Majority Gate proposta em [Caballero et al., 2015]. A luz se propaga da esquerda para a direita e, através dos efeitos de interferência construtivos e destrutivos da luz, é possível criar dispositivos lógicos.

2.3 Dispositivos de Acoplamento de Campo

Dispositivos de Acoplamento de Campo (*Field Coupled Devices*) diferem dos anteriores por determinar o valor lógico do dispositivo pelo seu estado e por realizar lógica e propagação de sinal através de interações de campo. QCA e suas variações são as principais linhas de pesquisa nessa área.

2.3.1 QCA

Autômatos Celulares com Pontos Quânticos (*Quantum-dot Cellular Automata* - QCA) surgiram na década de 90 como uma possível alternativa aos transistores de silício. A unidade básica de QCA é uma célula em escala nanométrica que apresenta quatro pontos quânticos e dois elétrons livres (Figura 2.4). A propagação de sinal e lógica são realizadas através de interações Coulombianas entre células próximas. Devido ao

formato da célula (quadrado) e da força de repulsão dos elétrons, uma célula QCA apresenta apenas dois estados estáveis (lógico 1 e 0). Para os primeiros circuitos de QCA, ilhas de alumínio foram usadas como pontos quânticos e serviram para provar a funcionalidade da tecnologia [Snider et al., 1998]. Entretanto, tal dispositivo funciona apenas em temperaturas muito baixas (0,1K a 4K) e a produção em larga escala é inviável devido ao pequeno tamanho das células.

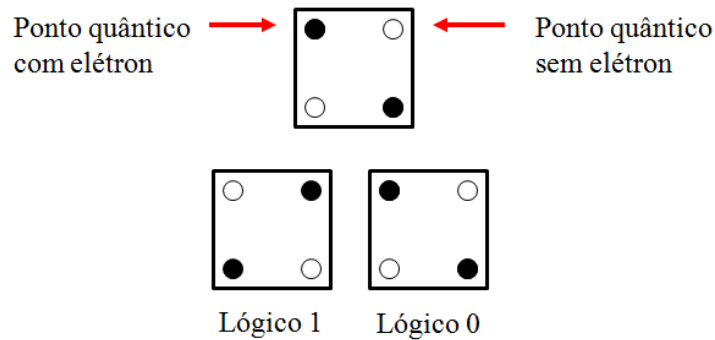


Figura 2.4. Representação de uma célula QCA. A célula é composta por quatro pontos quânticos e dois elétrons livres. Devido à repulsão entre os elétrons, uma célula QCA possui dois estados estáveis, que são usados para representar os valores lógicos 1 e 0.

2.3.2 QCA Molecular

O QCA Molecular usa moléculas complexas para representar informação e apresenta, em teoria, muitas vantagens com relação às demais tecnologias, seja CMOS ou QCA eletrônico [Lent et al., 2006; Cavin et al., 2012]. Uma ilustração de uma célula de QCA Molecular é exibida na Figura 2.5 a). Em 2.5 b), seus três possíveis estados de carga são apresentados. Estima-se que QCA Molecular pode operar em THz à temperatura ambiente e com baixa dissipação de energia.

2.3.3 NML

Lógica Nanomagnética (*Nanomagnetic Logic* - NML, tema deste trabalho) é uma evolução do QCA eletrônico que funciona a partir da interação do campo magnético entre nanomagnetos [Cowburn & Welland, 2000]. NML usa como célula básica um magneto alongado, em escala nanométrica, que possui um único domínio magnético. Devido a anisotropia de forma, os magnetos possuem apenas dois estados estáveis de magnetização (vetor para cima ou para baixo) que são usados como valores lógicos (Figura 2.6).

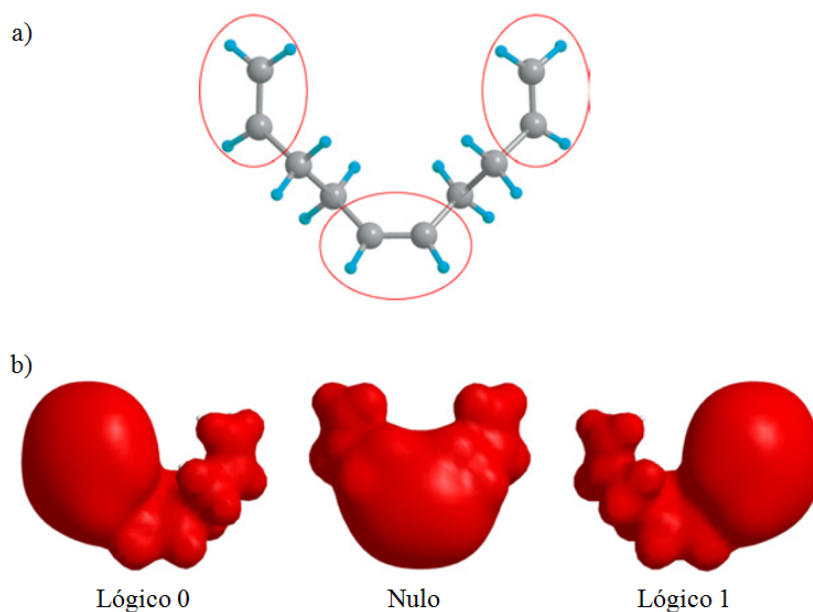


Figura 2.5. a) Ilustração de uma célula utilizada em QCA molecular. Um buraco (ausência de elétron) pode estar em um dos três grupos, representado os valores 0, nulo e 1. b) A localização das cargas na molécula é mostrada pela sua superfície iso-potencial [Lent et al., 2006].

Mais detalhes sobre NML serão apresentados no Capítulo 4. Apesar das possíveis vantagens de QCA Molecular, NML mostra-se, atualmente, uma linha de pesquisa mais promissora, pois, além de funcionar à temperatura ambiente, já existem demonstrações experimentais da tecnologia [Varga et al., 2011].

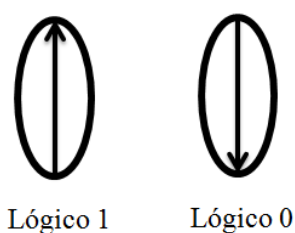


Figura 2.6. Formato comum de um magneto de NML. Seu formato alongado limita o magneto a apenas duas magnetizações estáveis que representam os valores lógicos 1 e 0 respectivamente.

O próximo capítulo apresenta, de forma simplificada, as propriedades magnéticas fundamentais para o entendimento deste trabalho. Além disso, um modelo teórico para o cálculo da energia magnetostática, usado posteriormente na modelagem do simulador, será apresentado.

Capítulo 3

Propriedades Magnéticas dos Nanomagnetos

Neste capítulo serão apresentados os conceitos básicos de magnetismo necessários para o entendimento do trabalho. Em seguida, será discutido um modelo de cálculo da energia magnetostática de circuitos de NML, que contribui para a base teórica do trabalho desenvolvido. Os nanomagnetos estudados são compostos de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (Permalloy). O sistema de unidades adotado é o Sistema Internacional de Unidades (SI).

3.1 Conceitos Básicos

Um circuito NML típico é composto de partículas ferromagnéticas nanoscópicas de estrutura magnética monodomínio, as quais, ao serem posicionadas próximas umas das outras, interagem através de seus campos magnéticos. Devido ao tamanho reduzido e ao seu formato (a geometria assumida das nanopartículas neste trabalho é a do prisma retangular), um nanomagneto de um circuito de NML apresenta duas configurações de magnetização estáveis, que podem ser usadas para representar o bit 0 e o bit 1. As propriedades magnetostáticas dos nanomagnetos serão examinadas nesta seção de forma simplificada.

3.1.1 Magnetização

O parâmetro fundamental de qualquer sistema magnético é o momento magnético total ou magnetização por unidade de volume, M (A/m). Em um sólido, M é dado pelo

momento de dipolo magnético total m (Am^2) dividido pelo volume V (m^3):

$$M = \frac{m}{V}. \quad (3.1)$$

O momento magnético é produzido pelo momento angular do elétron (G), e é dado por:

$$m = G \left(\frac{-q}{2m_e} \right), \quad (3.2)$$

onde q e m_e são a carga e a massa do elétron. Na equação acima, o termo em parêntesis é conhecido como fator giromagnético, e vale 8.793×10^{10} Rad/s/T. Nos circuitos de NML estudados, a magnetização M de um dado nanomagnetito é representada por um vetor no plano x - y , de magnitude constante e direção variável com o ângulo θ (como ilustrado na Figura 3.3 a)). Quando a amostra é submetida a um campo externo tal que \vec{M} é paralelo a este campo, a amostra apresenta o estado de saturação magnética, e o módulo de M é igual à magnetização de saturação, M_s . No caso do *Permalloy*, $M_s = 796$ kA/m, na temperatura ambiente [Hertel & Kronmüller, 1999].

3.1.2 Energia em Sistemas Magnéticos

A seguir, discutiremos as principais energias envolvidas em sistemas magnéticos: energia de troca ou de intercâmbio, energia de anisotropia magnetocristalina, energia magnetostática e a energia magnetoelástica. O balanço energético é responsável pela estrutura magnética e determina o comportamento de um material magnético sob a ação de campos externos.

3.1.2.1 Energia Magnetostática

A energia magnetostática, U_0 , tem origem na interação clássica entre dipolos magnéticos. Para um meio de magnetização uniforme, é possível mostrar que M produz um potencial escalar magnético na superfície do sólido. Esse potencial é responsável por um campo interno ao material, chamado de campo desmagnetizante, H_d , além de um campo externo que preenche o espaço ao redor do sólido, H_m . O acoplamento entre a magnetização M e H_d dá origem a energia de desmagnetização, U^d , enquanto que o acoplamento entre H_m e a magnetização de um outro magneto, nas proximidades do magneto que gerou H_m , dá origem à energia de acoplamento dipolar, U^c . As energias U^d e U^c são ambas de origem magnetostática, e dependem da forma geométrica do sólido e das distâncias que separam dois ou mais magnetos. Numa amostra magnética isolada e de energia magnetocristalina desprezível (ver abaixo), a magnetização

tenderá a orientar-se ao longo do eixo de maior comprimento da amostra, pois H_d é pequeno, em contraste com um alto valor de H_d para o caso em que M é paralelo a um eixo de menor comprimento. Essa diferença configura uma anisotropia magnética, conhecida como anisotropia de forma. Os nanomagnetos estudados possuem a geometria de prisma retangular, onde os eixos correspondentes a largura, comprimento e espessura são paralelos aos eixos x , y e z das coordenadas cartesianas, respectivamente (ver Figura 3.3 a)). Sendo a espessura dos nanomagnetos muito menor do que a largura e do que o comprimento, a energia de desmagnetização é muito grande ao longo do eixo z . Assim, a componente z de \vec{M} é assumida igual a zero. A energia U^d será mínima quando M for paralelo ao plano $x-y$. No plano $x-y$, a direção mais favorável para M será ao longo do eixo y . A direção final da magnetização, que poderá ser paralela ou antiparalela ao eixo y , será determinada pelo acoplamento dipolar de M com as magnetizações de um ou mais nanomagnetos vizinhos, de acordo com a energia de acoplamento U^c .

A energia magnetostática é a mais relevante para os sistemas estudados neste trabalho. A seguir, mencionaremos outras energias de sistemas magnéticos que poderão ser importantes para o estudo em trabalhos futuros de outras propriedades de circuitos NML. Na seção 3.3.1, será analisado um modelo de cálculo de U^d e de U^c , utilizados no simulador desenvolvido nesta dissertação.

3.1.2.2 Energia de Anisotropia Magnetocristalina

A magnetização de um material ferromagnético tende a alinhar-se com certas direções cristalográficas. As direções preferenciais são chamadas de "eixos fáceis", uma vez que é mais fácil magnetizar um material até a saturação se o campo magnético externo for aplicado ao longo desse eixo. No caso do Fe, de estrutura cúbica de corpo centrado, as seis possíveis orientações ao longo das arestas do cubo são as direções de fácil magnetização. Em contraste, a direção de difícil magnetização do Fe é paralela à diagonal principal do cubo. A diferença energética por unidade de volume entre as energias gastas para magnetizar uma amostra ao longo do eixo difícil e o eixo fácil é a energia de anisotropia magnetocristalina, U_a . Neste trabalho, a contribuição de U_a foi desprezada, uma vez que esta energia é muito inferior às energias magnetostáticas envolvidas. Tipicamente para o *Permalloy*, a energia de anisotropia uniaxial é da ordem de 500 J/m^3 [Hertel & Kronmüller, 1999]. Para um prisma retangular de dimensões (espessura \times largura \times comprimento) $10 \times 50 \times 100$ (nm), a energia de anisotropia de forma é da ordem de 30 kJ/m^3 (ver subseção 3.1.4).

3.1.2.3 Energia de Troca

A energia de troca representa a energia de interação entre spins atômicos e tem origem eletrostática, porém de natureza quântica, sem equivalente clássico. Ela resulta da diferença entre as energias eletrostáticas de dois elétrons nas situações de spins paralelos e antiparalelos. Essa interação pode ser representada por uma interação magnética dada pelo produto escalar de spins magnéticos representados por vetores clássicos. Neste trabalho, a magnetização uniforme de materiais de estrutura magnética monodomínio é assumida como um spin gigante, resultante dessa interação de troca entre todos os spins do material.

3.1.2.4 Energia Magnetoelástica

Um material magnético submetido a uma tensão mecânica altera a direção da sua magnetização de acordo com a minimização da energia magnetoelástica (U_e), sendo portanto, uma outra forma de anisotropia magnética. Há estudos na literatura da influência do efeito magnetoelástico para o auxílio na indução da magnetização ao longo de um eixo preferencial, em substituição à aplicação de um campo magnético externo, que pode ser inconveniente em sistemas nanoscópicos [Fashami et al., 2012; Atulasimha & Bandyopadhyay, 2012]. Isso é realizado através do efeito magnetostritivo inverso, que é a mudança da magnetização através da ação de uma tensão aplicada em uma direção. Neste trabalho, a influência da U_e foi desconsiderada por não haver tensão mecânica aplicada sobre os circuitos NML.

3.1.3 Domínios Magnéticos

Uma característica fundamental de um material magnético é a sua estrutura magnética, que é constituída por uma ou mais regiões de magnetização uniforme chamadas de domínios magnéticos. Cada domínio apresenta uma magnetização e, entre dois domínios, existe uma região de transição chamada parede de domínio. A divisão de uma amostra em domínios diminui a energia magnetostática total. Apesar da criação de domínios diminuir U_0 , há um custo energético associado à criação de uma parede de domínio.

Os nanomagnetos que compõem um circuito NML devem apresentar estrutura de monodomínio, uma vez que a criação de paredes de domínio reduz a energia magnetostática, reduzindo o campo dipolar, necessário para haver interação entre os nanomagnetos do circuito. A redução das dimensões de uma amostra pode favorecer a formação de uma estrutura monodomínio, quando estas atingem a mesma ordem de

grandeza ou menor do que a largura da parede de domínio [Cullity & Graham, 2009], dada por:

$$\delta_w = \pi \sqrt{\frac{A}{K_u}}, \quad (3.3)$$

onde K_u é a constante de anisotropia e $A = 13$ pJ/m é a constante de troca do *Permalloy*[Hertel & Kronmüller, 1999]. Assim, obtemos $\delta_w = 500$ nm, valor superior às dimensões típicas dos nanomagnetos estudados neste trabalho, podendo estes serem considerados monodomínio. O modelo de cálculo magnetostático (a ser descrito na subseção 3.3.1) utiliza a hipótese de estrutura monodomínio para os nanomagnetos. A Figura 3.1 mostra os resultados do cálculo da energia de desmagnetização obtida com o modelo de cálculo magnetostático, comparados com o cálculo micromagnético. A espessura das partículas foi assumida igual a 10 nm, enquanto que as demais dimensões estão indicadas na figura. Para o cálculo micromagnético, foi utilizado o simulador OOMMF (Object Oriented Micromagnetic Framework) [Donahue & Porter, 1999], onde foi adotado o tamanho da célula igual a 5 nm. Os parâmetros físicos das amostras são aqueles do *Permalloy*, sendo a energia de anisotropia magnetocristalina igual a zero e a constante de amortecimento de Gilbert igual a 0.5. Da figura, concluímos que a hipótese de monodomínio é válida para geometrias cuja razão $l/w > 1.5$ [Melo et al., 2016].

3.1.4 Limite Superparamagnético

Se o volume da partícula for pequeno a ponto da barreira energética que separa dois estados magnéticos for da ordem da energia térmica, haverá uma probabilidade importante de flutuação dos momentos magnéticos. A magnetização da partícula se tornará instável levando à perda da magnetização espontânea, e à uma transição da fase ferromagnética para a superparamagnética. Estima-se que a estabilidade magnética necessária para reter a informação seja dada aproximadamente pela relação:

$$KV > 40k_B T, \quad (3.4)$$

onde K é a densidade de energia de anisotropia, V o volume da amostra, $k_B = 8.62 \times 10^{-5}$ eV/K é a constante de Boltzmann e T é a temperatura. Na equação 3.4, o fator 40 está relacionado a uma estabilidade térmica de cerca de 10 anos [Sellmyer & Skomski, 2006]. Na temperatura ambiente, o fator $40k_B T = 1.0$ eV. Vamos agora estimar o lado esquerdo da equação 3.4. Como visto, a energia de desmagnetização dos sistemas estudados é muito superior à energia de anisotropia magnetocristalina.

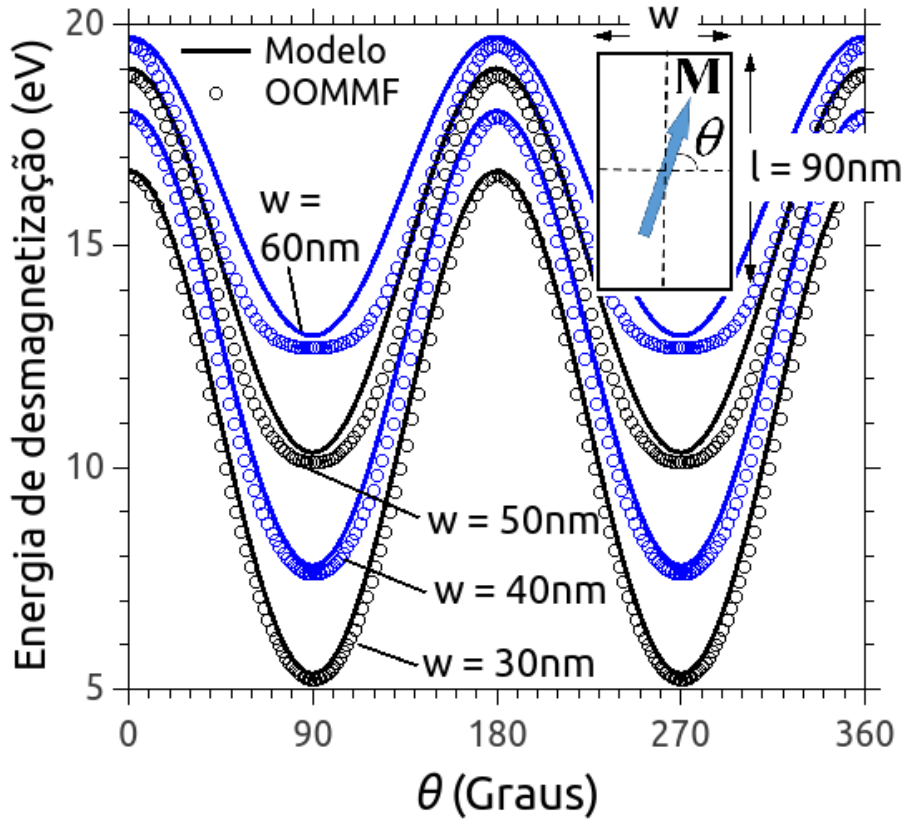


Figura 3.1. Resultados do modelo de cálculo da energia de desmagnetização em função de θ , comparados com o cálculo micromagnético, para uma amostra retangular. O comprimento e a espessura da partícula foram mantidos fixos em 90 nm e em 10 nm, respectivamente, enquanto que a largura foi variada de acordo com os valores indicados.

Assim, o parâmetro K acima pode ser estimado de acordo com a diferença de energia magnetostática para a magnetização passar do eixo do comprimento da amostra para o eixo da largura, dada por:

$$K = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 (N_x - N_y), \quad (3.5)$$

onde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m é a permeabilidade do espaço livre, N_x e N_y são os fatores de desmagnetização ao longo da largura e do comprimento, respectivamente, e podem ser estimados para a geometria do problema [Vittoria, 2011]. Substituindo os valores das constantes físicas, a equação 3.5 produz $K = 30 \text{ kJ/m}^3$. Multiplicando o valor acima pelo volume da amostra de dimensões típicas (espessura \times largura \times comprimento) $10 \times 50 \times 100$ (nm), obtemos $KV \approx 10$ eV. Esse valor mostra que, para as dimensões das partículas estudadas, a energia térmica não é suficiente para transpor a barreira de

potencial magnetostático e as amostras se comportam como partículas ferromagnéticas monodomínio.

3.2 Características do Ciclo de Histerese

Embora neste trabalho não tenha sido estudado o processo de magnetização das amostras, cabe mencionar algumas características do ciclo de histerese típico dos nanomagnetos de NML.

Como vimos, os nanomagnetos de NML são compostos de material ferromagnético com forte anisotropia de forma e devem apresentar estrutura monodomínio para assegurar forte interação dipolar entre partículas vizinhas. O campo coercivo, H_c , deve ser baixo para que a magnetização da amostra sofra influência dos primeiros vizinhos num circuito NML, porém alto o suficiente para que o circuito não desmagnetize sob influência de campos externos residuais. A magnetização remanente, M_r , deve ser próxima à magnetização de saturação [Imre, 2005], resultando num ciclo de histerese de aspecto semelhante ao apresentado na Figura 3.2 a), onde H é o campo aplicado ao longo do eixo de maior comprimento do magneto. A direção das magnetizações de saturação $M+$ e $M-$ são utilizadas para representar os valores lógicos 1 e 0, respectivamente (Figura 3.2 b)).

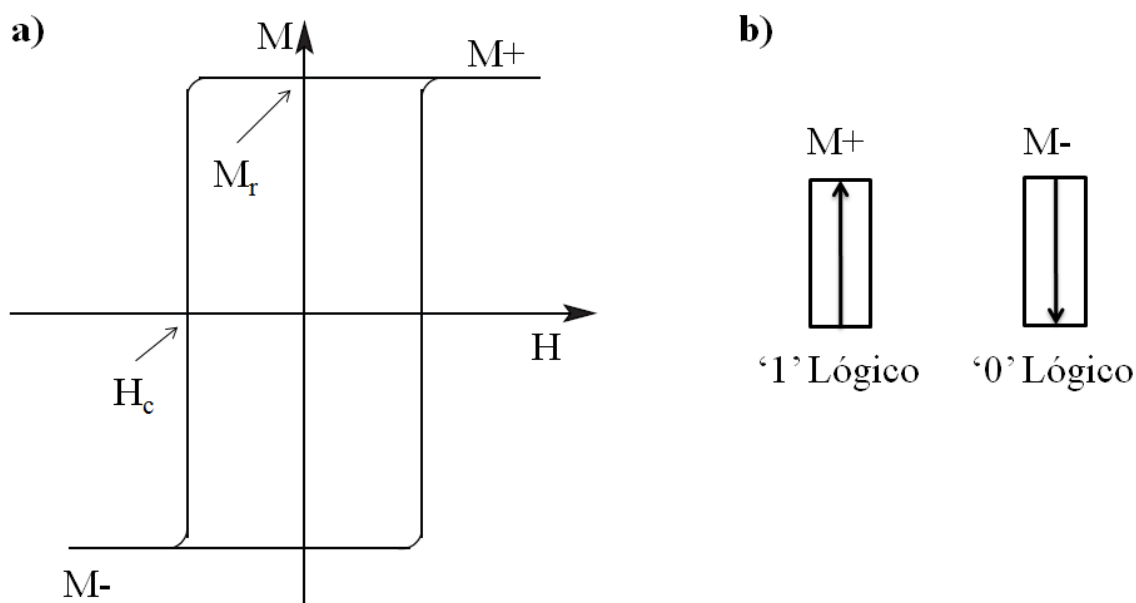


Figura 3.2. a) Curva de magnetização típica de um ferromagneto monodomínio, submetido a ação de campo magnético aplicado ao longo do eixo fácil da amostra. b) Direção da magnetização em $M+$ e $M-$.

3.3 Minimização da Energia Livre do Sistema

O cálculo das energias de uma amostra magnética pode ser feito através de simuladores micromagnéticos, como por exemplo, o OOMMF [Donahue & Porter, 1999]. O OOMMF é uma ferramenta de simulação micromagnética, amplamente utilizada pela comunidade de magnetismo. O simulador resolve a equação de Landau-Lifshitz (LL) para um sistema 3D de spins em células retangulares, permitindo a obtenção de vários parâmetros magnéticos de uma dada amostra. A equação LL descreve a dinâmica da magnetização quando a amostra é submetida a ação de um campo efetivo, \mathbf{H}_{eff} , dada por:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{\gamma\alpha}{M_s}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}), \quad (3.6)$$

onde \mathbf{M} é o vetor magnetização, γ é o fator giromagnético, α é a constante de amortecimento da precessão da magnetização. Como visto, a hipótese de estrutura monodomínio das nanopartículas pode ser adotada no presente trabalho, permitindo o desenvolvimento de um modelo semi-analítico de cálculo da energia magnetostática presente nos circuitos de NML. Tal modelo tem a vantagem de ser mais rápido do que simuladores micromagnéticos, além de permitir maior compreensão da física envolvida nas interações dipolares em circuitos de NML.

O modelo teórico utilizado neste trabalho descreve o comportamento estático dos nanomagnetos, onde a dinâmica da magnetização não é examinada. Essa aproximação é válida desde que a magnetização do nanomagneto tenha relaxado totalmente no estado de mínimo energético. Assim, para uma dada magnetização de entrada, a saída do circuito de NML é obtida calculando o mínimo global da energia magnetostática. O modelo foi desenvolvido pelo nosso grupo de pesquisa [Melo et al., 2016].

Como vimos, a energia magnetostática inclui a energia de desmagnetização de uma amostra individual e a energia de acoplamento dipolar entre dois ou mais magnetos vizinhos. A anisotropia magnetocristalina e a energia magnetoelástica foram desprezadas. A energia de troca é responsável pelo alinhamento dos spins atômicos e, por ser de curto alcance, não tem relevância nas interações magnetostáticas, sendo utilizada somente para estimar a espessura da parede de domínio.

3.3.1 Cálculo das Energias de Desmagnetização e de Acoplamento Dipolar

A forma geométrica de um nanomagneto, suas dimensões e a distância relativa entre um ou mais nanomagnetos vizinhos, são parâmetros determinantes das energias de des-

magnetização e de acoplamento dipolar. A Figura 3.3 mostra a geometria do problema. Foram examinados nanomagnetos com formato de prisma retangular, de espessura t , largura w e altura l . Na Figura 3.3 a), $\mathbf{M} = M_s \mathbf{n}_M$, é o vetor de magnetização (magnetização por unidade de volume) da partícula, M_s é a magnetização de saturação, $\mathbf{n}_M = (\cos\theta, \sin\theta, 0)$ é o vetor unitário no plano $x-y$ do sistema de coordenadas cartesianas e θ é o ângulo que \mathbf{M} faz com o eixo x . A magnetização \mathbf{M} é assumida de módulo constante e igual a $M_s = 796$ kA/m, valor típico para *Permalloy* [Hertel & Kronmüller, 1999].

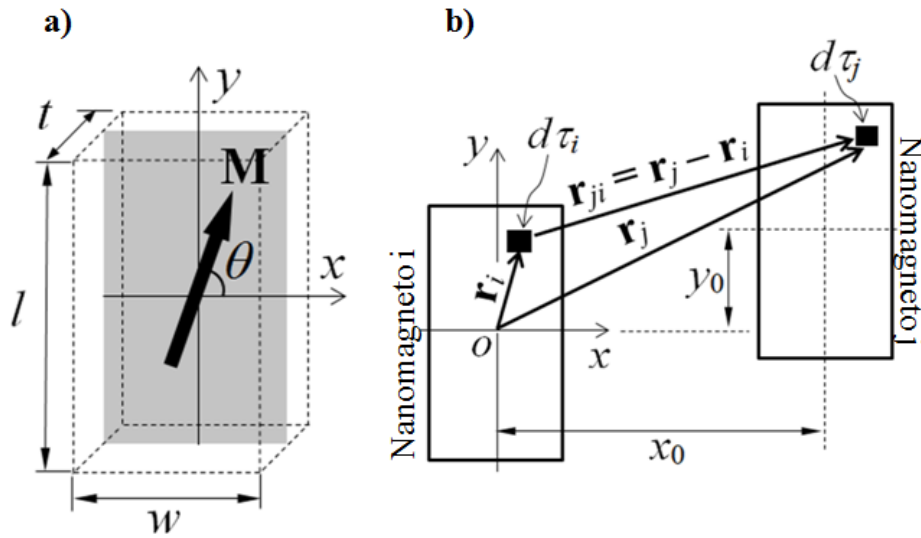


Figura 3.3. a) Ilustração da geometria do problema. \mathbf{M} é o vetor magnetização no plano $x-y$ ($z = 0$, região sombreada) e θ é o ângulo que \mathbf{M} faz com o eixo x . b) Parâmetros geométricos para o cálculo da energia magnetostática dipolar entre dois nanomagnetos. O centro do nanomagneto i é localizado na origem e o centro do nanomagneto j é localizado no ponto (x_0, y_0, z_0) . A distância z_0 (não mostrada) é a distância entre os magnetos i e j ao longo do eixo z . O volume dos nanomagnetos é dado por $d\tau_i$ e $d\tau_j$.

3.3.1.1 Sistema de Duas Partículas

A Figura 3.3 a) mostra a definição dos parâmetros geométricos de uma nanopartícula, onde l é o comprimento, w é a largura e t a espessura. O vetor magnetização, \mathbf{M} , e o ângulo que \mathbf{M} faz com o eixo x são também representados. Em b), temos a ilustração dos parâmetros geométricos utilizados no cálculo da energia de acoplamento dipolar. O centro da partícula i está localizado na origem, e o centro da partícula j , no ponto (x_0, y_0, z_0) . As distâncias x_0 e y_0 estão definidas na figura, e z_0 é a distância no eixo z entre as partículas i e j ($z_0 = 0$, pois os magnetos estão no mesmo plano). A

magnetização dos nanomagnetos i e j são $\mathbf{M}_i = M_s \mathbf{n}_{Mi}$ e $\mathbf{M}_j = M_s \mathbf{n}_{Mj}$, onde $\mathbf{n}_{Mi} = (\cos\theta_i, \sin\theta_i, 0)$ e $\mathbf{n}_{Mj} = (\cos\theta_j, \sin\theta_j, 0)$ são os vetores unitários de magnetização, assumidos paralelos no plano x - y . Esse sistema define a unidade básica para o cálculo da energia de acoplamento magnetostático dipolar entre dois ou mais magnetos. O cálculo é realizado fixando a direção da magnetização de um dos magnetos, θ_i , e encontrado o ângulo da segunda partícula, θ_j , que minimiza a energia do sistema. A partícula de magnetização fixa representa a entrada, e sua magnetização pode assumir as direções $\theta_i = 90^\circ$ (lógico 1) ou $\theta_i = 270^\circ$ (lógico 0). A saída é dada pela direção da magnetização θ_j , que depende da energia total de acoplamento entre os magnetos i e j , $U_{i,j}^c$, e da energia total de desmagnetização do magneto j , U_j^d , que serão explicadas a seguir.

Vamos definir a expressão matemática para energia de acoplamento dipolar $U_{i,j}^c$ entre os dois nanomagnetos da Figura 3.3 b). Se \mathbf{m}_i é o momento de dipolo magnético e θ_i é o ângulo que \mathbf{m}_i faz com o eixo x , o elemento infinitesimal do dipolo magnético, $d\mathbf{m}_i$, pode ser escrito como o produto entre a magnetização por unidade de volume, \mathbf{M}_i , e o elemento de volume da partícula, $d\tau_i = dx_i dy_i dz_i$, resultando em:

$$\begin{aligned} d\mathbf{m}_i &= \mathbf{M}_i d\tau_i \\ &= M_s \mathbf{n}_{Mi} dx_i dy_i dz_i. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Na Figura 3.3 b), $\mathbf{r}_i = (x_i, y_i, z_i)$ é o vetor posição do elemento de volume $d\tau_i$. Analogamente, o elemento do momento magnético da partícula j , $d\mathbf{m}_j$, é dado por:

$$\begin{aligned} d\mathbf{m}_j &= \mathbf{M}_j d\tau_j \\ &= M_s \mathbf{n}_{Mj} dx_j dy_j dz_j, \end{aligned} \quad (3.8)$$

onde $d\tau_j$ está localizado em $\mathbf{r}_j = (x_0 + x_j, y_0 + y_j, z_0 + z_j)$. A densidade de energia de acoplamento dipolar (J/m^3) dos momentos $d\mathbf{m}_i$ e $d\mathbf{m}_j$, separados pelo vetor $\mathbf{r}_{ji} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i = (\eta, \xi, \kappa)$, onde $\eta = x_0 + x_j - x_i$, $\xi = y_0 + y_j - y_i$ e $\kappa = z_0 + z_j - z_i$, pode ser calculada usando [Brown, 1962]:

$$dU_{i,j}^c = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{d\mathbf{m}_i \cdot d\mathbf{m}_j}{|\mathbf{r}_{ji}|^3} - 3 \frac{(d\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{r}_{ji})(d\mathbf{m}_j \cdot \mathbf{r}_{ji})}{|\mathbf{r}_{ji}|^5} \right]. \quad (3.9)$$

A energia de interação $U_{i,j}^c$ (J) é obtida substituindo as equações 3.7 e 3.8 na equação

3.9, e integrando a equação resultante sobre x_i, y_i, z_i, x_j, y_j e z_j , resultando em:

$$U_{i,j}^c = K \int_{\tau_i} \int_{\tau_j} \left[\frac{\cos(\theta_i - \theta_j)}{(\eta^2 + \xi^2 + \kappa^2)^{\frac{3}{2}}} - 3 \frac{(\eta \cos \theta_i + \xi \operatorname{sen} \theta_i)(\eta \cos \theta_j + \xi \operatorname{sen} \theta_j)}{(\eta^2 + \xi^2 + \kappa^2)^{\frac{5}{2}}} \right] d\tau_i d\tau_j, \quad (3.10)$$

onde $K = \mu_0 M_s^2 / (4\pi)$ (J/m³). Na equação 3.10, os limites de integração são $-w_i/2 \leq x_i \leq w_i/2$, $-l_i/2 \leq y_i \leq l_i/2$, $-t_i/2 \leq z_i \leq t_i/2$ para a partícula i , e $-w_j/2 \leq x_j \leq w_j/2$, $-l_j/2 \leq y_j \leq l_j/2$, $-t_j/2 \leq z_j \leq t_j/2$ para a partícula j , onde w_i (w_j), l_i (l_j) e t_i (t_j) são a largura, altura e espessura do nanomagnetito i (j). A equação 3.10 depende de uma integral de sexta ordem (duas integrais triplas), de difícil solução analítica. Optamos pela solução numérica da equação 3.10 com o uso do algoritmo de Monte Carlo, adequado para o cálculo de integrais de ordem superior [Sadiku, 2009].

Vamos agora analisar a energia de desmagnetização. A energia de desmagnetização do nanomagnetito j , U_j^d , é dada por [Aharoni, 2000]:

$$U_j^d = -\frac{\mu_0}{2} \mathbf{M}_j \cdot \int_{\tau_j} \mathbf{H}_m d\tau_j, \quad (3.11)$$

onde,

$$\mathbf{H}_m = -\frac{1}{4\pi} \nabla \left(\mathbf{M}_j \cdot \sum_{k=1}^4 \int_{S'_k} \frac{\mathbf{n}_k}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'_k|} dS'_k \right) \quad (3.12)$$

é o campo magnético produzido pelo magnetito de magnetização \mathbf{M}_j . De acordo com a equação 3.12, \mathbf{H}_m estende-se pelo espaço ao redor do magnetito, e pode ser utilizado para obter o campo magnético em qualquer ponto no espaço (Figura 3.4). Quando o ponto P da Figura 3.4 está dentro do volume da amostra, \mathbf{H}_m resultante é chamado de campo desmagnetizante, H_d . Caso contrário, a equação 3.12 fornece o campo produzido pelo magnetito (conhecido como *stray field*). No caso da equação 3.11, \mathbf{H}_m é o campo de desmagnetização, uma vez que o ponto P da Figura 3.4 está dentro do volume da amostra. Nas equações 3.11 e 3.12, \mathbf{M}_j foi removido das integrais, já que as magnetizações das partículas são assumidas uniforme. Os valores de \mathbf{n}_k , dS'_k e \mathbf{r}'_k da equação 3.12 são definidos na Figura 3.4, onde \mathbf{n}_k é o vetor unitário perpendicular à superfície do elemento dS'_k . Note que a equação 3.12 envolve a superposição de quatro integrais de superfície, tomadas ao longo dos elementos de superfície dS'_k , onde $k = 1 - 4$. Substituindo a equação 3.12 na 3.11, obtêm-se:

$$U_j^d = \frac{K}{2} \mathbf{n}_{Mj} \cdot \int_{\tau_j} \nabla \left(\mathbf{n}_{Mj} \cdot \sum_{k=1}^4 \int_{S'_k} \frac{\mathbf{n}_k}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'_k|} dS'_k \right) d\tau_j, \quad (3.13)$$

onde $\mathbf{r} = (x, y, z)$ no interior do volume magnético. Na equação 3.13, o gradiente é calculado analiticamente, e as integrais de superfície e de volume são computadas numericamente.

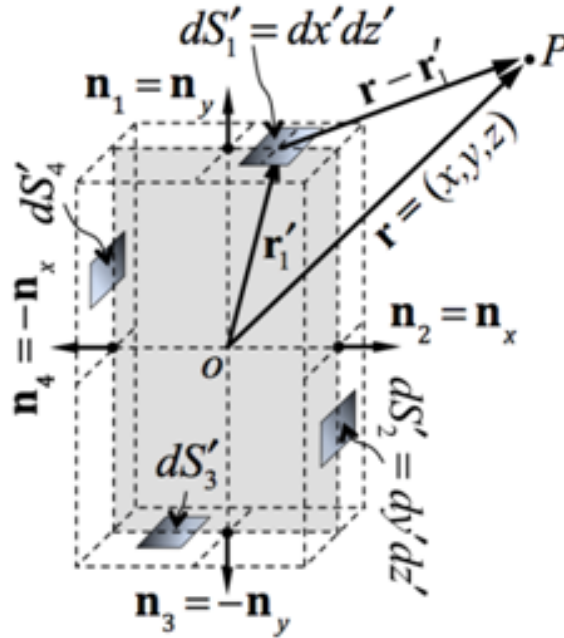


Figura 3.4. Sistema de coordenadas e representação geométrica da nanopartícula magnética utilizado na resolução das equações 3.12 e 3.13. Quando P está localizado dentro (fora) da amostra, a equação 3.12 determina o campo de desmagnetização (*stray field*).

O próximo passo é encontrar $\theta_j = \theta_{j0}$ que minimiza a energia magnetostática total do sistema de duas partículas, dada pela soma das equações 3.10 e 3.13:

$$U_{total}(\theta_j) = U_{i,j}^c(\theta_i, \theta_j) + U_j^d(\theta_j). \quad (3.14)$$

Foi adotado o seguinte procedimento para determinar θ_{j0} : primeiro, o ângulo da magnetização da partícula i , θ_i , é escolhido; a partícula i é posicionada no centro do plano cartesiano, enquanto que a partícula j é posicionada no ponto $(x_0, y_0, 0)$; em seguida, assumimos $\theta_j = 0$, permitindo uma avaliação numérica das integrais de volume das equações 3.10 e 3.13, encontrando $U_{total}(\theta_j = 0)$. Esse último passo é repetido para $0 \leq \theta_j \leq 360^\circ$, permitindo a obtenção do perfil energético de $U_{total}(\theta_j)$, possibilitando a determinação de θ_{j0} associado ao mínimo de U_{total} .

Para ilustrar o modelo de cálculo de energia magnetostática, estão apresentadas nas Figuras 3.5 e 3.6 as energias de desmagnetização, U_j^d , de acoplamento dipolar, $U_{i,j}^c$, e total, U_{total} , de um sistema de duas partículas magnéticas retangulares, calculadas

com o uso das equações 3.10 e 3.13. A magnetização das partículas da esquerda nas Figuras 3.5 a) e 3.5 b) são fixas, assim como a magnetização das partículas inferiores nas Figuras 3.6 a) e 3.6 b). Nessas figuras, a segunda partícula possui magnetização orientada segundo o ângulo θ_j , que foi variado de 0° a 360° . Na Figura 3.5, o mínimo global de energia total é observado quando $\theta_j = 270^\circ$, correspondendo ao acoplamento antiferromagnético, Figura 3.5 b). Na Figura 3.6, o mínimo global é observado quando $\theta_j = 90^\circ$, correspondendo ao acoplamento ferromagnético, Figura 3.6 a).

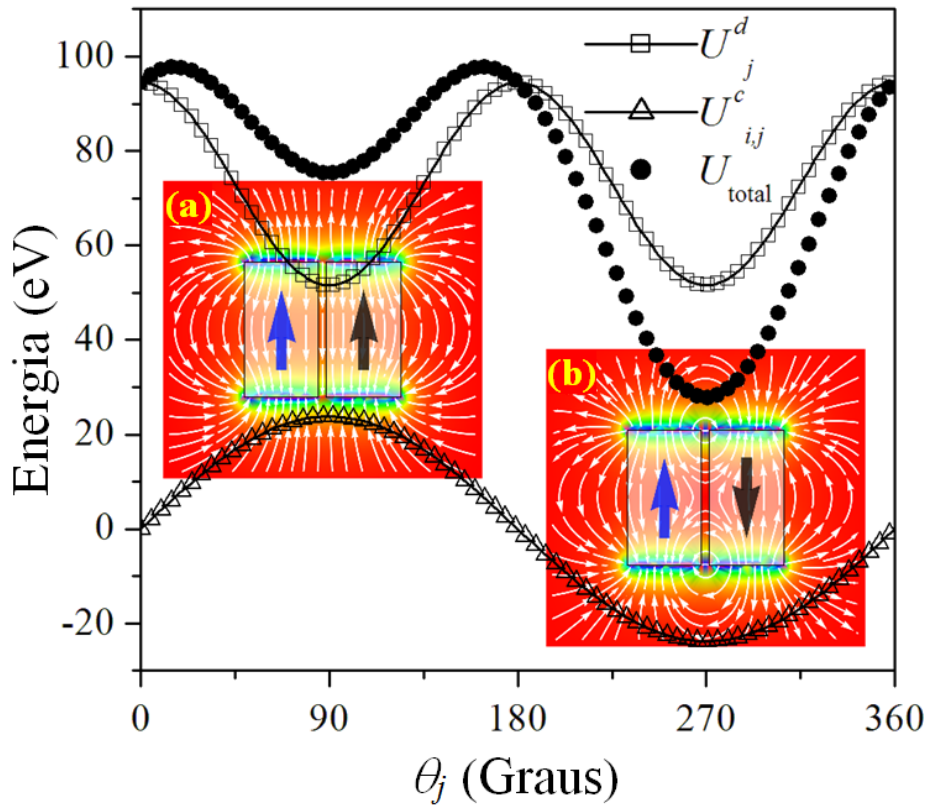


Figura 3.5. Energias de desmagnetização, U_j^d , de acoplamento dipolar, U_{ij}^c , e total, U_{total} , entre dois nanomagnetos retangulares alinhados horizontalmente. A magnetização da partícula da esquerda é fixa, enquanto o ângulo da magnetização da partícula da direita, θ_j , varia de 0° a 360° . O mínimo da energia total, U_{total} , ocorre quando o alinhamento é do tipo antiferromagnético, $\theta_j = 270^\circ$, como mostrado em b). O alinhamento ferromagnético, $\theta_j = 90^\circ$, mostrado em a), corresponde a um mínimo local.

Neste capítulo, foram examinadas as principais propriedades dos nanomagnetos utilizados em circuitos de NML. Vimos que a estrutura magnética interna das partículas pode ser assumida monodomínio devido às dimensões reduzidas das amostras. As energias envolvidas em sistemas magnéticos foram analisadas, com ênfase na energia magnetostática, que é predominante nos circuitos de NML estudados. Propomos um

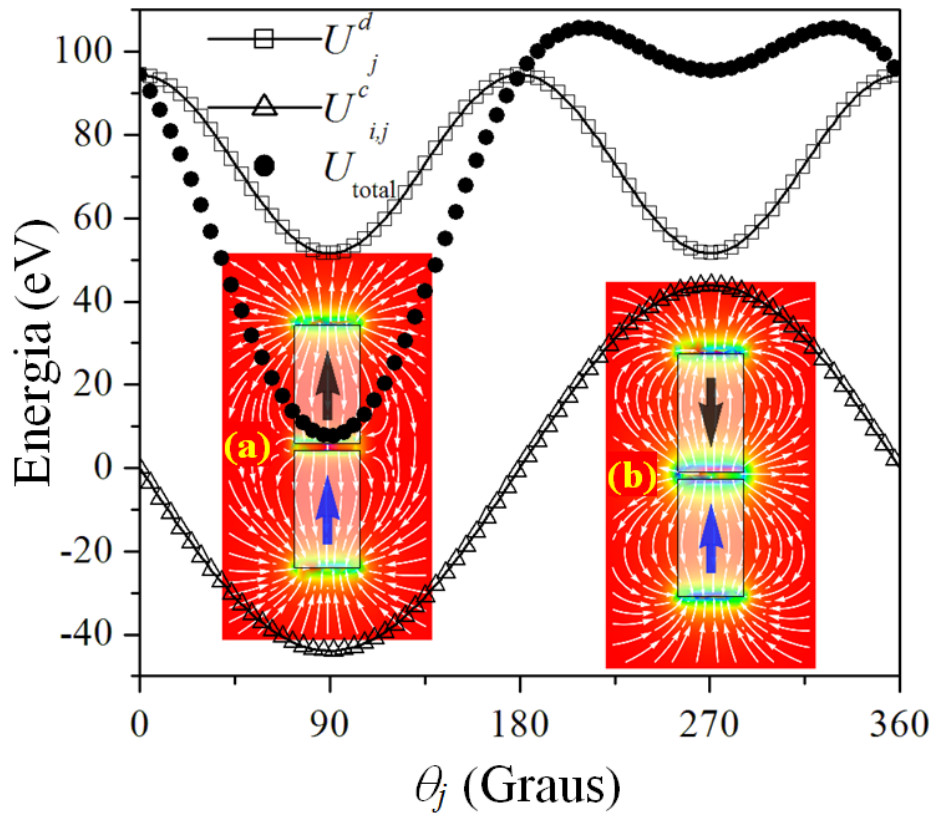


Figura 3.6. Energias de desmagnetização, U_j^d , de acoplamento dipolar, $U_{i,j}^c$, e total, U_{total} , entre dois nanomagnetos retangulares alinhados verticalmente. A magnetização da partícula superior é fixa, enquanto o ângulo da magnetização da partícula inferior, θ_j , varia de 0° a 360° . O mínimo global da energia total, U_{total} , ocorre quando o acoplamento é ferromagnético ($\theta_j = 90^\circ$), como mostrado em a). Em b) é mostrado o caso em que o acoplamento é antiferromagnético ($\theta_j = 270^\circ$), situação esta desfavorável energeticamente.

modelo de cálculo das energias de desmagnetização e de acoplamento dipolar, que foi utilizado no simulador proposto nesta dissertação. A seguir, o paradigma de Lógica Nanomagnética (NML) será apresentado. Serão examinados os dispositivos básicos (fios e portas lógicas), além do funcionamento do *clock*. Técnicas de *clocking* e de controle de Entrada/Saída serão discutidas.

Capítulo 4

Lógica Nanomagnética (NML)

Este capítulo apresenta o paradigma de Lógica Nanomagnética (NML), descrevendo como as células de NML funcionam e interagem entre si e qual a função do clock na formação dos circuitos de NML. Além disso, os dispositivos básicos de NML serão explicados em detalhes. NML possui em sua literatura muitos resultados experimentais e alguns destes serão apresentados neste capítulo. É importante salientar que neste trabalho será assumido que todos os problemas práticos de geração do clock podem eventualmente ser resolvidos, permitindo explorar todas as potencialidades dessa nova tecnologia.

4.1 Dispositivos Básicos

No paradigma de NML, um circuito é composto por nanomagnetos alongados de domínio único que interagem entre si através de seus campos magnéticos. Como vimos, devido à anisotropia de forma, um magneto nanométrico retangular apresenta apenas dois estados estáveis de magnetização, que são representados por um vetor de amplitude constante na direção do eixo maior do magneto (Figura 4.1). Quando o vetor de magnetização aponta para cima, pode-se dizer que o magneto tem valor lógico '1' e quando o vetor aponta para baixo tem valor lógico '0'.

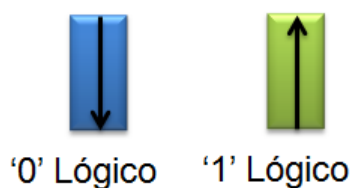


Figura 4.1. Representação lógica de um magneto em NML.

O formato das células permite duas configurações entre um par de magnetos com comportamentos distintos que são apresentadas na Figura 4.2. Como vimos, ao posicionar dois magnetos alinhados verticalmente, a configuração magnética mais estável corresponde aos magnetos com magnetizações paralelas (acoplamento ferromagnético), como apresentado na Figura 4.2 a). Na segunda configuração, os magnetos são alinhados horizontalmente e na configuração mais estável as magnetizações são anti-paralelas (acoplamento antiferromagnético), como na Figura 4.2 b).

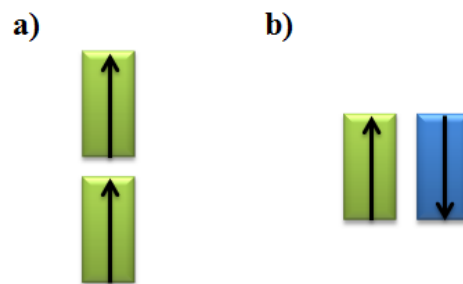


Figura 4.2. a) Acoplamento ferromagnético. b) Acoplamento antiferromagnético.

A maioria dos experimentos iniciais de NML contam com o auxílio de um campo magnético externo. A direção desse campo é, em geral, perpendicular aos magnetos do circuito e tem duas funções: a primeira é forçar os magnetos a um estado instável de magnetização, alinhado com o campo; a segunda é, em conjunto com um magneto na horizontal, determinar o valor da entrada (o estímulo inicial) do sistema, como pode ser observado na Figura 4.3 a) e b). O magneto na horizontal irá se magnetizar na direção do campo e manterá sua magnetização enquanto os demais magnetos se magnetizam.

Os tipos de acoplamento permitem a criação de dois tipos de fios, o fio ferromagnético e o fio antiferromagnético (Figuras 4.3 a) e b), respectivamente). É importante ressaltar que um fio antiferromagnético pode ser usado como um inversor se a quantidade de magnetos no fio for par. Os resultados experimentais (imagens AFM - *Atomic Force Microscope* e MFM - *Magnetic Force Microscope* [Porod & Niemier, 2015]) dos dois tipos de fios são apresentados na Figura 4.3 a) e b). As imagens de microscopia de força magnética revelam o estado final do circuito após a remoção do campo magnético.

4.1.1 Majority Gate - MG

O dispositivo lógico básico de NML é um *Majority Gate - MG* (Porta da Maioria) de três entradas apresentado e uma saída. A Figura 4.4 b) apresenta o esquemático da MG. O circuito da MG em NML tem como estradas os magnetos A, B, C e como saída

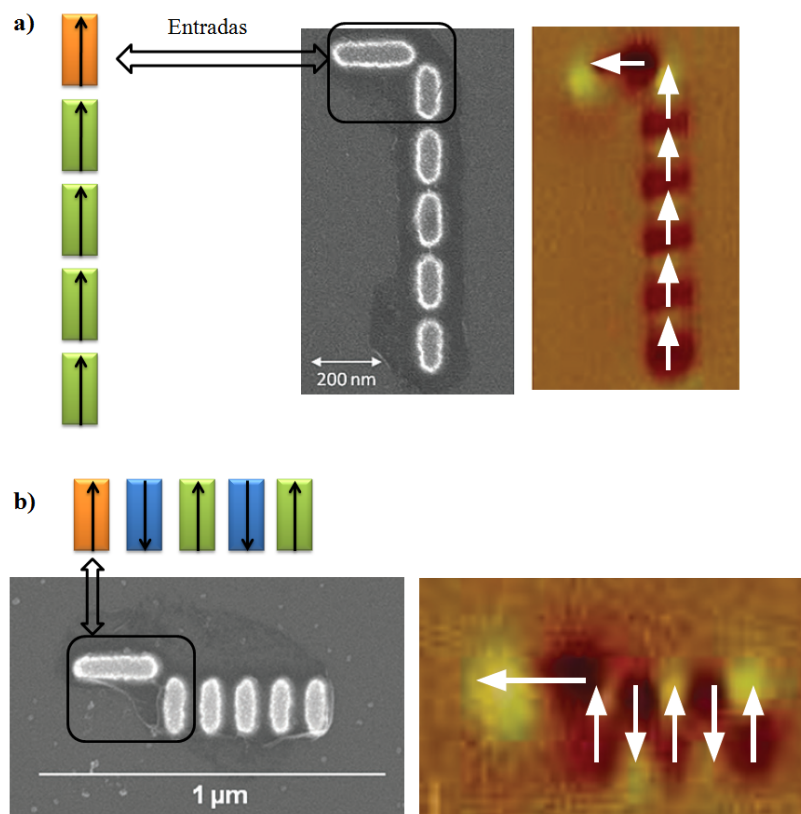


Figura 4.3. a) Fio ferromagnético. b) Fio antiferromagnético [Porod & Niemier, 2015].

o magneto M (Figura 4.4 a)). O magneto M se magnetiza de acordo com a maioria das magnetizações das entradas. Devido ao acoplamento antiferromagnético entre os magnetos B e M, o valor lógico que realmente influencia a saída M é o inverso de B ($-B$). A MG foi demonstrada experimentalmente para todas as combinações de valores nas entradas, como mostra MFM em Figura 4.4 c) [Imre et al., 2006].

A MG tem uma característica muito explorada no projeto de circuitos NML que é a possibilidade de transformá-la em uma porta E ou uma porta OU de duas entradas. Se a célula de entrada A é fixa na magnetização representando o estado 0, tem-se uma porta lógica E de duas entradas (entradas $-B$ e C). Da mesma forma, se a célula for fixa no estado 1, tem-se uma porta lógica OU. A tabela verdade da MG para as oito combinações de valores de entrada possíveis é apresentado na Tabela 4.1.

4.1.2 Cruzamento Coplanar de Sinais

Fios e MGs são suficientes para a criação de circuitos lógicos pequenos. Porém, circuitos de médio e grande porte requerem o cruzamento e a propagação em múltiplas vias (*fan*

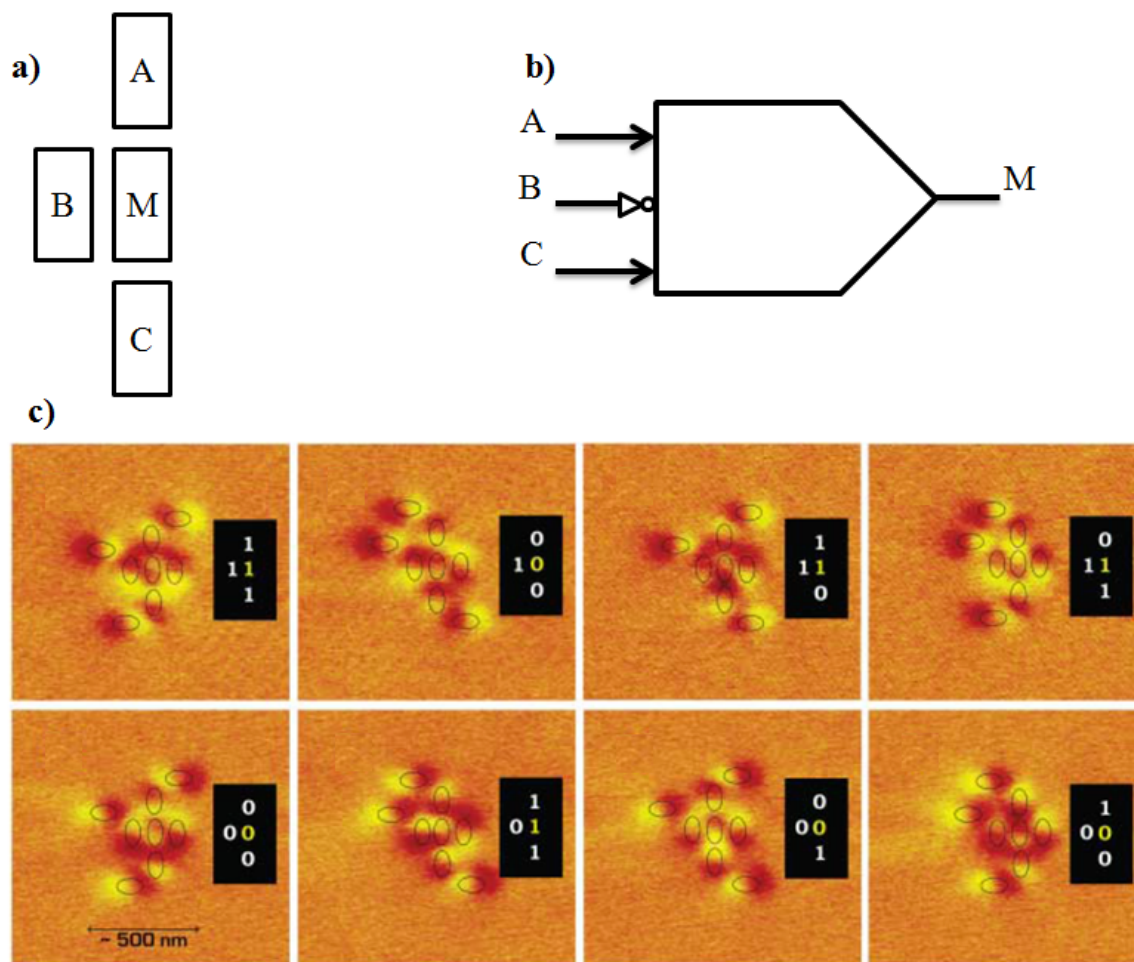


Figura 4.4. A) Representação da Porta da Maioria. B) Bloco lógico que representa da Porta da Maioria. C) Imagem MFM [Imre et al., 2006].

out) de sinais. O *fan out* foi demonstrado experimentalmente em [Varga et al., 2010] e alternativas teóricas [Niemier et al., 2011] e experimentais [Pulecio & Bhanja, 2010] para o cruzamento coplanar já foram propostas. Neste trabalho, foi decidido utilizar como cruzador o magneto de formato quadrado [Melo et al., 2016]. Esse magneto ocupa o espaço relativo a uma célula normal retangular e pode apresentar até quatro magnetizações estáveis diferentes.

Um exemplo de cruzamento coplanar de sinal é ilustrado na Figura 4.5. Em 4.5 a) é definido que os magnetos posicionados no lado esquerdo do cruzamento são as entradas, enquanto que as saídas estão localizadas no lado direito. Espera-se que os valores dos magnetos A e B apareçam nos magnetos D e C, respectivamente. As quatro possíveis combinações de cruzamento são ilustradas na Figura 4.5 b). É importante destacar que essas quatro configurações de magnetização funcionam independentemente da direção dos sinais no cruzamento. No exemplo da Figura 4.5 a) a direção dos sinais é da

Tabela 4.1. Tabela verdade da Majority Gate. $O = \neg Maj\{A, \neg B, C\}$. Quando A tem valor 0, a MG tem lógica equivalente a uma porta lógica E ($\neg B \wedge C$), quando A for 1, a lógica é equivalente a uma porta OU ($\neg B \vee C$).

	A	B	C	M
E	0	0	0	0
	0	0	1	1
	0	1	0	0
	0	1	1	0
OU	1	0	0	1
	1	0	1	1
	1	1	0	0
	1	1	1	1

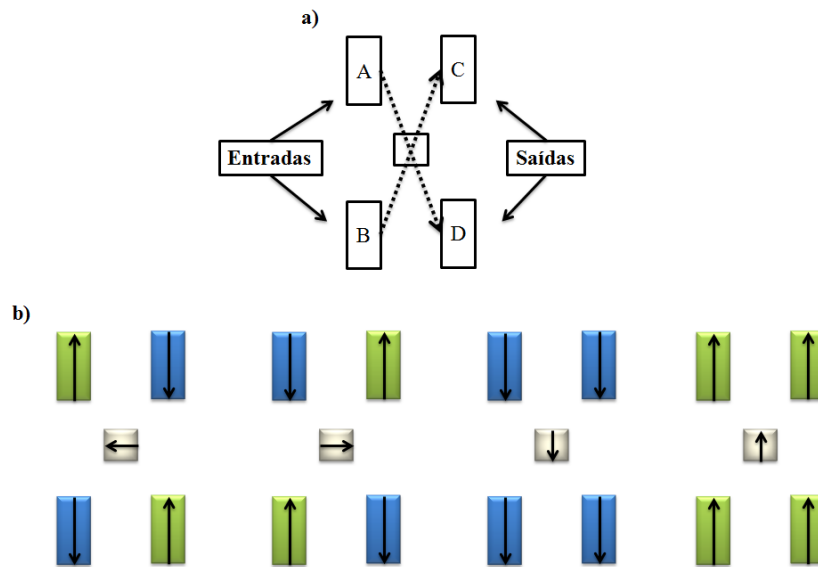


Figura 4.5. a) O sinal flui da esquerda para a direita. A magnetização de D será igual a de A e a magnetização de C será igual a de B. b) Quatro configurações de cruzamento coplanar de sinais.

esquerda para a direita, mas o cruzamento funciona da direita para a esquerda, de cima para baixo e de baixo para cima. Em todos os casos, a configuração das magnetizações será sempre as apresentadas em 4.5 b).

4.2 Clock em NML

Nos circuitos CMOS tradicionais, o clock é um sinal que controla o tempo em que os dados serão transferidos e/ou armazenados. Em circuitos NML, o clock não é tratado como um sinal igual aos outros, mas é um meio que viabiliza a troca da magnetização

de um magneto. Existe uma barreira de energia entre as magnetizações estáveis que dificulta a troca abrupta de uma magnetização estável para outra. A forma de superar essa barreira é o clock, que, na maioria dos resultados experimentais presentes na literatura, se dá por um campo magnético externo. Esse campo magnético deve ser perpendicular ao eixo fácil (eixo maior) dos magnetos e forte o suficiente para saturar a magnetização dos mesmos na sua direção. O efeito desse campo nos magnetos é apresentado na Figura 4.6.

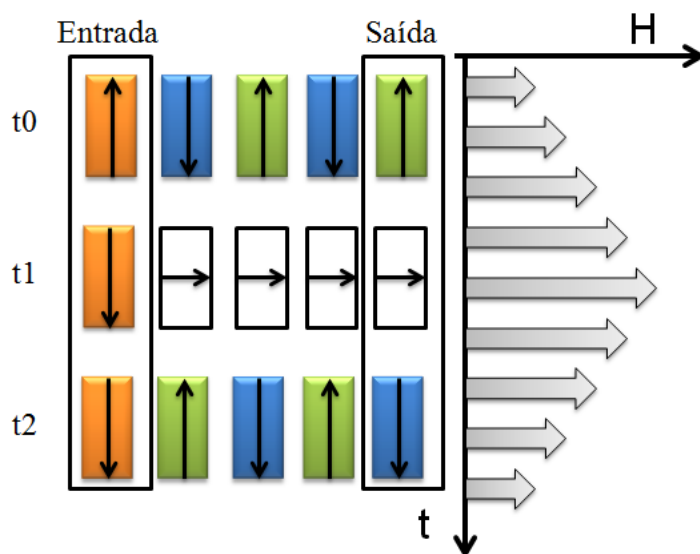


Figura 4.6. Influência do campo magnético H em um fio. Quando o campo magnético for forte, a magnetização dos magnetos irá se alinhar com o campo. Esse processo é necessário para superar a barreira de energia entre as magnetizações estáveis do magneto. Após a saturação da magnetização na direção do campo, esse é removido e as magnetizações se estabilizam de acordo com a vizinhança.

No momento t_0 da Figura 4.6, os magnetos estão em um estado de magnetização estável. Em t_1 o campo externo é aplicado sob os magnetos, levando-os a alinhar suas magnetizações com o mesmo. Assume-se que magnetos nesse estado apresentam magnetização nula (ou neutra), podendo voltar a um estado estável de magnetização quando influenciados por campos aplicados no seu eixo fácil (gerados por magnetos próximos). Também em t_1 , uma nova entrada pode ser aplicada no circuito. Entre t_1 e t_2 , o campo é removido gradualmente e, seguindo um efeito dominó, as magnetizações são determinadas a partir dos magnetos próximos da entrada até chegar na saída [Gu et al., 2015].

Magnetos próximos da entrada tem uma alta probabilidade de ficarem com a magnetização correta, porém, se a cadeia de magnetos for longa (6 ou mais), erros devido a campos aleatórios podem ocorrer [Csaba & Porod, 2010]. Esses campos podem

ser gerados por erros de fabricação dos magnetos ou por variações térmicas. Assim, magnetos longe da entrada podem ter sua magnetização definida aleatoriamente antes que a “onda” de ordenação possa alcançá-los.

Outro problema em NML é a sincronização de sinais. Como a informação passa de magneto para magneto, fios longos demoram mais para propagar a informação do que fios pequenos. Esse erro é ilustrado na Figura 4.7. O circuito é uma *Majority Gate* sem os inversores na entrada B e na saída O, Figura 4.7 a) e b). A magnetização dos magnetos ao longo do tempo é dividida em quatro momentos, de t1 a t4, e são ilustradas em 4.7 c). Nesse caso, a entrada B está mais próximo do magneto central e sua magnetização o atingirá antes da chegada dos outros sinais (momento t2). Com isso, o sinal da entrada B se propagará para a saída independentemente do valor das outras entradas. Assim, o circuito apresentado não funciona com a lógica desejada.

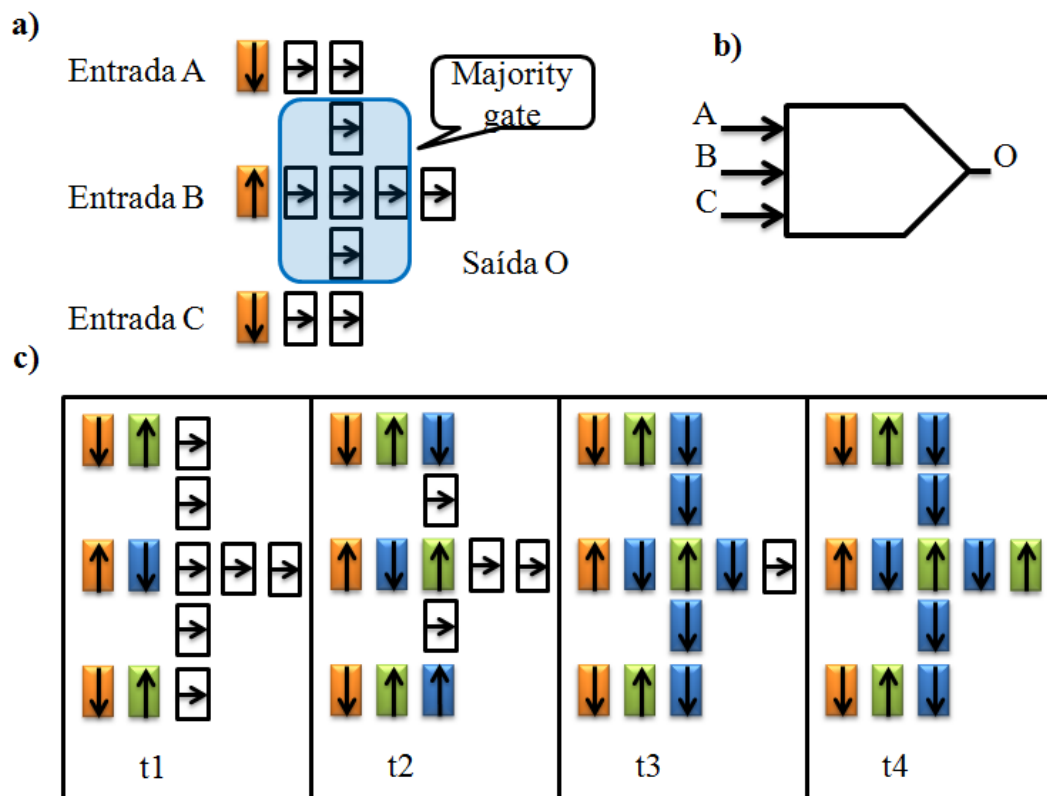


Figura 4.7. a) Circuito NML. Nesse exemplo foi adicionado um magneto no fio da entrada B e na saída O, assim os inversores foram removidos. Em destaque a *Majority Gate*. b) Esquemático da MG sem os inversores em B e O. c) Evolução temporal das magnetizações. Em t4 todos os magnetos estão com magnetizações estáveis e, como pode ser visto, o valor da saída está incorreto.

Para resolver esses problemas, o circuito deve ser submetido a um sistema de clock de múltiplas fases. Nesse sistema, o circuito é dividido em grupos de células chamados

zonas de clock onde cada zona está sob influência de um sinal de clock distinto. O sinal de clock pode ser representado por um gráfico de H (amplitude do campo) por t (tempo). Dependendo do valor de H , os magnetos dessa zona podem estar em fases diferentes. Neste trabalho foi escolhido o sistema de três fases [Graziano et al., 2011], porém sistemas com duas e quatro fases já foram propostos [Niemier et al., 2012; Lent & Tougaw, 1997].

No modelo de três fases, o circuito é dividido em três zonas de clock e cada zona está sob influência de um sinal de clock. Esses sinais são periódicos e têm uma diferença de fase de 120 graus. Os três sinais de clock são apresentados na Figura 4.8 a). O sinal alto indica a presença do campo magnético e o sinal baixo a ausência.

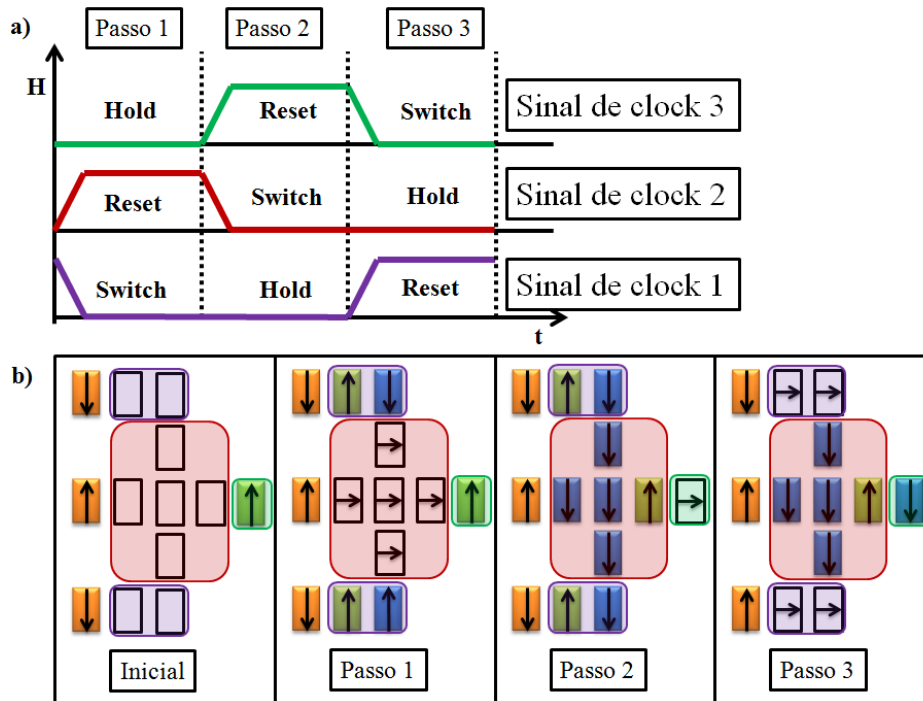


Figura 4.8. *Majority Gate* com zonas de clock sincronizando a informação. Magnetos na área rocha estão na zona de *clock* 1, magnetos na área vermelha estão na zona de *clock* 2 e magnetos na área verde estão na zona de *clock* 3.

Um sinal pode ser dividido em três partes que indicam a fase dos magnetos naquele momento. Quando o sinal está baixo significa que não há campo sendo aplicado, com isso, os magnetos mantêm suas magnetizações (fase **HOLD**). Quando o sinal está subindo, significa que o campo externo está sendo aplicado, com isso os magnetos se magnetizarão em função desse campo, ficando em um estado nulo de magnetização (fase **RESET**). Na descida do sinal, o campo está sendo removido e os magnetos se magnetizarão em função da vizinhança (fase **SWITCH**). Um ciclo de *clock* em NML

é o tempo necessário para cada zona passar por essas três fases.

Como exemplo, o circuito apresentado na Figura 4.7 foi dividido em zonas de clock e está representado na Figura 4.8 b). No passo inicial, os fios próximos das entradas foram colocados na zona 1 (em roxo), a MG na zona 2 (em vermelho) e a saída na zona 3 (em verde). Durante o Passo 1, apenas a zona 1 está em Switch, enquanto a zona 2 está em Reset e a zona 3 em Hold. Assim, os magnetos da zona 1 terão suas magnetizações calculadas enquanto os magnetos da zona 2 terão suas magnetizações definidas pelo campo externo (ficarão com magnetização nula) e os magnetos da zona 3 manterão suas magnetizações previamente calculadas. Durante o Passo 2, a zona 1 muda para a fase de Hold, a zona 2 para Switch e a zona 3 para Reset. Dessa forma, os magnetos da zona 1 funcionam como entradas para a MG presente na zona 2 enquanto que os magnetos da zona 3 ficam nulos. A MG terá seu valor lógico determinado pelas três entradas simultaneamente, apresentando o valor lógico correto. Durante o Passo 3, a zona 1 muda para Reset, a zona 2 para Hold e a zona 3 para Switch. Assim, os magnetos da zona 2 manterão suas magnetizações, o magneto da zona 3 receberá o valor proveniente da MG e os magnetos da zona 1 ficarão com magnetização nula. Em seguida, um novo conjunto de entradas pode ser inserido no circuito e seu funcionamento volta para o Passo 1, recalculando a magnetização dos magnetos da zona 1, em seguida os magnetos da zona 2 no Passo 2 e por fim os magnetos da zona 3 no Passo 3. A periodicidade dos sinais promove um *pipeline* de informações dentro do circuito, de forma que, em um circuito com n zonas é possível ter $n/3$ conjuntos de entradas sendo calculados simultaneamente.

4.2.1 Técnicas para Clocking em NML

Atualmente, a maioria dos experimentos usam campos magnéticos externos como clock, entretanto, é preciso ter esse controle dentro dos *chips*. *Clocking* é a área de pesquisa que estuda as alternativas para geração dos sinais de clock "on-chip". A sua importância no projeto de circuitos lógicos e o seu impacto na dissipação de energia são suas principais medidas de avaliação [Vacca et al., 2014a]. A seguir serão listados os principais sistemas para *Clocking* em NML.

O primeiro mecanismo de *Clocking* proposto posiciona os magnetos em cima de um fio de cobre [Alam et al., 2010]. O campo magnético perpendicular ao eixo fácil dos magnetos é gerado por uma corrente que passa por este fio. Esse esquema é bastante utilizado devido à facilidade de fabricação [Graziano et al., 2011; Vacca et al., 2012], porém esquemas baseados em correntes são energeticamente desvantajosos [Vacca et al., 2014a].

O segundo mecanismo é baseado na MRAM e também usa corrente elétrica [Das et al., 2011, 2012]. Nesse modelo, uma MTJ (*Magneto-Tunnel Junction*) é utilizada como célula básica e uma corrente STT (*Spin-Torque Transfer*) despolariza as células. Esse modelo tem como vantagem a capacidade de se controlar zonas com até um magneto [Bollo et al., 2015] e a corrente STT utilizada é mais fraca que a do modelo anterior, reduzindo a dissipação energética.

O terceiro mecanismo propõe como célula básica é um multiferroico de duas camadas, a piezoelétrica e a magnética [Fashami et al., 2012; Atulasimha & Bandyopadhyay, 2012]. Esse modelo é baseado no efeito magnetoelástico, no qual um estresse mecânico no material piezoelétrico, gerado por um campo elétrico, é transmitido para o material magnético, que então assume a magnetização nula. Esse esquema é energeticamente mais vantajoso que os anteriores, porém problemas surgem no processo de fabricação dos magnetos [Fashami et al., 2012; Vacca et al., 2014a].

Já o quarto modelo, assim como o anterior, é baseado no efeito magnetoelástico [Vacca et al., 2014a]. Nesse modelo, os magnetos são posicionados em cima do substrato piezoelétrico e eletrodos são posicionados nas laterais. Ele também tem a vantagem de ser baseado em campo elétrico, mas possui limitações na escolha dos materiais.

4.3 Entrada e Saída de Circuitos NML

Apesar de não detalharmos a fabricação de circuitos NML, é necessário introduzir brevemente a questão da Entrada/Saída (E/S) destes circuitos. A Entrada é o meio pelo qual é possível inserir um novo conjunto de valores lógicos no sistema de forma a realizar operações. Já a Saída é a forma de ler, eletronicamente, esses valores e usá-los em outros dispositivos.

Circuitos magnéticos operam por princípios (campo magnético e magnetização) diferentes da tecnologia atual (fluxo de elétrons e carga elétrica) e, por isso, é preciso desenvolver interfaces de comunicação capazes de interagir em ambos os domínios. Por NML apresentar similaridades com a MRAM, técnicas de E/S podem ser herdadas dessa tecnologia.

MRAM (*Magneto-resistive Random Access Memory*) é uma memória de acesso aleatório não volátil onde um bit é armazenado em elementos magnéticos, ao contrário das RAMs convencionais que usam capacitores e transistores. A MRAM está em desenvolvimento desde a década de 1990 e hoje é vista como uma alternativa promissora às RAMs existentes [Bedair et al., 2010]. A MRAM usa como elemento básico uma MTJ, onde um bit (representado pela magnetização resultante da MTJ) é escrito através de

uma corrente STT [Liu et al., 2011, 2013], enquanto a leitura é feita através de sua magneto-resistência [Chun et al., 2013]. As similaridades com MRAM sugerem que um circuito NML é análogo a um conjunto de camadas livres das MTJ, assim, as MTJs podem ser utilizadas como células diferenciadas capazes de realizar E/S posicionadas nas laterais do circuito.

No próximo capítulo será apresentado o simulador proposto neste trabalho, o NMLSim. As considerações físicas serão detalhadas, bem como os modelos e algoritmo de simulação desenvolvidos. Além disso, as comparações com os outros simuladores existentes serão descritas.

Capítulo 5

NMLSim

O uso de simuladores é imprescindível no projeto de circuitos lógicos. NMLSim (*NML Simulator*) é uma ferramenta computacional na qual o usuário é capaz de projetar e simular circuitos NML. Este Capítulo está dividido em duas partes: na primeira serão apresentados os simuladores de NML existentes; na segunda parte será explicada a modelagem computacional e o algoritmo de simulação do simulador desenvolvido.

5.1 Simuladores de NML Existentes

Uma forma comum para simular circuitos NML é utilizando simuladores micromagnéticos, como o OOMMF [Donahue & Porter, 1999] e o Nmag [Fischbacher et al., 2007]. Apesar de serem precisos, a simulação de circuitos no OOMMF é computacionalmente cara e demanda muito tempo. Assim, tais simuladores são mais utilizados para simular circuitos pequenos e realizar prova de conceitos.

Outra forma de simulação é utilizando modelagem RTL (*Register Transfer Level*) [Vacca et al., 2013]. Nesse modelo, o circuito é descrito em uma linguagem de descrição de hardware, como VHDL, e registradores são utilizados para modelar a propagação do atraso gerado pelas zonas de *clock*. Portas lógicas ideais (sem atraso) são utilizadas para criar a lógica do circuito. Assim, esse modelo pode ser utilizado como uma abstração de alto nível do funcionamento de NML (ou QCA), porém aspectos físicos são desconsiderados.

A terceira forma de simulação é a ferramenta ToPoliNano (*Torino Politecnico Nanotechnology tool*) [Vacca et al., 2012]. Nessa ferramenta, o circuito é descrito em VHDL e a simulação é baseada em um modelo comportamental. A ferramenta pode ser dividida em quatro blocos: Sintetizador Lógico, *Parser*, Posicionamento & Roteamento e Simulação. Alguns desses blocos ainda estão em desenvolvimento e requerem

melhorias. A topologia do circuito gerada segue um esquema de *clock* linear simples, no qual cada zona de *clock* possui no máximo cinco magnetos em um fio [Csaba & Porod, 2010]. A ferramenta foi projetada considerando as portas lógicas teóricas E/OU [Niemier et al., 2012] e o cruzamento coplanar de sinal [Pulecio & Bhanja, 2010]. O esquema de *clock* permite que o sinal só se propague da esquerda para a direita ou da direita para a esquerda, com isso apenas circuitos combinacionais podem ser simulados. O circuito é representado em uma matriz e o algoritmo de simulação realiza um passeio duplo por cada coluna avaliando cada magneto. ToPoliNano é bom para circuitos combinacionais grandes, mas suas limitações de esquema de *clock* e a impossibilidade de alterar a topologia final do circuito são pontos negativos.

A quarta forma de simulação para NML é uma versão simplificada do trabalho aqui descrito [Soares et al., 2016]. O algoritmo de simulação também é baseado em um modelo comportamental, porém o projetista cria o circuito posicionando magneto a magneto. Nessa versão, as portas lógicas teóricas E/OU [Niemier et al., 2012] e o cruzamento coplanar de sinal [Pulecio & Bhanja, 2010] foram inseridos. Apesar de superar algumas desvantagens dos simuladores anteriores, a modelagem computacional e o algoritmo de simulação são muito abstratos, pois desconsideram os aspectos físicos dos magnetos.

Apesar do uso dessas ferramentas, elas possuem diversas limitações, sejam computacionais, de modelagem ou de metodologia de simulação [Donahue & Porter, 1999; Vacca et al., 2013, 2012; Soares et al., 2016]. Para a ferramenta desenvolvida neste trabalho, buscou-se implementar uma modelagem adequada do circuito e do *clock*, considerando a energia de acoplamento magnetostática entre dois magnetos. O algoritmo de simulação implementado é independente da topologia do circuito e permite uma rápida avaliação dos magnetos.

5.2 Considerações Sobre a Simulação

Um circuito lógico de NML é criado posicionando os magnetos em um plano, de forma que, através de interações magnetostáticas, a topologia funcione com a lógica desejada. Com o objetivo de desenvolver o simulador de NML, foi implementado um algoritmo que calcula dinamicamente a magnetização dos magnetos em função da vizinhança. As interações entre os magnetos dependem do seu tamanho e das distâncias entres eles, assim, esses serão os primeiros parâmetros explicados a seguir. Em seguida, serão detalhadas as modelagens computacionais do circuito e do *clock*. Por fim, o algoritmo de simulação implementado será discutido.

5.2.1 Modelagem do Circuito NML

Neste trabalho, os magnetos têm formato de prisma com 60 nm de largura, 90 nm de altura e 15 nm de espessura. A distância entre dois magnetos é de 20 nm e 40 nm para os acoplamentos antiferromagnético e ferromagnético, respectivamente (Figuras 5.1 a) e b)). Essa diferença de espaçamento entre os dois acoplamentos ocorre devido ao acoplamento ferromagnético ser mais forte que o antiferromagnético [Csaba et al., 2013]. Em NML, a espessura geralmente é desconsiderada, pois sua função é manter a magnetização no plano e, assim, o magneto é representado apenas em duas dimensões. O formato e as dimensões dessa configuração estão de acordo com outros trabalhos teóricos presentes na literatura [Csaba et al., 2013; Niemier et al., 2012]. É importante destacar que a metodologia aqui desenvolvida pode ser facilmente alterada para novas dimensões e distâncias.

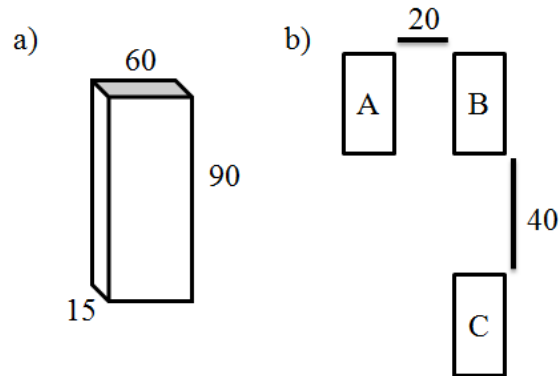


Figura 5.1. O magneto tem dimensões $60 \times 90 \times 15\text{ nm}$ e espaçamento de 20 nm e 40 nm para os acoplamentos antiferromagnético e ferromagnético, respectivamente.

Após a definição do formato e das dimensões do magneto, é preciso modelar computacionalmente o circuito. Foi escolhido como estrutura de dados um grafo ponderado direcional (representado como uma lista de adjacências). Dessa forma, um circuito NML é um grafo $G = (V, E)$, onde V são os vértices e E as arestas. Cada magneto é mapeado em um vértice (ou nó), v , e cada aresta, e , conecta dois magnetos vizinhos. No exemplo da Figura 5.2, a MG está representada em um grafo onde $V = \{A, B, C, M\}$ e $E = \{e_1, e_2, e_3\}$. Para representar as magnetizações “para cima”, “para baixo” e nula, um nó assume os valores 1, -1 ou 0, respectivamente. Esses valores são referentes ao seno do ângulo de cada uma dessas magnetizações.

O peso de uma aresta, e , quantifica a interação entre dois magnetos vizinhos e seu sentido indica a influência do vértice de origem no vértice de destino. Para determinar o valor da aresta, foi calculada a configuração estável de magnetização que

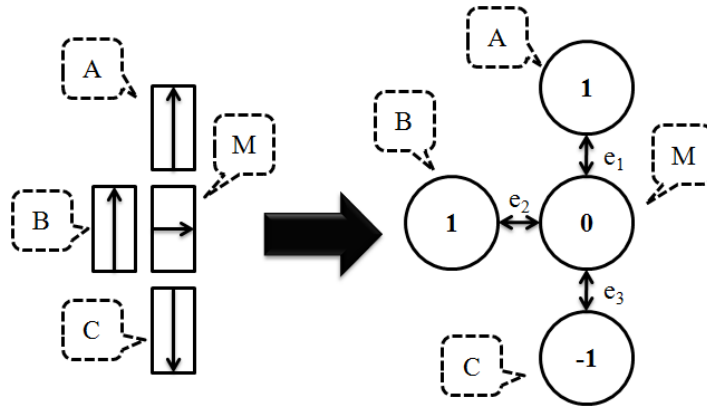
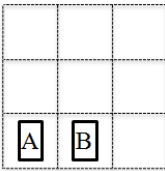
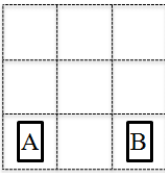
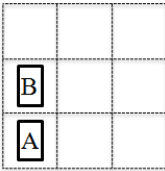
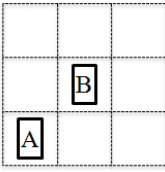
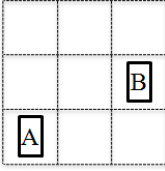
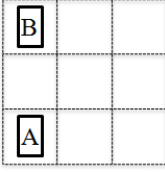
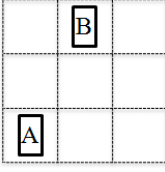
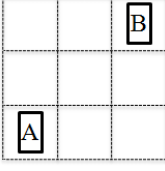


Figura 5.2. Representação de uma MG em um grafo. A magnetização do magneto é representado numericamente nos nós e o valor de cada aresta depende da energia de acoplamento entre os magnetos.

minimiza a energia magnetostática livre do sistema. Esse cálculo é feito fixando a magnetização de um magneto e encontrando o ângulo da magnetização do segundo magneto que minimiza a energia. O modelo usado para o cálculo é aquele apresentado em detalhes no Capítulo 3. Um exemplo de configuração de um par de magnetos para qual foi feito o cálculo de energia é apresentado na Figura 5.3. O magneto A tem sua magnetização fixa em um ângulo de 90 graus enquanto o magneto B, distanciado em 20 *nm* na horizontal e 40 *nm* na vertical, não tem magnetização definida. Assim, foi encontrado o ângulo β para o magneto B que minimiza a energia total do sistema (energia de desmagnetização mais a energia de acoplamento). Nessa configuração, o ângulo β é 90 graus e a energia de acoplamento (E_{acp}) é igual a 1.01 *eV*. Buscando quantificar a interação entre dois magnetos, usou-se apenas a energia de acoplamento na determinação do peso da aresta. Esse cálculo foi realizado entre cada possível par de magnetos próximos e os resultados são apresentados na Tabela 5.1. Neste trabalho, foi considerado que um magneto tem um raio de influência de dois magnetos, assim, um magneto pode ter até 24 vizinhos.

Como pode ser observado na Tabela 5.1, o magneto A teve sua magnetização fixa em 90 graus (ângulo α) e, para cada possível vizinho (Configuração 1, 2, ..., 8), foi determinada a magnetização do magneto B (ângulo β) e a E_{acp} entre A e B. Os cálculos também foram feitos com α em 270 graus, porém as energias encontradas foram as mesmas para α em 90 graus, apenas com β invertido. As configurações de acoplamento apresentadas na Tabela 5.1 correspondem a um quadrante da possível vizinhança do magneto A, pois as posições relativas e, conseqüentemente, as energias são equivalentes nos outros quadrantes. Observa-se que os magnetos com acoplamento antiferromagnético com o magneto A (configurações 1 e 2) apresentam magnetização

Tabela 5.1. As 8 combinações de acoplamento entre um par de magnetos consideradas neste trabalho. α é o ângulo da magnetização do magneto A, β é o ângulo da magnetização do magneto B, E_{acp} é a energia de acoplamento entre os magnetos A e B e w é a normalização das E_{acp} e será utilizado como peso das arestas no grafo.

		α	β	$E_{acp}(eV)$	w
Configuração 1		90°	270°	3.61	-1
Configuração 2		90°	270°	0.57	-0.16
Configuração 3		90°	90°	3.6	0.99
Configuração 4		90°	90°	1.01	0.28
Configuração 5		90°	90°	0.04	0.01
Configuração 6		90°	90°	0.32	0.09
Configuração 7		90°	90°	0.24	0.07
Configuração 8		90°	90°	0.11	0.03

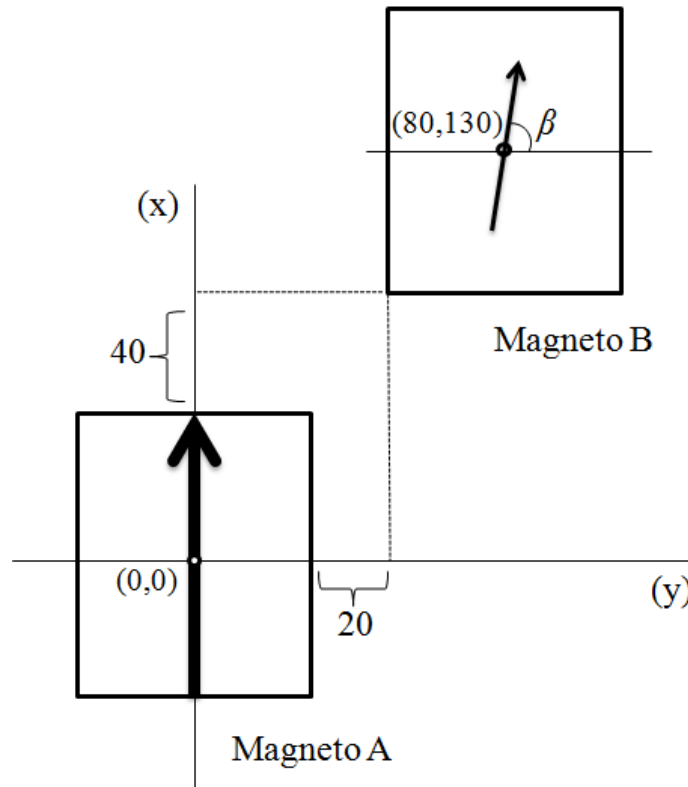


Figura 5.3. Configuração para determinação do ângulo β que minimiza a energia magnetostática do sistema. Nesse exemplo, o ângulo β do magneto B será igual a 90 graus e a energia de acoplamento entre os magnetos A e B será 1.01 eV .

oposta ($\beta = 270$ graus), enquanto os demais apresentam a mesma magnetização. Ainda na Tabela 5.1 é apresentado o peso w que será utilizado no grafo. A determinação do valor w foi feita a partir da normalização da E_{acp} de cada configuração pela maior E_{acp} encontrada (a maior E_{acp} é a da configuração 1, com valor de 3.61 eV). O sinal de w é invertido quando ocorre um acoplamento antiferromagnético. Assim, o valor máximo do peso de uma aresta é aproximadamente 1 (acoplamento ferromagnético) e o valor mínimo é -1 (acoplamento antiferromagnético). Para o algoritmo de simulação implementado, o valor do nó e o peso da aresta são suficientes para determinar a magnetização de um outro nó.

Considerando o raio de vizinhança igual a 2 e os pesos w calculados, a representação real da MG apresentada na Figura 5.2 em um grafo é apresentada na Figura 5.4. No grafo, sempre que entre um par de magnetos for identificada uma das oito configurações apresentadas na Tabela 5.1, o peso da aresta entre esses vértices será o w correspondente na tabela.

O propósito de implementar um raio de vizinhança igual a 2 é tornar a simulação mais precisa e permitir o projeto de circuitos mais complexos. Foram calculadas as

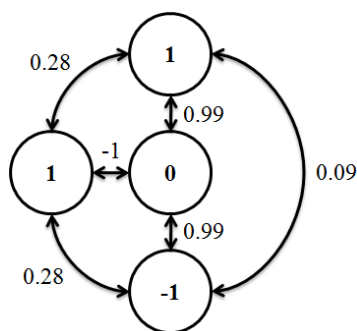


Figura 5.4. Representação correta da MG apresentada na Figura 5.2. Neste exemplo, o raio de vizinhança faz com que todos os magnetos sejam vizinhos uns com os outros.

energias para um raio de vizinhança igual a 3 e 4, porém os valores encontrados são pequenos, de forma que se optou por desconsiderá-los.

5.2.1.1 Modelagem do Cruzador

Com o intuito de possibilitar o cruzamento de informações em um plano, um circuito com quatro magnetos convencionais e um magneto quadrado (60 nm) é utilizado [Melo et al., 2016]. Para manter a simetria topológica do circuito, o magneto quadrado tem seu ponto central no mesmo ponto central de um magneto retangular. Assim, o espaçamento vertical entre um imã quadrado e um retangular é de 55 nm. O circuito que realiza o cruzamento está ilustrado na Figura 5.5 a). Devido ao formato quadrado do magneto, a direção da magnetização não será definida pela anisotropia de forma e assim, o magneto X pode se magnetizar em qualquer direção. Porém, foi constatado que, no circuito da Figura 5.5 a), a magnetização estável de X pode ser para cima, para baixo, para a direita ou para a esquerda.

De acordo com a modelagem já proposta para os magnetos retangulares, a magnetização é representada numericamente no grafo pelo seno do seu ângulo. Entretanto, a magnetização na horizontal (que tem seno igual a 0) representa um magneto com magnetização nula. Assim, para representar a magnetização do magneto quadrado no grafo (que possui duas magnetizações lógicas válidas com seno igual a 0), seu ângulo foi dividido em duas componentes: a componente x, referente ao seu cosseno, e a componente y, referente ao seu seno (Figura 5.5 b)). O mesmo foi feito para a aresta entre o magneto retangular e o magneto quadrado. Assim, entre um magneto retangular e um magneto quadrado existem duas arestas: uma aresta é utilizada no cálculo da componente x, enquanto a outra aresta é utilizada no cálculo da componente y. Essa nova representação não interfere na modelagem para o magneto retangular, uma vez

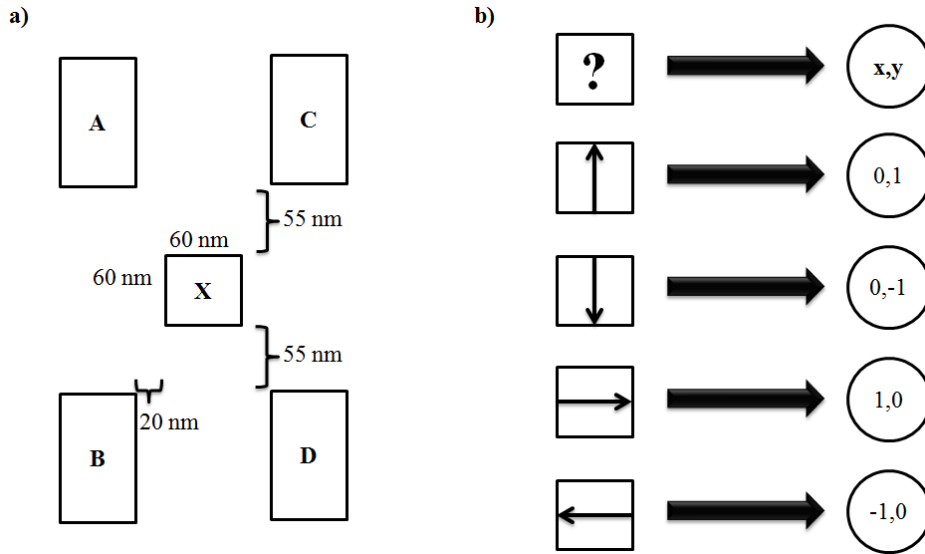


Figura 5.5. a) Circuito utilizado para o cruzamento de sinais. O magneto X é um quadrado com 60 nm de lado e ocupa o espaço relativo a um magneto retangular. b) Possíveis magnetizações do magneto X no circuito e suas representações como um vértice do grafo.

que sua componente x é sempre igual a 0.

Por ter formato diferente dos demais magnetos, o cálculo da energia magnetostática entre um magneto retangular e um magneto quadrado foi feito de duas formas: na primeira forma, o magneto retangular teve sua magnetização fixa e foi encontrado o ângulo β do magneto quadrado e a E_{acp} entre eles; na segunda, o magneto quadrado teve sua magnetização fixa e foi encontrado o ângulo β do magneto retangular e a E_{acp} entre eles. Exemplos de configurações utilizadas para as duas formas são apresentados na Figura 5.6 a) e b), respectivamente. Para a configuração apresentada na Figura 5.6 a), o ângulo β é aproximadamente 40 graus e E_{acp} é igual a 0.99 eV. Já para a configuração apresentada na Figura 5.6 b), β é igual a 90 graus e E_{acp} é igual a 0.65 eV. Observa-se que a E_{acp} da configuração b) é menor do que a E_{acp} da configuração a), isso ocorre porque o magneto quadrado é menor do que o retangular. Assim, a influência causada pelo magneto quadrado no retangular é menor do que a influência do magneto retangular no magneto quadrado.

Devido ao tamanho reduzido do magneto quadrado e sua função específica, a vizinhança do cruzador é limitada aos quatro magnetos na diagonal apresentados na Figura 5.5 a). O cálculo feito para a configuração apresentada na Figura 5.6 a) é o equivalente ao acoplamento entre os magnetos B e X na Figura 5.5 a). Assim, considerando as quatro configurações de acoplamento entre um magneto retangular com magnetização fixa e o magneto quadrado, foi calculado o ângulo β do magneto quadrado

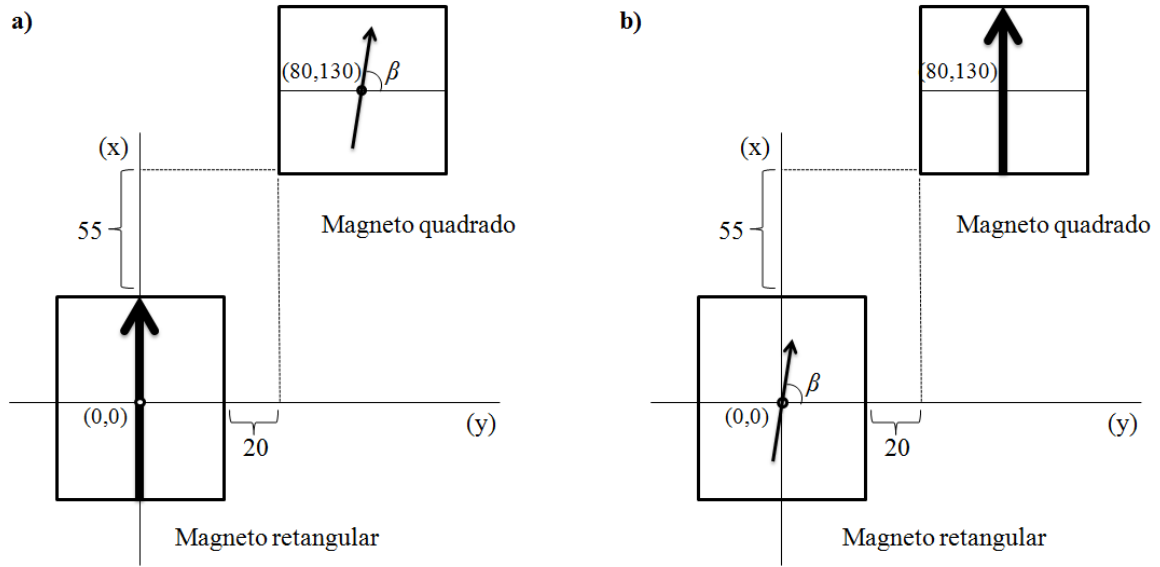


Figura 5.6. a) Configuração para cálculo da energia magnetostática para um magneto retangular com magnetização fixa e um magneto quadrado sem magnetização definida. β é aproximadamente 40 graus e E_{acp} é igual a 0.99 eV. b) Configuração para cálculo da energia magnetostática para um magneto quadrado com magnetização fixa e um magneto retangular sem magnetização definida. β é 90 graus e E_{acp} é igual a 0.65 eV.

que minimiza a energia magnetostática do sistema. Para o cálculo, a magnetização α do magneto retangular foi fixada em 90 graus. O ângulo β do magneto quadrado e a E_{acp} do sistema são apresentados na Tabela 5.2. Também foi fixado α em 270 graus, mudando apenas os ângulos β da Tabela 5.2 para seus complementares, o que não interfere na modelagem.

Como pode ser observado na Tabela 5.2, a energia de acoplamento é a mesma nos quatro casos, já que a distância entre um magneto retangular e o magneto X é igual em todas as configurações. Isso significa que cada magneto retangular influencia o magneto quadrado na mesma intensidade, porém para ângulos β diferentes. Observa-se também que o ângulo β da magnetização do magneto quadrado não corresponde às magnetizações estáveis do circuito. Isso ocorre porque, no cálculo da energia magnetostática, é considerada apenas a influência de um magneto retangular no magneto quadrado. Para que o magneto quadrado fique com uma das quatro magnetizações estáveis é preciso que dois ou mais magnetos retangulares o influenciem.

Ao contrário do acoplamento entre dois magnetos retangulares, o acoplamento entre um magneto quadrado com magnetização fixa e um retangular é diferente do acoplamento entre um magneto retangular com magnetização fixa e um quadrado,

Tabela 5.2. As combinações de acoplamento entre um magneto retangular e um quadrado. α é o ângulo da magnetização do magneto retangular, β é o ângulo da magnetização do magneto X, E_{dip} é a energia de acoplamento entre os dois magnetos. O seno e cosseno de β serão utilizados como peso no grafo.

		α	β	$E_{dip}(eV)$	$seno(\beta)$	$coseno(\beta)$
Configuração 1		90°	140°	0.99	0.64	-0.76
Configuração 2		90°	40°	0.99	0.64	0.76
Configuração 3		90°	40°	0.99	0.64	0.76
Configuração 4		90°	140°	0.99	0.64	-0.76

como já demonstrado. Assim, no grafo, a influência do magneto quadrado no magneto retangular é dada por uma aresta, enquanto que a influência do magneto retangular no magneto quadrado é dado por duas arestas (Figura 5.7).

Na Figura 5.7, $w3$ (peso da aresta) quantifica a influência do magneto quadrado no magneto retangular. Nesse caso, o valor da energia de acoplamento encontrado foi $0.65 eV$, que, ao ser normalizada por $3.61 eV$ (mesmo valor usado para os outros pesos dos magnetos retangulares), é igual a 0.18 .

O valor de $w1$ e $w2$, são referentes à influência do magneto retangular no magneto quadrado e diferem dos pesos anteriores por não utilizarem o valor da energia de acoplamento. Como já explicado, a energia de acoplamento é igual a $0.99 eV$ para todas as configurações, porém o ângulo β ou é 40 graus ou 140 graus (o que não é nenhuma das quatro magnetizações estáveis para o magneto quadrado). Assim, para o algoritmo de simulação implementado, é impossível determinar uma magnetização válida (para cima, para baixo, para a esquerda ou para a direita) para o magneto quadrado utilizando apenas um magneto retangular. Nesta versão do simulador, o magneto quadrado

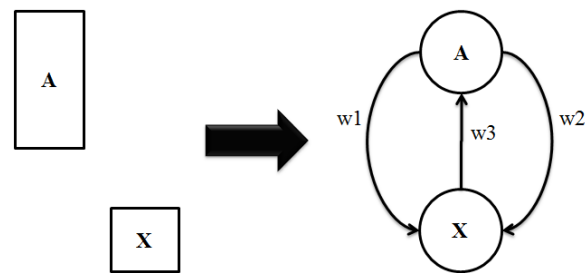


Figura 5.7. Representação em grafo referente ao acoplamento entre um magneto retangular (magneto A) e um magneto quadrado (magneto X). w_1 é a quantificação da influência do magneto X no magneto A. w_2 é a quantificação da influência do magneto A na componente x do magneto X, w_3 é a quantificação da influência do magneto A na componente y do magneto X.

apenas existe dentro do circuito do cruzador, sendo proibida a sua utilização como célula lógica isolada. Assim, para determinar a magnetização do magneto quadrado, necessita-se dos quatro magnetos retangulares. Além disso, cada magneto retangular influencia o magneto quadrado diretamente na sua componente x, em função do cosseno do ângulo β encontrado, e na sua componente y, em função do seno do mesmo ângulo β .

Na configuração 1 da Tabela 5.2, por exemplo, o ângulo β é igual a 140 graus e assim, w_1 entre o magneto A e o magneto X será -0.76 e w_2 será 0.64. Dessa forma, os quatro magnetos retangulares determinam a componente x e y da magnetização do magneto quadrado de forma que, ao final da simulação, uma das componentes será sempre igual a 0 e a outra componente será 1 ou -1, correspondendo a uma das quatro magnetizações estáveis para o magneto quadrado. O funcionamento do cruzador ficará claro no exemplo da subseção 5.2.3.1.

5.2.2 Modelagem do Clock

Com a modelagem do circuito em um grafo, é preciso modelar o *clock* e seu funcionamento no simulador. É importante ressaltar que o *clock* desenvolvido nesta ferramenta é genérico e funciona com qualquer forma de *Clocking* previamente explicada. O *clock* foi considerado apenas como uma forma de conduzir, adiabaticamente, a mudança de magnetização dos magnetos. Porém, para ajudar na explicação da modelagem do *clock*, será feita uma comparação com um campo magnético externo.

Para promover a troca de uma magnetização estável para outra, primeiro é preciso forçar o magneto a uma magnetização instável através de, por exemplo, um campo magnético externo aplicado perpendicularmente ao eixo fácil do magneto. Durante a remoção desse campo magnético, a magnetização do magneto se alinha de acordo

com sua vizinhança, voltando para um estado de magnetização estável. A inserção e remoção periódica desse campo magnético externo se caracteriza como o *clock* em NML. Para modelar computacionalmente algo semelhante, considerando a modelagem do circuito previamente explicada, foi criada uma variável *clk* que representa o *clock* e seu comportamento possui a forma de onda apresentada na Figura 5.8.

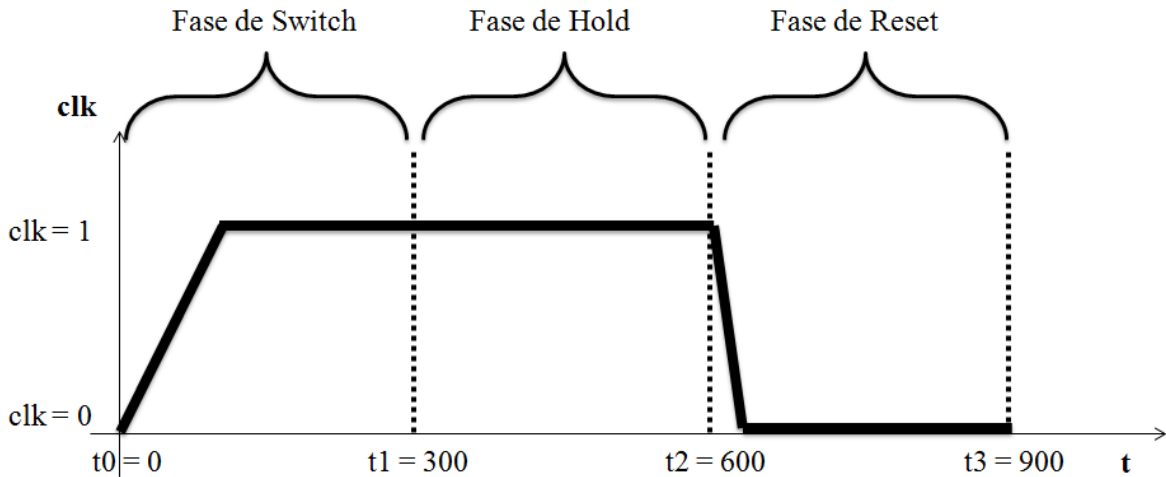


Figura 5.8. Forma de onda da variável *clk* que representa o *clock* no simulador e cada fase tem duração de 300 instantes de tempo. Se *clk* for igual a 1, significa a ausência do campo magnético externo, se *clk* for igual a 0, significa que o campo magnético externo está em sua amplitude máxima.

De forma análoga ao formato de onda do campo magnético externo apresentado no Capítulo 4, assumindo que a amplitude \mathbf{H} do campo varia de 0 a 1 (0 sendo a ausência do campo e 1 o campo em intensidade máxima), o valor de *clk* é igual a $1 - H$. Ou seja, quando o campo magnético tem amplitude máxima ($H = 1$), *clk* é igual a 0 e quando o campo magnético é totalmente removido ($H = 0$), *clk* é igual a 1.

A forma de onda apresentada na Figura 5.8 ilustra a variação de *clk* em função do tempo. magnetos em uma zona de *clock* controlados por *clk* podem estar na fase de Switch, Hold ou Reset e a mudança de uma fase para outra demora 300 instantes de tempo (ou passos). Inicialmente (momento t_0), *clk* é igual a 0. Em seguida, durante 100 passos, *clk* aumenta linearmente até ser igual a 1. Essa subida lenta do valor de *clk* foi escolhida para promover uma mudança adiabática da magnetização dos magnetos. Por mais 200 passos seu valor é mantido em 1, totalizando os 300 passos da fase de Switch. Entre t_1 e t_2 (300 passos), seu valor é mantido em 1. Assim, nesse período, os magnetos estão na fase de Hold. A partir do momento t_2 , em que *clk* é igual a 1, até *clk* ser igual a 0, passam apenas 10 instantes de tempo, caracterizando uma mudança rápida da fase de Hold para a fase de Reset. O tempo desse ciclo totaliza 900 instantes de tempo, considerando que, para cada zona de *clock* é aplicado um *clk* diferente (com

diferença de 300 passos entre cada clk), o tempo de um ciclo de $clock$ também é igual a 900.

Durante as simulações iniciais, foi constatado que se os períodos de subida e descida de clk forem iguais, há uma propagação inversa de sinal. A propagação inversa de sinal ocorre quando um circuito é dividido em zonas de $clock$ e a zona em Reset demora para anular a magnetização de seus magnetos, propagando suas magnetizações para a zona de $clock$ em Switch. A forma implementada para resolver esse problema foi aumentar a taxa de decaimento do valor de clk (testes empíricos). Como pode ser visto na Figura 5.8, o valor de clk diminui mais rápido do que sobe (10 vezes mais rápido).

Outro ponto que deve ser explicado é o tempo que dura cada fase (300 instantes de tempo). Esse valor tem impacto direto no tempo computacional gasto durante uma simulação, apesar de não alterar a complexidade do algoritmo de simulação por ser uma constante. Nas simulações iniciais foi constatado que durante a fase de Switch, os magnetos determinavam seus valores lógicos, em geral, antes do centésimo passo. Porém, o valor de 300 passos foi escolhido considerando uma margem de erro para o tempo de cálculo da magnetização dos magnetos.

5.2.3 Cálculo do Valor do Vértice

O algoritmo de simulação implementado neste trabalho calcula a dinâmica da magnetização dos magnetos em fase de Switch. Esse cálculo aproximado utiliza operações matemáticas simples e é a evolução de um trabalho anterior [Soares et al., 2016].

Considerando o acoplamento antiferromagnético e sua representação em grafo apresentados na Figura 5.9, sabe-se que a magnetização do magneto B terá sentido oposto à magnetização do magneto A. Com isso, a multiplicação foi escolhida como operação básica para calcular o valor de um nó porque ela propaga o sinal do nó de origem para o nó de destino (para o acoplamento ferromagnético) ou propaga o inverso do sinal do nó de origem para o nó de destino (acoplamento antiferromagnético). Assim, a magnetização do nó B é igual à magnetização do nó A multiplicado pelo peso da aresta entre A e B, como mostra a equação 5.1.



Figura 5.9. Acoplamento antiferromagnético e sua representação em grafo.

Tabela 5.3. Valores do nó B calculados pela equação 5.2.

Passo	<i>clk</i>	A	w	B
t0	0	1	- 1	0
t1	0.01	1	- 1	- 0.01
t2	0.02	1	- 1	- 0.02
t3	0.03	1	- 1	- 0.03
...
t100	1.00	1	- 1	- 1.00

$$M_i = M_j * w_{ij}, \quad (5.1)$$

onde M_i é a magnetiza do magneto i (imã B na Figura 5.9), M_j é a magnetização do magneto vizinho j (imã A na Figura 5.9) e w_{ij} é o peso da aresta entre i e j . A equação 5.1 calcula, de forma abrupta, a magnetização de um magneto sob influência de um único vizinho. Sabe-se que a troca de magnetização deve ocorrer de forma adiabática e assim, o *clock* foi inserido na fórmula, resultando na equação:

$$M_i = M_j * w_{ij} * clk \quad (5.2)$$

Foi calculado o valor do nó B usando a equação 5.2 e alguns dos valores encontrados ao longo do tempo são apresentados na Tabela 5.3. Observa-se que, se *clk* for igual a 0 (equivalente ao campo magnético externo com amplitude máxima), o valor do nó B será igual a 0 (magnetização nula), que é a magnetização esperada quando o campo magnético externo está com amplitude máxima. Se *clk* for igual a 1 (equivalente a ausência do campo magnético externo), o valor do nó B será determinado por A, que também é o esperado quando não há campo magnético externo. Assim, a modelagem feita para *clk* consegue simular a presença e ausência do campo magnético externo.

Para simular a remoção do campo magnético externo, o valor de *clk* aumenta linearmente durante 100 passos (incremento de 0.1 a cada passo). Assim, a diminuição de 1% da intensidade do campo no primeiro passo resulta em $clk = 0.01$, a diminuição de mais 1% (2% no total) resulta em $clk = 0.02$, e assim sucessivamente até a remoção total do campo, resultando *clk* igual a 1. Como já mencionado, durante os 300 instantes de tempo da fase de Switch, a equação para cálculo da magnetização é executada. Assim, para cada valor de *clk*, a equação 5.4 é executada uma vez (mais 200 vezes com $clk = 1$).

Como pode ser observado na Tabela 5.3, o valor do nó B aumenta linearmente em função do *clk*, o que não corresponde à curva de histerese da magnetização de um

Tabela 5.4. Valores do nó B calculados pela equação 5.3.

Passo	<i>clk</i>	A	w	B
t0	0	1	- 1	0
t1	0.01	1	- 1	- 0.01
t2	0.02	1	- 1	- 0.03
t3	0.03	1	- 1	- 0.06
t4	0.04	1	- 1	- 0.10
t5	0.05	1	- 1	- 0.15
t6	0.06	1	- 1	- 0.21
t7	0.07	1	- 1	- 0.28
t8	0.08	1	- 1	- 0.36
t9	0.09	1	- 1	- 0.45
t10	0.10	1	- 1	- 0.55
t11	0.11	1	- 1	- 0.66
t12	0.12	1	- 1	- 0.78
t13	0.13	1	- 1	- 0.91
t14	0.14	1	- 1	- 1.0

magneto com comportamento de domínio único. O valor de B em cada linha da Tabela 5.3 seria o equivalente a um novo valor de B após a diminuição de uma porcentagem da intensidade do campo partindo sempre do estado de magnetização nula (passo t0), ou seja, o cálculo feito no passo t3, por exemplo, utiliza como estado inicial do nó B seu valor no passo t0, quando deveria considerar o valor de B do passo t2. Assim, essa equação não simula a evolução da magnetização de B em função de suas magnetizações anteriores. O cálculo da nova magnetização de um nó deve partir da magnetização atual do mesmo, resultado na equação:

$$M_i^{nova} = M_i^{velha} + M_j * w_{ij} * clk \quad (5.3)$$

Foi calculado o valor do nó B usando a equação 5.3 e os valores encontrados são apresentados na Tabela 5.4. Observa-se que o valor do nó converge para -1 em poucos passos e apresenta mudança não linear do seu valor.

A equação 5.3 calcula a magnetização de um magneto sob influência de apenas um outro magneto. Logo, para a simulação de circuitos maiores, que é o propósito desse simulador, é preciso levar em consideração a influência de toda a vizinhança no cálculo do valor de um nó. Com isso, o valor de um nó é dado pela soma de todas as influências geradas por seus vizinhos, resultando na equação:

$$M_i^{nova} = M_i^{velha} + \sum_{j=0}^n M_j * w_{ij} * clk, \quad (5.4)$$

onde, M_i^{nova} é o novo valor da magnetização do magneto i , M_i^{velha} é a sua magnetização atual, M_j é a magnetização do magneto vizinho j , w_{ij} é o peso da aresta entre os magnetos i e j e clk é o valor do *clock*. Para o algoritmo de simulação, o estado inicial das zonas de *clock* 1, 2 e 3 é Switch, Reset e Hold, respectivamente. Assim, a cada 300 passos, as zonas mudam de uma fase para outra, seguindo, de forma cíclica, a ordem Switch, Hold e Reset. Assim, a equação 5.4 é executada para cada magneto do circuito em fase de Switch durante cada instante de tempo, ou seja, ela é executada 300 vezes para cada magneto durante cada ciclo de clock.

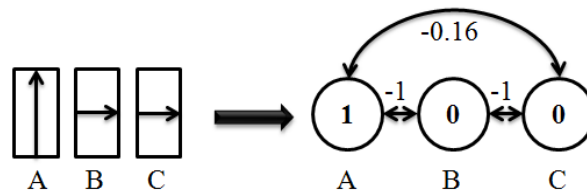


Figura 5.10. Fio antiferromagnético com três magnetos e sua representação em grafo.

Para ilustrar seu funcionamento, considera-se o fio antiferromagnético ilustrado na Figura 5.10. O magneto A tem sua magnetização fixa e a magnetização dos magnetos B e C será calculada pela equação 5.4. O resultado esperado para o valor do nó A é -1 e para o nó B é 1. O resultados encontrados estão na Tabela 5.5.

No cálculo feito no passo t_1 , por B e C terem valor 0 em t_0 , eles não influenciam nas suas vizinhanças. Assim, o valor de B e C no passo t_1 são calculados apenas em função do valor de A. É importante destacar que magnetos na fase de Reset (nó com valor igual a 0) não interferem no cálculo do valor de nós na fase de Switch, pois a multiplicação será igual a 0. A partir do momento em que um nó apresenta valor diferente de 0, este começa a influenciar seus nós vizinhos. Assim, em t_2 , a influência do nó A em B é igual a -0.02 ($1 * (-1) * 0.02$) e a influência do nó C em B é 0.000032 ($(-0.0016) * (-1) * 0.02$), que, ao serem somados ao valor antigo de A resulta em -0.0299. O valor de C em t_2 é a soma da influência do nó A em C ($1 * (-0.16) * 0.02 = -0.0032$) mais a influência do nó B em C ($-0.01 * (-1) * 0.02 = 0.0002$), que ao ser somado com o valor antigo de C (-0.0016) resulta em -0.0046. Observa-se que o valor de C fica negativo até t_8 , o que não corresponde à magnetização esperada. Isso acontece porque nos primeiros passos o valor de B é tão pequeno que a influência de A em C é maior do a influência de B em C, causando um ruído na magnetização de C.

Tabela 5.5. Valores dos nós B e C calculados pela equação 5.4.

Passo	clk	A	w_{AB}	w_{AC}	w_{BC}	B	C
t0	0	1	- 1	- 0.16	- 1	0	0
t1	0.01	1	- 1	- 0.16	- 1	- 0.0100	- 0.0016
t2	0.02	1	- 1	- 0.16	- 1	- 0.0299	- 0.0046
t3	0.03	1	- 1	- 0.16	- 1	- 0.0598	- 0.0084
t4	0.04	1	- 1	- 0.16	- 1	- 0.0994	- 0.0123
t5	0.05	1	- 1	- 0.16	- 1	- 0.1488	- 0.0152
t6	0.06	1	- 1	- 0.16	- 1	- 0.2079	- 0.0158
t7	0.07	1	- 1	- 0.16	- 1	- 0.2768	- 0.0123
t8	0.08	1	- 1	- 0.16	- 1	- 0.3558	- 0.0029
t9	0.09	1	- 1	- 0.16	- 1	- 0.4455	0.0148
t10	0.10	1	- 1	- 0.16	- 1	- 0.5470	0.0435
t11	0.11	1	- 1	- 0.16	- 1	- 0.6618	0.0863
t12	0.12	1	- 1	- 0.16	- 1	- 0.7922	0.1467
t13	0.13	1	- 1	- 0.16	- 1	- 0.9413	0.2291
t14	0.14	1	- 1	- 0.16	- 1	- 1	0.3388
t15	0.15	1	- 1	- 0.16	- 1	- 1	0.4650
t16	0.16	1	- 1	- 0.16	- 1	- 1	0.5997
t17	0.17	1	- 1	- 0.16	- 1	- 1	0.7427
t18	0.18	1	- 1	- 0.16	- 1	- 1	0.8942
t19	0.19	1	- 1	- 0.16	- 1	- 1	1

5.2.3.1 Cálculo do Valor do Cruzador

O circuito cruzador é composto por quatro magnetos retangulares e um magneto quadrado, como ilustrado na Figura 5.11 a). O vértice que representa o cruzador no grafo teve seu valor dividido em duas componentes, a componente x, referente ao cosseno do ângulo da magnetização, e a componente y, referente ao seno do ângulo da magnetização. Também ficou definido que um magneto retangular influencia diretamente em cada componente, resultando em duas arestas que partem do vértice que representa o magneto retangular para o vértice que representa o magneto quadrado, como ilustrado na Figura 5.7 b). As arestas tracejadas conectam os magnetos retangulares vizinhos. Neste exemplo, todos os magnetos retangulares são vizinhos uns dos outros.

Para calcular o valor da componente x do nó X, a equação 5.4 é utilizada, porém considerando apenas as aresta dos cossenos. Para calcular o valor da componente y do nó X, a equação 5.4 é utilizada, porém considerando apenas as arestas dos senos.

No exemplo da Figura 5.11 b), todos os vértices são vizinhos uns dos outros, assim, por exemplo, para calcular o valor do nó C (que representa um magneto retangular), é considerado a influência dos magnetos A, B, X e D no magneto C. Devido aos nós

Tabela 5.6. Valores calculados para o nó X, C e D do circuito apresentado na Figura 5.11 a).

Passo	<i>clk</i>	A	B	X	C	D
t0	0	- 1	1	(0, 0)	0	0
t1	0.01	- 1	1	(0.004202, 0.000000)	0.001894	- 0.001894
t2	0.02	- 1	1	(0.012621, 0.000000)	0.005693	- 0.005693
t3	0.03	- 1	1	(0.025297, 0.000000)	0.011429	- 0.011429
t4	0.04	- 1	1	(0.042295, 0.000000)	0.019148	- 0.019148
t5	0.05	- 1	1	(0.063706, 0.000000)	0.028918	- 0.028918
t6	0.06	- 1	1	(0.089644, 0.000000)	0.040824	- 0.040824
t7	0.07	- 1	1	(0.120256, 0.000000)	0.054971	- 0.054971
t8	0.08	- 1	1	(0.155716, 0.000000)	0.071486	- 0.071486
t9	0.09	- 1	1	(0.196233, 0.000000)	0.090515	- 0.090515
t10	0.10	- 1	1	(0.242052, 0.000000)	0.112229	- 0.112229
t11	0.11	- 1	1	(0.293456, 0.000000)	0.136821	- 0.136821
t12	0.12	- 1	1	(0.350774, 0.000000)	0.164512	- 0.164512
t13	0.13	- 1	1	(0.414380, 0.000000)	0.195550	- 0.195550
t14	0.14	- 1	1	(0.484704, 0.000000)	0.230213	- 0.230213
t15	0.15	- 1	1	(0.562237, 0.000000)	0.268814	- 0.268814
t16	0.16	- 1	1	(0.647533, 0.000000)	0.311703	- 0.311703
t17	0.17	- 1	1	(0.741224, 0.000000)	0.359269	- 0.359269
t18	0.18	- 1	1	(0.844023, 0.000000)	0.411948	- 0.411948
t19	0.19	- 1	1	(0.956739, 0.000000)	0.470227	- 0.470227
t20	0.20	- 1	1	(1.000000, 0.000000)	0.534649	- 0.534649
t21	0.21	- 1	1	(1.000000, 0.000000)	0.602738	- 0.602738
t22	0.22	- 1	1	(1.000000, 0.000000)	0.672727	- 0.672727
t23	0.23	- 1	1	(1.000000, 0.000000)	0.744452	- 0.744452
t24	0.24	- 1	1	(1.000000, 0.000000)	0.817752	- 0.817752
t25	0.25	- 1	1	(1.000000, 0.000000)	0.892461	- 0.892461
t26	0.26	- 1	1	(1.000000, 0.000000)	0.968416	- 0.968416
t27	0.27	- 1	1	(1.000000, 0.000000)	1.000000	- 1.000000

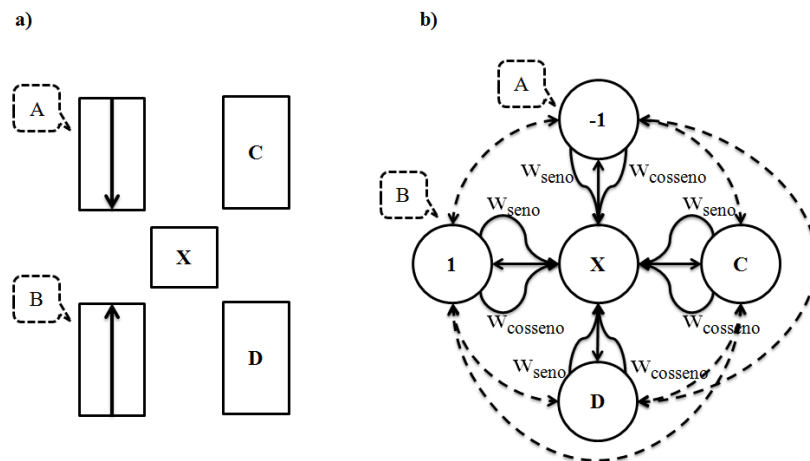


Figura 5.11. a) Circuito do cruzamento. A magnetização do magneto X deve apontar para a direita (1,0), a magnetização do magneto D deve apontar para baixo (-1) e a magnetização de C deve apontar para cima (1). b) grafo que representa o cruzamento.

que representam magnetos retangulares terem apenas a componente do seno do ângulo, o valor do nó X utilizado para calcular o valor do nó C, por exemplo, é o maior valor entre a componente x e a componente y do nó X.

No exemplo da Figura 5.11 a), a magnetização do magneto C deve apontar para cima, a magnetização de D deve apontar para baixo e a magnetização de X deve apontar para a direita. Assim, na Figura 5.11 b), o nó C deve ter valor 1, o nó D deve ter valor -1 e o nó X deve ter valor (1,0). A Tabela 5.6 apresenta a evolução dos valores dos nós C, D e X.

Como pode ser observado na Tabela 5.6, o valor do nó X, após 20 passos, é igual a (1,0), que é o valor esperado. O valor do nó C, mesmo sofrendo influência do nó A e do nó D, converge para a magnetização correta. O mesmo se aplica ao nó D. Por ser um circuito pequeno e simétrico (as influências no nó C são as mesmas para o nó D), seus valores são iguais (em módulo).

5.2.4 Algoritmo de Simulação

O algoritmo de simulação foi implementado em C++ e está na forma de pseudo-código no Algoritmo 1.

O algoritmo tem como entrada a quantidade de ciclos de *clock* a serem simulados, as listas de nós Zona1, Zona2 e Zona3 e seus respectivos sinais de *clock* clk1, clk2 e clk3. Cada lista contém todos os nós de uma determinada zona de *clock* e um sinal de *clock* controla o fase dos nós de sua respectiva zona.

O algoritmo é executado n vezes, onde n é o número de ciclos de *clock* a serem simulados. O valor de n é definido pelo projetista. Inicialmente, o algoritmo insere um conjunto de valores nas entradas do circuito (pela função *novaEntrada()*). Esses valores podem ser determinados pelo projetista ou podem ser determinados automaticamente pelo simulador, realizando uma simulação exaustiva. O segundo laço **repita** é executado três vezes e representa a mudança de fase das zonas. No terceiro laço **repita** é identificado qual zona está em Switch pelo seu respectivo sinal de *clock* clk e: primeiro, o valor de todos os nós da zona de *clock* em Reset são igualados a 0; segundo, é feito o cálculo da magnetização de todos os nós em fase de Switch. Após isso, os sinais de *clock* são atualizados. O laço se repete 300 vezes, completando o tempo estabelecido para a mudança de uma fase para outra. O algoritmo tem complexidade $O(n*v)$, onde n é a quantidade de ciclos de *clock* e v é a quantidade de nós no grafo.

Algoritmo 1: Pseudo-código do algoritmo de simulação implementado

Entrada: n , Zona1, Zona2, Zona3, $clk1$, $clk2$, $clk3$

início

```

repita
  novaEntrada();
  repita
    repita
      se  $clk1$  em Switch então
        Reset(Zona2);
        Switch(Zona1,  $clk1$ );
      fim
      se  $clk2$  em Switch então
        Reset(Zona3);
        Switch(Zona2,  $clk2$ );
      fim
      se  $clk3$  em Switch então
        Reset(Zona1);
        Switch(Zona3,  $clk3$ );
      fim
       $clk1$ ->proximoValor();
       $clk2$ ->proximoValor();
       $clk3$ ->proximoValor();
    até 300;
  até 3;
até  $n$ ;
fim

```

O próximo capítulo apresenta os resultados de simulações de dispositivos bási-

cos e circuitos complexos de NML, comprovando o funcionamento do simulador aqui proposto.

Capítulo 6

Resultados

Neste capítulo, serão apresentados os principais circuitos simulados. Inicialmente serão apresentados os circuitos básicos (fios, cruzador e portas maioria), seguidos da apresentação de três estudos de caso mais complexos, que são: Latch-RS, Somador de 1 bit e um Somador de 32 bits. Todas as simulações aqui apresentadas foram executadas em um computador com Ubuntu 12.04 LTS, processador Intel Core i7 4790 CPU 3.60GHz e 16 GB de memória Ram.

6.1 Dispositivos Básicos

Nesta seção, serão apresentados os resultados das simulações de alguns dispositivos básicos de NML. Por serem circuitos com poucos magnetos, o tempo de simulação não ultrapassou 500 milissegundos em nenhum dos casos.

6.1.1 Fios

O dispositivo mais simples de um circuito de NML é o fio. Como já explicado no Capítulo 4, devido aos acoplamentos ferromagnético e antiferromagnético, NML possui dois tipos diferentes de fios, o fio ferromagnético (FF) e o fio antiferromagnético (FA). Um FF e sua simulação são apresentados na Figura 6.1 a) e b), respectivamente. O FF apresentado possui apenas uma zona de *clock*. O magneto A é a entrada e o magneto S foi escolhido como saída. A simulação foi realizada de forma exaustiva (todas as combinações de valores de A foram testadas duas vezes) e tem duração de 5 ciclos de *clock*.

Como pode ser observado na forma de onda da simulação (Figura 6.1 b)), o valor de S é igual ao valor de A. Quando S é igual a 0, significa que o magneto está na fase de

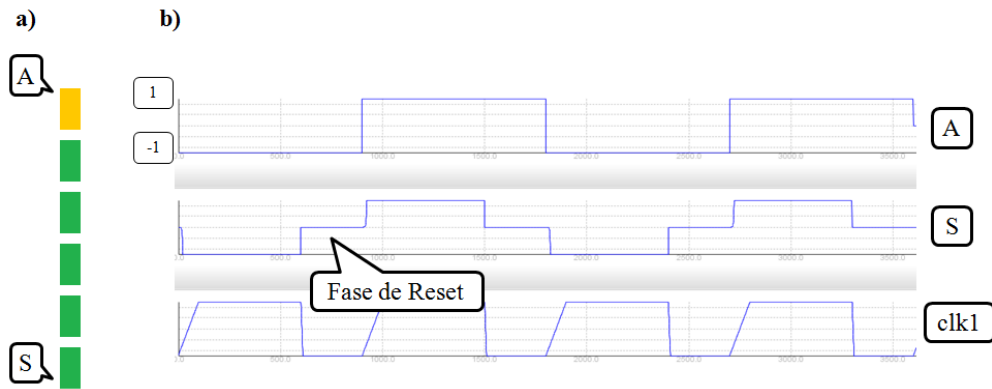


Figura 6.1. a) Fio ferromagnético. O magneto A é a entrada e o magneto S a saída. b) Forma de onda da simulação do circuito.

Reset. Por ser um fio ferromagnético, espera-se que o magneto S (e todos os magnetos entre A e S) apresente a mesma magnetização da entrada A, o que pode ser observado na simulação.

O outro tipo de fio (FA) e sua simulação são apresentados na Figura 6.2 a) e b), respectivamente. Seguindo o exemplo anterior, o circuito está em apenas uma zona de *clock*, o magneto A é a entrada, o magneto S a saída e foi realizada uma simulação exaustiva. Nesse circuito, o valor do magneto S deve ser igual ao valor do magneto A (por ter quantidade ímpar de magnetos no fio). Se a quantidade de magnetos no FA for par, o fio se comporta como um inversor.

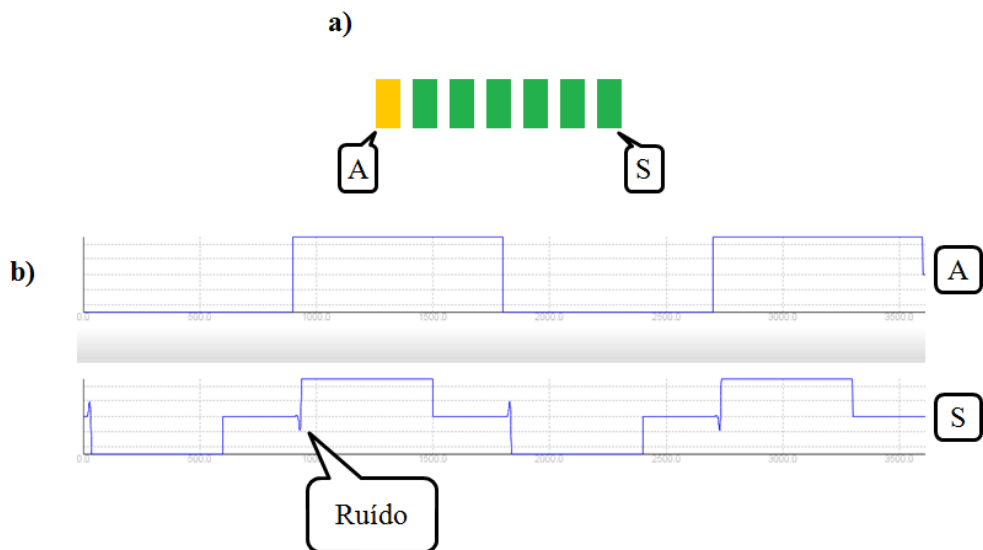


Figura 6.2. a) Fio antiferromagnético. O magneto A é a entrada e o magneto S a saída. b) Forma de onda da simulação do circuito.

Como pode ser observado na forma de onda da simulação (Figura 6.2 b)), o valor de S é ruidoso no começo da fase de Switch. Como explicado no Capítulo 5, isso ocorre porque S está distante da entrada. O ruído cresce à medida que o magneto se distancia da entrada e, para fios com mais de 6 magnetos, desconsiderando a entrada, o circuito apresenta um erro.

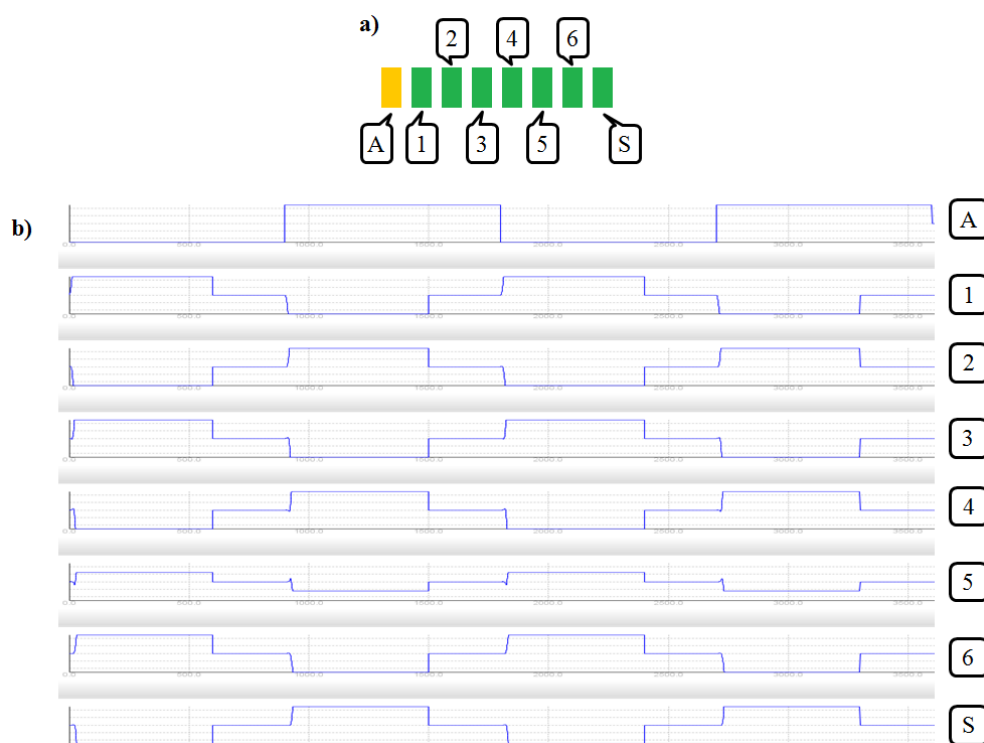


Figura 6.3. a) Fio antiferromagnético com mais de 6 magnetos. O magneto A é a entrada e o magneto S a saída. b) Forma de onda da simulação do circuito, mostrando o erro.

A Figura 6.3 ilustra um caso onde esse erro acontece. No circuito da Figura 6.3 a), o FA é composto por 8 magnetos e o valor esperado de S é o inverso de A. Porém, como pode ser observado em 6.3 b), o valor de S é igual ao valor de A. Isso ocorre porque o ruído propagado para o final do fio (magnetos 6 e S) se amplifica. Assim, enquanto o valor correto é propagado entre os magnetos 2, 3, 4 e 5 (este último oscilando entre seu valor correto e o errado), o erro é amplificado entre os magnetos 6 e S. Assim, quando o magneto 5 começa a se magnetizar corretamente, em função do magneto 4, o magneto 6 já apresenta magnetização próxima de 1, impossibilitando a remoção do erro no restante do fio. Por fim, o magneto 5 não altera seu valor (constante em 0.5144 ou -0.5144) porque as influências dos magnetos do seu lado direito (6 e S) anulam as influências dos magnetos do seu lado esquerdo (3 e 4). Por ser um algoritmo de simulação determinístico, esse erro sempre irá ocorrer em fios antiferromagnéticos

com 7 ou mais magnetos (desconsiderando a entrada). A presença deste erro vai de encontro com resultados experimentais. Alguns estudos teóricos e experimentais propõem um limite de magnetos em fios antiferromagnéticos. Estudos teóricos sugerem até 5 magnetos [Csaba & Porod, 2010], enquanto experimentais alegam que NML é mais robusto, permitindo fios antiferromagnéticos com até 8 magnetos [Niemier et al., 2011].

Para que um FA com mais de 6 magnetos funcione corretamente é preciso dividi-lo em zonas de *clock*. Desta forma, um fio longo é formado por segmentos de fios menores conectados. O FA apresentado na Figura 6.4 a) é composto por 17 magnetos e o resultado da simulação é apresentado em 6.4 b). Como o circuito está dividido em zonas de *clock*, os sinais de *clock* (clk1, clk2 e clk3) foram inseridos na figura da simulação. A divisão do circuito em zonas gera um pipeline de informação, uma vez que o sinal deve passar por todas as zonas sequencialmente entre a entrada e a saída. Para ilustrar o *delay* gerado pelas zonas, os valores dos magnetos 1, 2, 3 e S são exibidos na Figura 6.4 b). O magneto 1 e o magneto S estão na zona *clock* 1, o magneto 2 está na zona de *clock* 2 e o magneto 3 está na zona de *clock* 3. As setas na Figura 6.4 b) partem do momento em que clk1, clk2 e clk3 estão começando a fase de Switch, indicando o momento em que os magnetos das zonas de *clock* 1, 2 e 3, respectivamente, estão calculando o valor dos seus magnetos.

Um outro exemplo de simulação interessante envolve dois fios FA paralelos. Ao posicionar estes fios antiferromagnéticos próximos, como apresentado na Figura 6.5 a), a quantidade máxima de magnetos por fio é limitada a 5 (desconsiderando a entrada). Neste exemplo, os magnetos A e B são as entradas e os magnetos S_1 e S_2 são as saídas. Devido à proximidade dos fios, a interferência gerada entre eles limita seus tamanhos. Essa interferência pode ser observada como um ruído na forma de onda da simulação (Figura 6.5 b)). Apesar de não apresentada aqui, a simulação de fios paralelos com 6 ou mais magnetos geraram erros. Dois fios ferromagnéticos, ao serem posicionados paralelamente, não apresentam erro.

6.1.2 Cruzamento Coplanar de Sinais

O circuito que realiza o cruzamento coplanar de sinais e o resultado da simulação são apresentados na Figura 6.6 a) e b), respectivamente. Os magnetos A e B são as entradas e os magnetos S_1 e S_2 são as saídas. Como pode ser observado na simulação, o valor de S_2 é igual ao valor de A e o valor de S_1 é igual ao valor de B, correspondendo ao comportamento esperado do circuito. Apesar de não apresentado, todas as combinações de pares de entrada foram simuladas com resultados corretos.

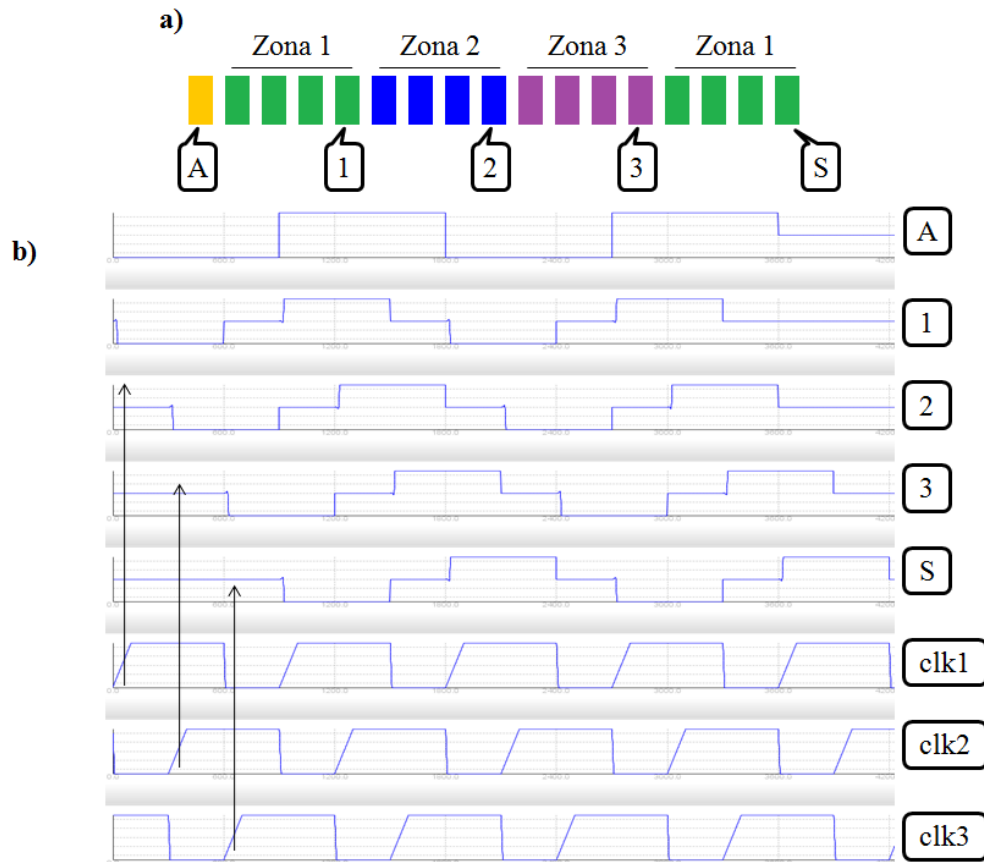


Figura 6.4. a) Fio antiferromagnético dividido em zonas de *clock*. O magneto A é a entrada e os magnetos 1, 2, 3 e S as saídas exibidas. b) Forma de onda da simulação do circuito.

6.1.3 Majority Gate - MG

A porta da maioria (*Majority Gate* - MG) foi apresentada no Capítulo 4 e sua função lógica é dada por:

$$Maj(A, B, C), \quad (6.1)$$

onde A, B e C são as entradas e a função tem como retorno a maioria desses valores. Na maioria dos circuitos de NML, a topologia da MG utilizada é como a apresentada na Figura 6.7 a). Na simulação (Figura 6.7 b)), observa-se que os valores assumidos pelo magneto S correspondem ao esperado.

Uma topologia alternativa para a MG é apresentada na Figura 6.8. A ideia da segunda topologia é que as três entradas são posicionadas na diagonal do magneto S (sem inversores), dessa forma, cada entrada exerce a mesma influência em S, resultando na função lógica da MG. Apesar de não apresentada, todas as combinações de entrada foram simuladas com resultados corretos.

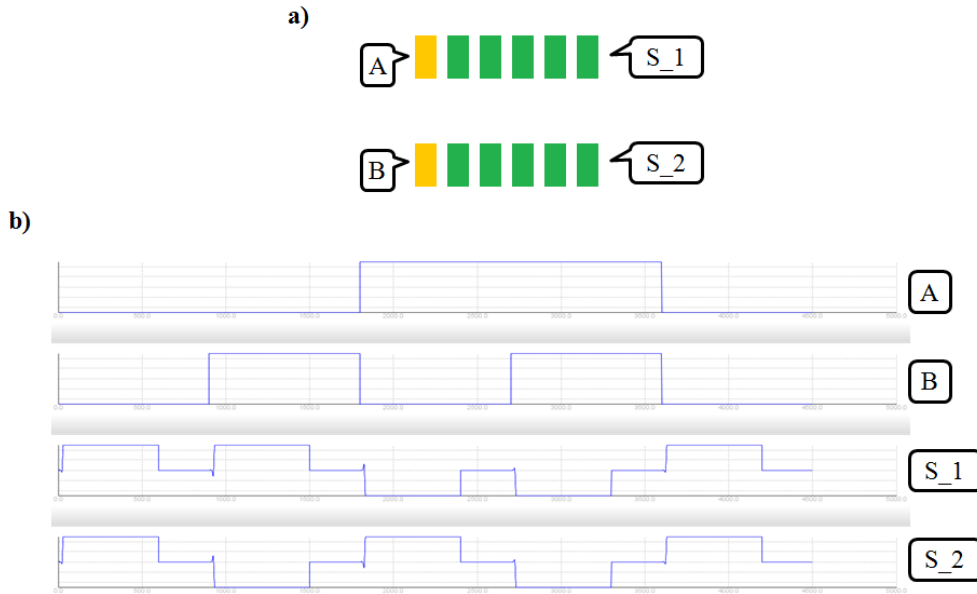


Figura 6.5. Fios antiferromagnéticos paralelos. A interferência causada limita o tamanho do fio. b) Forma de onda da simulação do circuito.

Em um outro estudo de caso, simulamos uma MG que apresenta um erro conhecido como “o erro do vizinho não mais próximo”. Esse é um erro lógico que foi detectado experimentalmente e sua causa foi atribuída ao fato de um magneto ter sua magnetização definida em função dos vizinhos mais distantes e não do mais próximo [Varga et al., 2011]. O circuito da MG apresentado na Figura 6.9 a) apresenta esse erro. O resultado da simulação desse circuito deveria ser igual ao da MG apresentada na Figura 6.7 c), porém, como pode ser observado na simulação apresentada na Figura 6.9 b), um erro acontece quando $A = B = C = -1$ e quando $A = B = C = 1$. Nesses casos, foi detectado que o erro ocorre no magneto D. Tomando o primeiro caso como exemplo ($A = B = C = -1$), o magneto central deve ficar com o valor -1 e o magneto D deve se magnetizar em função dele, ficando com a magnetização inversa (magnetização igual a 1 nesse caso). Porém, a influência dos magnetos A, A', B', C' e C forçam o magneto D a ficar com o valor igual a -1 . Devido ao acoplamento antiferromagnético entre S e D ser muito mais forte do que todos os outros acoplamentos combinados entre S e seus outros vizinhos, o magneto S fica com valor igual ao inverso de D. Um ciclo de propagação entre os magnetos D e S irá amplificar o erro entre eles, impossibilitando que o magneto D se magnetize em função do magneto central. Uma forma de se evitar esse erro é colocar S em outra zona de *clock*. O resultado aqui apresentado é muito importante, pois demonstra que o NMLSim está coerente aos resultados experimentais

No capítulo 4, foi apresentado o erro de sincronização. Esse erro ocorre quando

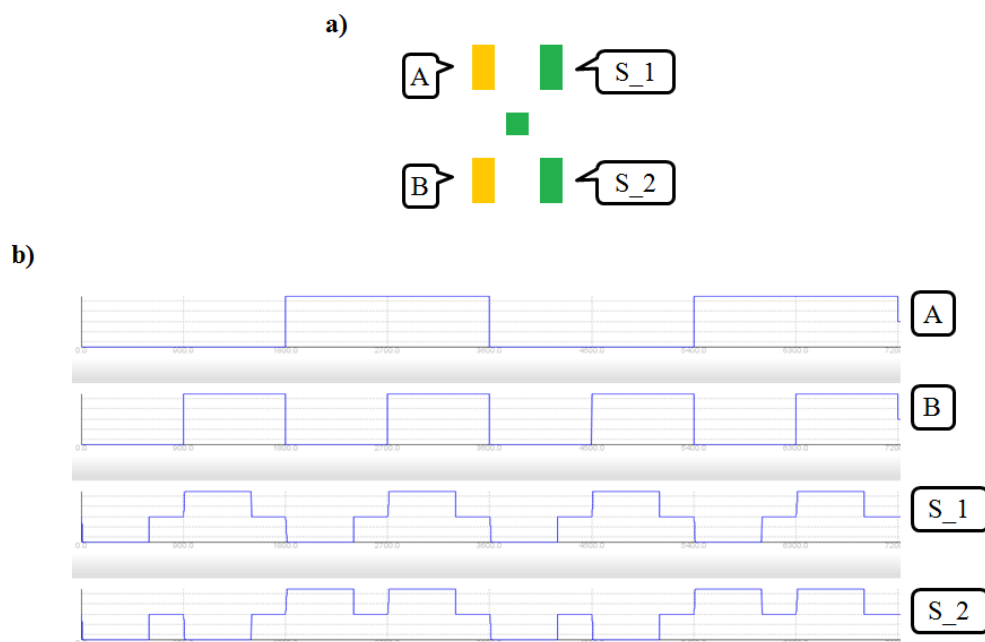


Figura 6.6. a) Circuito utilizado para o cruzamento coplanar de sinal. b) Forma de onda da simulação do circuito.

os fios que chegam em uma MG têm tamanhos diferentes. A Figura 6.10 a) apresenta um circuito com esse erro. Os magnetos A, B e C são as entradas, o magneto S é a saída. Como pode ser observado na simulação apresentada na Figura 6.10 b), o valor da saída S é sempre igual ao valor da entrada B. Assim, o circuito não apresenta a saída esperada (que seria dada pela MG), apresentando o erro. Esse é um erro comum em tecnologias de acoplamento de campo cuja solução é alcançada dividindo o circuito em zonas de *clock*.

A Figura 6.11 a) apresenta o mesmo circuito acima, mas dividido em zonas de *clock*. Como pode ser observado no circuito, os magnetos em verde estão na zona de *clock* 1, os magnetos em azul estão na zona de *clock* 2 e os magnetos em rosa estão na zona de *clock* 3. Como explicado no capítulo 4, a divisão em zonas permite a sincronização de sinais. Como pode ser observado na simulação apresentada na Figura 6.11 b), a saída S apresenta os valores referentes à MG, como era o esperado.

6.2 Dispositivos complexos

É importante destacar que os circuitos apresentados a seguir foram projetados considerando os limites impostos pelo *clocking*. Espera-se que as limitações dos esquemas propostos sejam superadas, permitindo o uso máximo da capacidade dessa tecnologia.

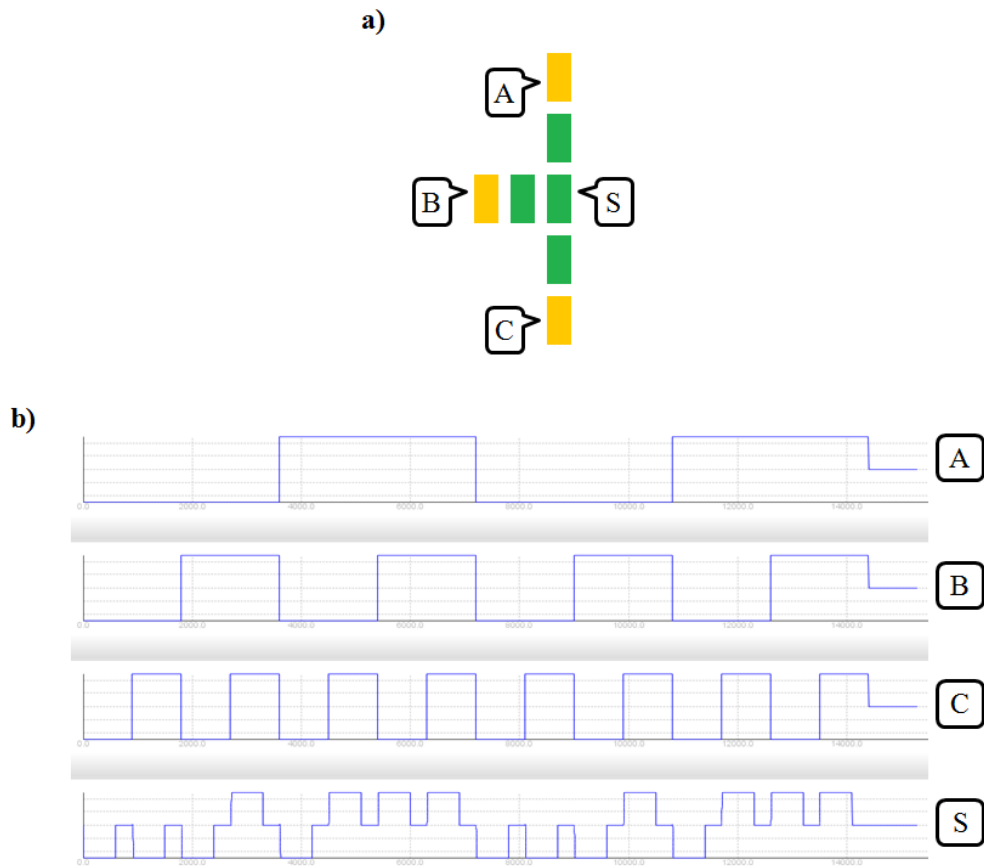


Figura 6.7. a) Topologia comum de uma MG sem inversor na entrada B. b) Topologia alternativa para uma MG sem inversor nas entradas. c) Forma de onda da simulação do circuito.

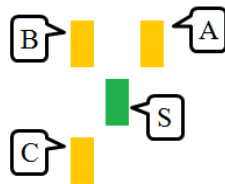


Figura 6.8. Topologia alternativa para uma MG sem inversor nas entradas.

Contudo, o NMLSim funciona independentemente do sistema de *clock*. Logo, qualquer circuito pode ser representado usando este simulador.

6.2.1 Latch RS

O Latch RS (*R - Reset*, *S - Set*) é um circuito sequencial assíncrono capaz de armazenar um bit de informação. Esse circuito foi implementado com o intuito de demonstrar as características de *feedback* do simulador. O esquema lógico e o circuito de NML são

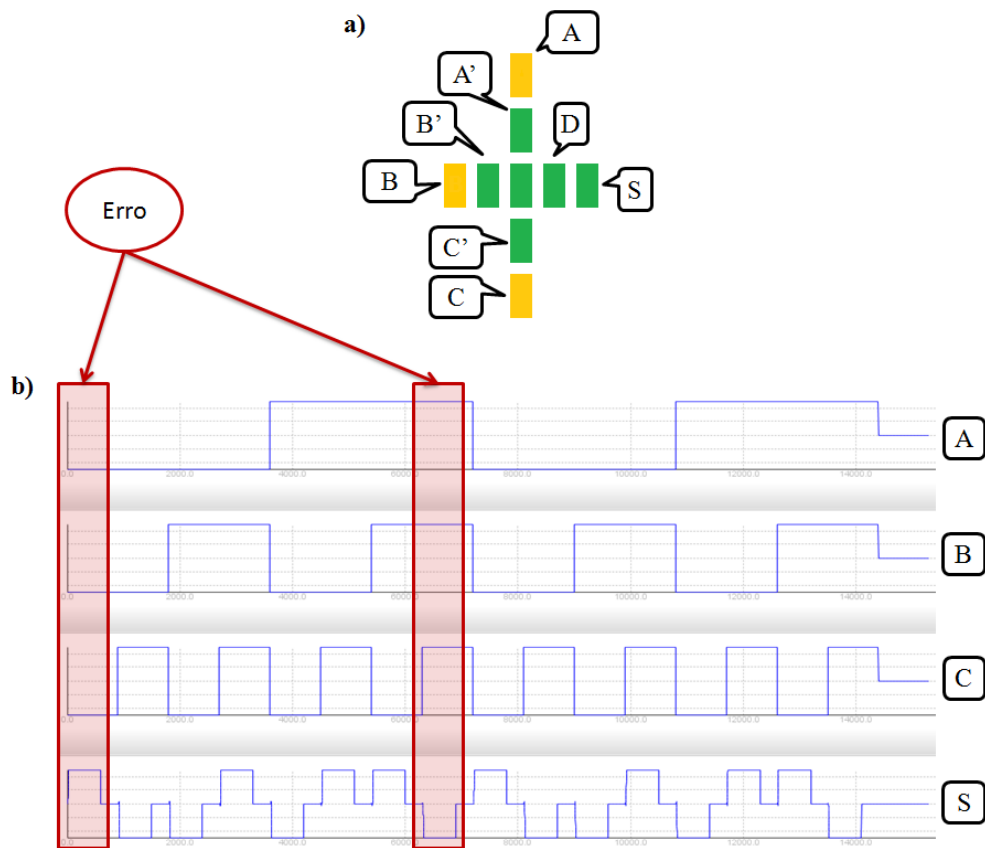


Figura 6.9. a) MG com que apresenta o “erro do vizinho não mais próximo”. b) Forma de onda da simulação do circuito com destaque para o erro.

apresentados na Figura 6.12. O circuito é composto por duas portas lógicas NOR e um laço conectando-as. Os magnetos S e R são as entradas e o magneto Q é a saída. Uma porta NOR foi criada a partir de uma MG com uma de suas entradas fixadas em 1. Os magnetos de cor verde estão na zona de *clock* 1, magnetos de cor azul estão na zona de *clock* 2 e magnetos de cor rosa estão na zona de *clock* 3. Na imagem do esquema lógico e na imagem do circuito de NML (Figura 6.12), a seta circular indica a direção na qual o bit trafega dentro do circuito. Como a informação é transmitida de magneto para magneto e na fase de Reset a magnetização do magneto é anulada, unidades de memória devem ser criadas usando laços de magnetos que continuamente circulam a informação salva. O Latch foi baseado em uma topologia existente, por essa razão a área do circuito não foi otimizada [Campos et al., 2016].

O Latch RS implementado é composto por 46 magnetos e apresenta um atraso de dois ciclos de *clock*. Considerando as dimensões dos magnetos (60x90 nm) e o espaçamento entre dois magnetos (20 nm na horizontal e 40 nm na vertical), esse circuito ocupa 1,92 μm na horizontal e 1,43 μm na vertical, totalizando 2,7456 μm^2 .

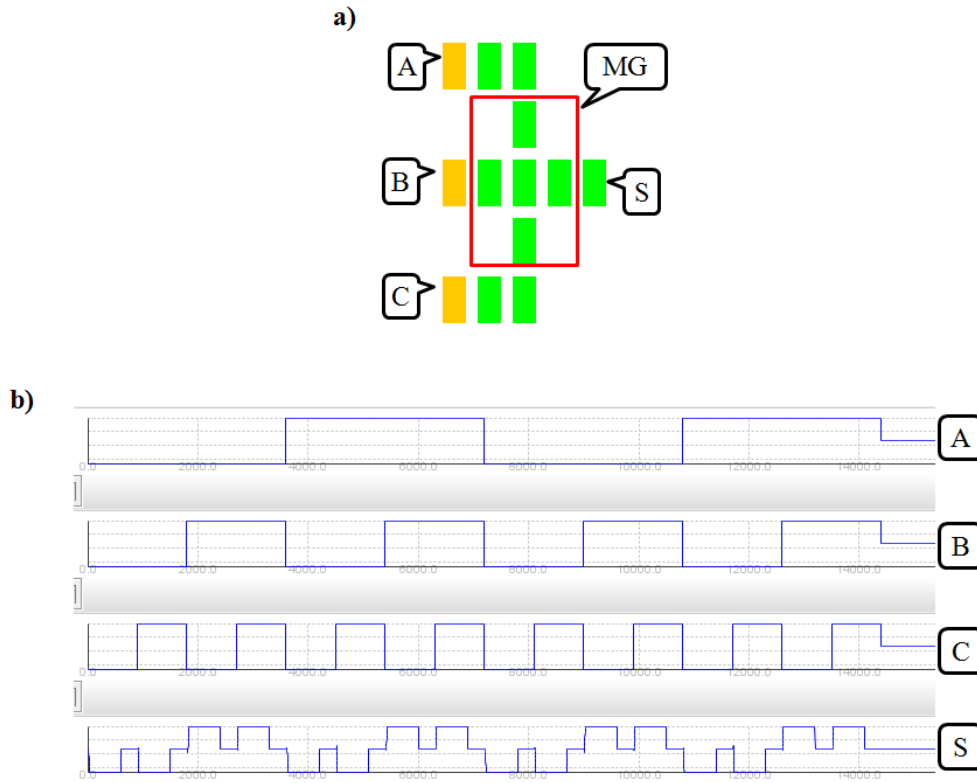


Figura 6.10. a) Topologia do circuito com erro de sincronização b) Forma de onda da simulação do circuito, mostrando a saída sempre igual a entrada B.

A alteração do valor do bit armazenado no Latch RS depende do valor das entradas (R e S) e do valor do bit armazenado no momento. Se a entrada S tiver valor 1 e a entrada R tiver valor 0, o valor 1 será salvo dentro do Latch. Já se a entrada S tiver valor 0 e a entrada R tiver valor 1, o valor 0 será salvo dentro do Latch. Por fim, se ambas as entradas forem iguais a 0, o valor armazenado não é alterado. O vetor de entrada “1,1” ($S = 1$ e $R = 1$) é inválido. O resultado da simulação é apresentado na Figura 6.13. Como pode ser observado, inicialmente foi salvo o valor 1 ($S = 1$ e $R = 0$), em seguida foi salvo o valor 0 ($S = 0$ e $R = 1$) e por 3 ciclos de *clock* não foi alterado o valor armazenado. Devido ao atraso de 2 ciclos de *clock* entre as entradas e a saída, é preciso manter o sinal da entrada alto por dois ciclos de *clock* para alterar o valor armazenado.

6.2.2 Somador de 32 bits

Com o intuito de explorar circuitos combinacionais grandes, um somador de 32 bits foi implementado. Um somador de 32 bits é composto por 32 somadores de 1 bit concatenados. O esquema lógico e o circuito NML de um somador de 1 bit são apresentados na

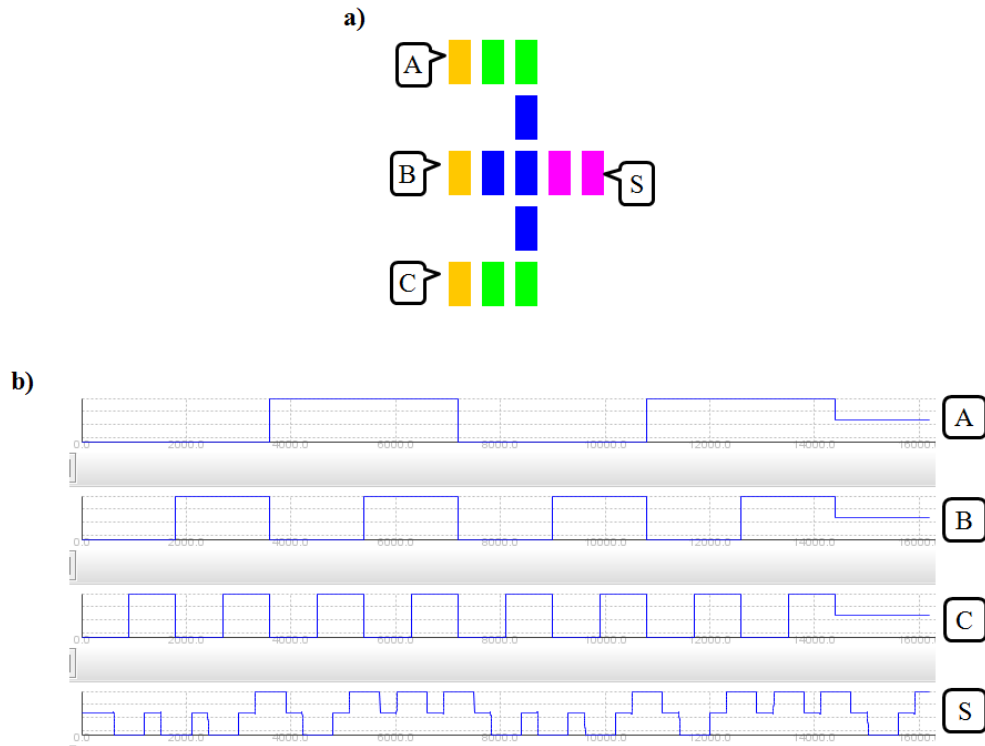


Figura 6.11. a) Topologia do circuito dividido em zonas de *clock*. b) Forma de onda da simulação do circuito, com o circuito operando corretamente.

Figura 6.14. Esse esquema lógico é considerado em muitas publicações como o menor esquema para um somador de 1 bit [Varga et al., 2011]. O circuito implementado em NML é composto por três MGs e três cruzadores. O circuito tem três entradas (magnetos A, B e Ci) que representam os bits a serem somados e o bit de *carry in*. As duas saídas (magnetos S e Co) representam o resultado da soma e o bit de *carry out*. No esquema proposto, há seis cruzamentos, mas foi possível reduzir para três posicionando as entradas no lado esquerdo do circuito. O somador foi baseado em uma topologia existente e, por essa razão, a área do circuito não foi otimizada [Vacca et al., 2012].

O somador de 1 bit implementado é composto por 156 magnetos e apresenta um atraso de 3 ciclos de *clock*. Considerando as dimensões dos magnetos (60x90 nm) e o espaçamento entre dois magnetos (20 nm na horizontal e 40 nm na vertical), esse circuito ocupa 2,64 μm na horizontal e 1,69 μm na vertical, totalizando 4,4616 μm^2 .

A simulação do somador de 1 bit é apresentada na Figura 6.15, onde alguns resultados foram destacados para facilitar a visualização, mas pode-se observar que todas as combinações foram testadas e que o circuito opera como o esperado.

O somador de 32 bits é apresentado na Figura 6.16. O circuito realiza a soma de dois números (A + B) de 32 bits cada. As entradas estão localizadas do lado

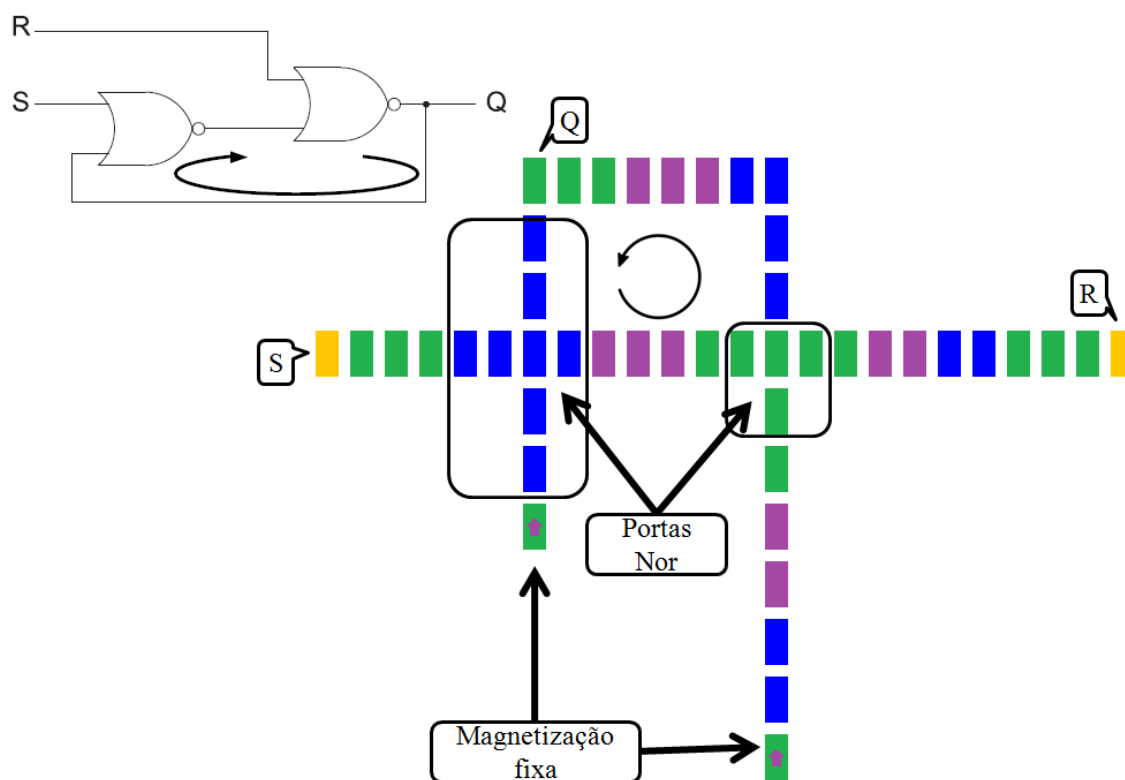


Figura 6.12. Esquema lógico e implementação do Latch SR em NML.

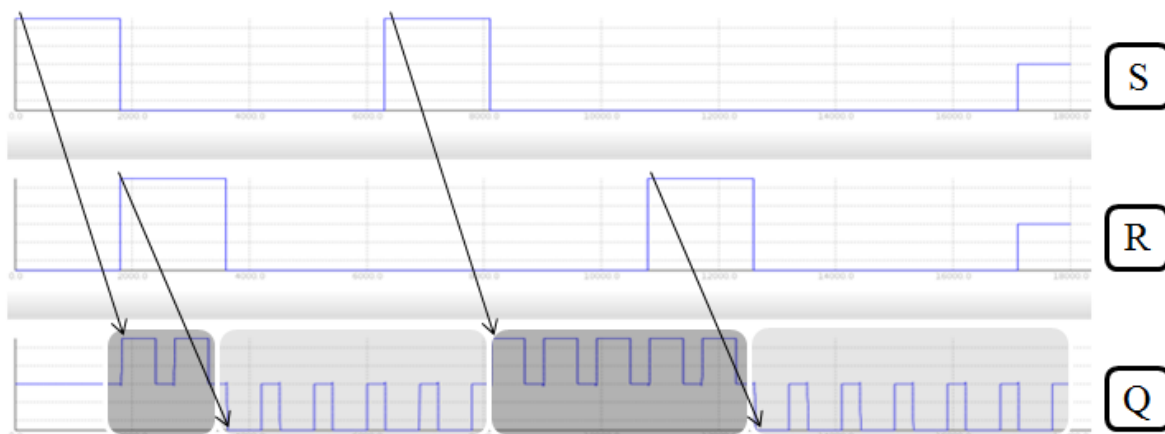


Figura 6.13. Simulação do Latch RS.

esquerdo e as saídas do lado direito do circuito. Cada somador de 1 bit soma um bit do número A com um bit do número B. Devido à grande quantidade de entradas e saídas, foi omitido a forma de onda com a simulação contudo, verificamos o correto funcionamento do circuito. O somador de 32 bits implementado é composto por 31839 magnetos e apresenta um atraso de 97 ciclos de *clock*. Destes magnetos, apenas 4992 são utilizados com os somadores de 1 bit, restando 26847 magnetos utilizados nos fios.

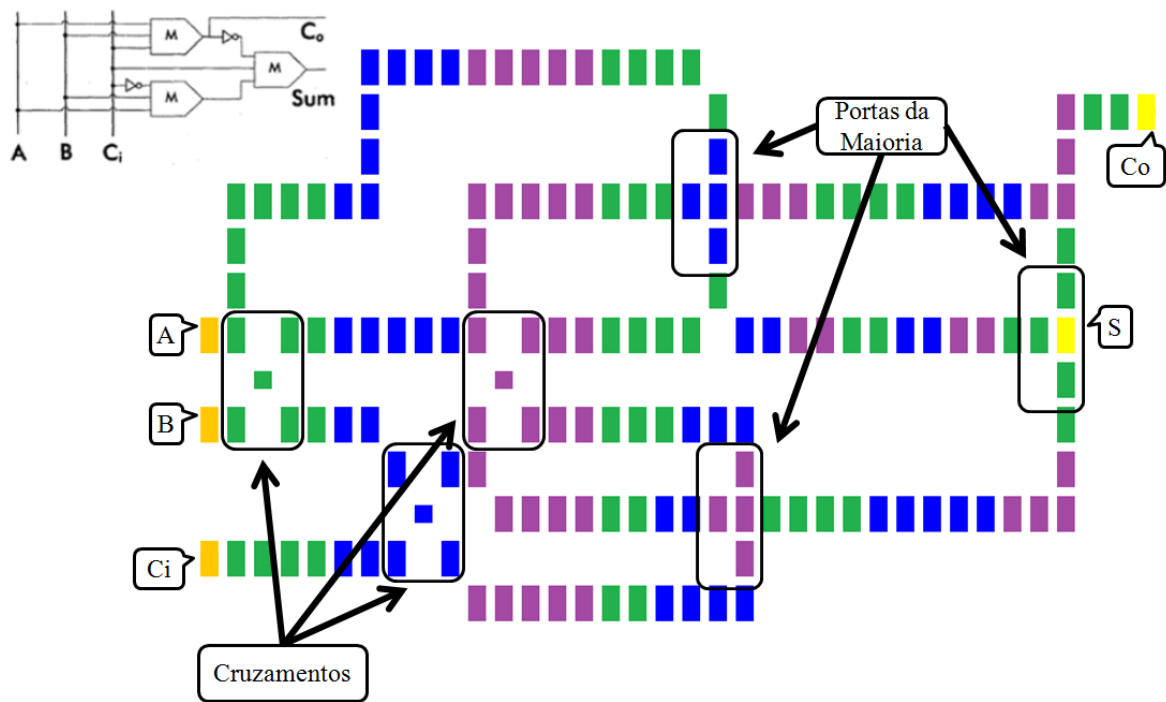


Figura 6.14. Esquema lógico e implementação NML do somador de 1 bit.

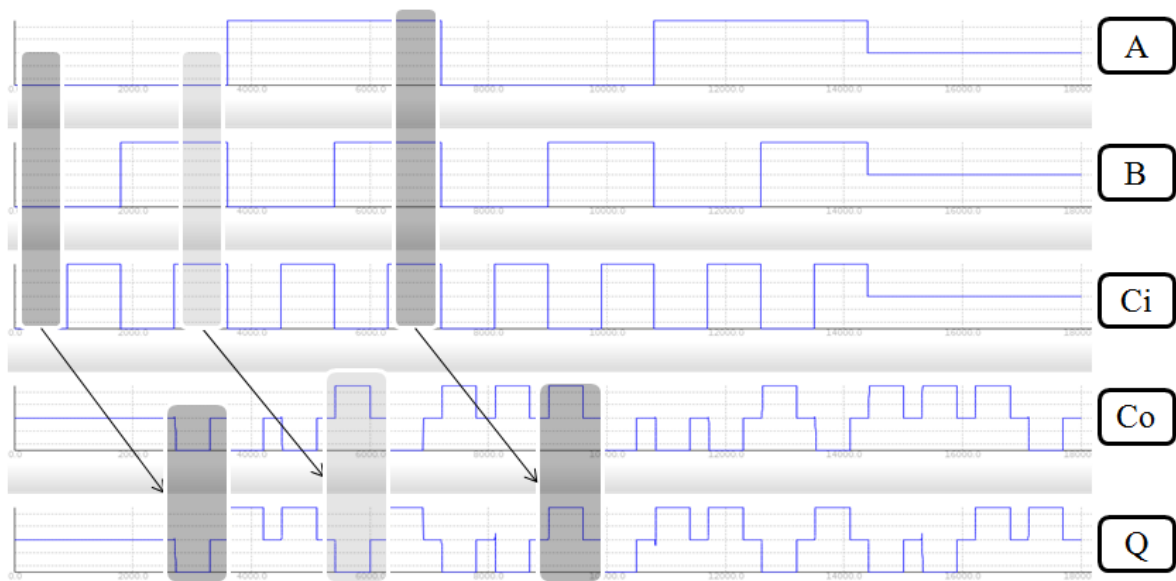


Figura 6.15. Resultado da simulação exaustiva do somador de 1 bit.

Esse fios são utilizados para sincronizar as entradas e as saídas. Esse circuito ocupa $84,56 \mu\text{m}$ na horizontal e $46,02 \mu\text{m}$ na vertical, totalizando $3891,4512 \mu\text{m}^2$. O tempo necessário para simular 200 ciclos de *clock* foi de aproximadamente 9 minutos.

Neste capítulo, foram apresentados alguns resultados de simulação realizados no

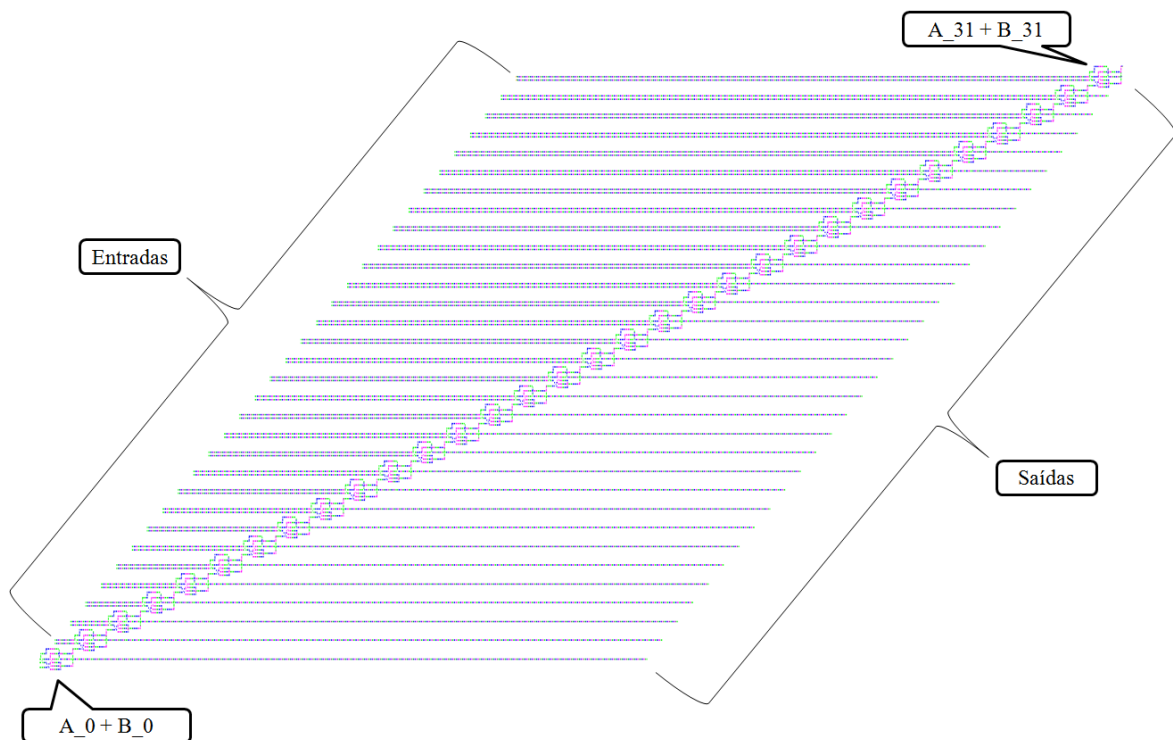


Figura 6.16. Implementação em NML do somador de 32 bits.

NMLSim. Foi demonstrado que os dispositivos básicos funcionam e que a sincronização de sinal, através da divisão do circuito em zonas de *clock*, pode ser feita. Destaca-se os erros lógicos detectados pelo simulador, a saber: o “erro do vizinho não mais próximo”, que pode ocorrer em uma MG; e o erro de propagação em fios antiferromagnéticos, que ocorre em fios com mais de 6 magnetos. Esses erros já foram detectados experimentalmente, demonstrando a validade do modelo aqui implementado. Para demonstrar que o NMLSim é capaz de simular circuitos sequenciais, foi implementado um Latch RS e, para demonstrar sua escalabilidade, um somador de 32 bits (composto por mais de 30000 magnetos) simulado em poucos minutos.

Capítulo 7

Conclusões e Trabalhos Futuros

7.1 Conclusões

Com a aproximação do fim da Lei de Moore, novas tecnologias foram propostas nas últimas décadas. Dentre elas, Lógica Nanomagnética (NML) apresenta-se como uma forte candidata para substituir os transistores CMOS. Circuitos de NML são compostos por nanomagnetos que operam à temperatura ambiente com baixa consumo de energia. Por ser uma nanotecnologia nova, há uma carência de ferramental adequado para auxiliar no projeto de circuitos lógicos complexos de NML. O uso de simuladores fornece aos pesquisadores e usuários uma ferramenta que permite o teste e avaliação de novas arquiteturas, de maneira rápida e segura, fornecendo uma perspectiva dos futuros circuitos.

Nesta dissertação, foi proposta uma ferramenta para projeto e simulação de circuitos de NML. O simulador, denominado NMLSim, possui uma interface gráfica amigável que permite ao usuário a criação de circuitos, que é realizado pelo posicionamento arbitrário dos nanoímas em um plano. As simulações de pequenos circuitos de NML são normalmente apresentadas na literatura utilizando ferramentas micromagnéticas, como o OOMMF. Apesar de serem precisas, estas simulações são computacionalmente caras e demandam muito tempo. Já para a simulação de circuitos maiores, visando explorar e desenvolver arquiteturas de sistemas computacionais com NML, simuladores utilizando modelagem simplificada, tal como o ToPoliNano, foram propostos. Estes simuladores partem da premissa da existência de uma biblioteca de portas lógicas de NML. Contudo, por se tratar de uma tecnologia muito nova, a restrição de portas lógicas apresentadas nestes simuladores inviabiliza a exploração de circuitos otimizados. Visando sanar as restrições destes simuladores, o NMLSim foi desenvolvido para permitir a simulação eficiente de circuitos de NML de diferentes tamanhos, mas sem deixar

de lado aspectos físicos importantes. Desta forma, o projetista tem grande liberdade na criação de portas lógicas básicas, posicionando cada nanomagnetismo livremente, além da possibilidade da criação de bibliotecas destas portas para o desenvolvimento e simulação de circuitos maiores, permitindo a exploração otimizada de novas arquiteturas de sistemas computacionais com NML.

Com o intuito de criar um modelo de simulação eficiente e que considerasse os aspectos físicos, primeiramente uma revisão das propriedades magnéticas dos nanomagnetos foi realizada. Em seguida, com o auxílio de um modelo analítico, validado pelos métodos micromagnéticos, foi possível encontrar as energias de acoplamento entre pares de nanomagnetos em diferentes posições. Tais energias foram então normalizadas e tiveram seus valores utilizados nas arestas do grafo que representa o circuito projetado. Os vértices deste grafo representam os nanomagnetos e suas respectivas magnetizações. A representação dos circuitos NML em um grafo viabiliza o desenvolvimento de algoritmos eficientes para a simulação, permitindo o cálculo de interações entre diversos nanomagnetos simultaneamente. Por fim, uma abstração pode ser utilizada para modelar as zonas de *clock*, fundamentais no desenvolvimento de circuitos de nanocomputação de campo acoplado, tal como NML. A modelagem desenvolvida é robusta o suficiente para permitir a simulação de circuitos independente do esquema de *clock* utilizado.

Visando demonstrar o rápido e correto funcionamento do modelo proposto no NMLSim, as simulações de dispositivos básicos (fios ferromagnéticos e antiferromagnéticos, cruzamento coplanar de sinais e majority gate) e circuitos maiores (latch RS, somadores de 1 bit e 32 bits) foram realizadas. Os resultados encontrados demonstram que os objetivos desejados foram obtidos, ou seja, os circuitos são rápidos e corretamente simulados. O somador de 32 bits, com mais de 31 mil nanomagnetos, por exemplo, foi simulado e permite a correta avaliação pelo projetista em menos de 10 minutos. A simulação deste mesmo circuito no OOMMF é totalmente inviável. Além disso, é de extrema relevância destacar que o NMLSim foi capaz de reproduzir erros encontrados em desenvolvimentos experimentais de circuitos de NML, tais como o limite de tamanho dos fios antiferromagnéticos e problemas de interação na majority gate. Estes últimos resultados são importantes na consolidação da NMLSim como uma ferramenta adequada para o projeto de circuitos complexos de NML.

7.2 Trabalhos Futuros

Apesar dos resultados promissores encontrados neste projeto, estes são apenas os primeiros passos no desenvolvimento da ferramenta. Muitos trabalhos podem ainda ser desenvolvidos para o aprimoramento do NMLSim, além de estudos sobre as arquiteturas de circuitos lógicos nesta tecnologia. A seguir apresentamos uma lista de diversos trabalhos que podem ser desenvolvidos na sequência:

- Explorar a geometria dos nanomagnetos: neste trabalho foram utilizados magnetos retangulares com apenas um tamanho. Podemos explorar melhor diferentes tamanhos e geometrias de nanomagnetos;
- Incorporar efeitos térmicos: os efeitos térmicos tem grande influência no mau funcionamento dos circuitos e sua inclusão pode ser importante para auxiliar os projetistas no desenvolvimento de circuitos robustos;
- Explorar e propor diferentes esquemas de clock: permitir a inserção automática de esquemas de clock existente, além de possibilitar a criação de novos esquemas;
- Paralelizar a simulação: apesar de rápido, a simulação de circuitos maiores ainda demandam alguns minutos. A paralelização dos cálculos pode permitir uma maior agilidade;
- Criar bibliotecas otimizadas de portas lógicas: usar os graus de liberdade do NMLSim para a criação de bibliotecas otimizadas;
- Simular arquiteturas mais complexas: desenvolver e investigar, por exemplo, a arquitetura de processadores com NML;
- Investigar tolerância às falhas: desenvolver circuitos robustos que sejam tolerantes às falhas de fabricação dos circuitos;
- Desenvolver circuitos reversíveis: explorar os baixos consumos energéticos da tecnologia para ir além dos limites energéticos de Landauer;
- Otimizar circuitos: aplicar meta-heurísticas com intuito de desenvolver circuitos ainda mais otimizados e fora do padrão de projetos desenvolvidos por projetistas;

Referências Bibliográficas

- Aharoni, A. (2000). *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, volume 109. Clarendon Press.
- Alam, M. T.; Siddiq, M. J.; Bernstein, G. H.; Niemier, M.; Porod, W. & Hu, X. S. (2010). On-chip clocking for nanomagnet logic devices. *IEEE Transactions on Nanotechnology*, 9(3):348 – 351.
- Appenzeller, J. (2008). Carbon nanotubes for high-performance electronics-progress and prospect. *Proceedings of the IEEE*, 96(2):201–211. ISSN 0018-9219.
- Atulasimha, J. & Bandyopadhyay, S. (2012). Hybrid spintronic/straintronics: A super energy efficient computing scheme based on interacting multiferroic nanomagnets. Em *Nanotechnology (IEEE-NANO)*, 2012 12th IEEE Conference on, pp. 1–2. ISSN 1944-9399.
- Bedair, S. M.; Zavada, J. M. & El-Masry, N. (2010). Spintronic memories to revolutionize data storage. *IEEE Spectrum*, pp. 1--5.
- Bollo, M.; Turvani, G.; Zamboni, M.; Das, J.; Bhanja, S. & Graziano, M. (2015). Design of nml circuits based on m-ram. Em *Nanotechnology (IEEE-NANO)* , 2015 IEEE 15th International Conference on, pp. 1339–1342.
- Brown, W. F. (1962). *Magnetostatic principles in ferromagnetism*. North-Holland Amsterdam.
- Caballero, L. E. P.; Vasco, J. P.; Guimarães, P. S. S. & Neto, O. P. V. (2015). All-optical majority and feynman gates in photonic crystals. Em *Microelectronics Technology and Devices (SBMicro)*, 2015 30th Symposium on, pp. 1–4.
- Campos, C. A. T.; Marciano, A. L.; Neto, O. P. V. & Torres, F. S. (2016). Use: A universal, scalable, and efficient clocking scheme for qca. *IEEE Transactions on*

- Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems*, 35(3):513–517. ISSN 0278-0070.
- Cavin, R. K.; Lugli, P. & Zhirnov, V. V. (2012). Science and engineering beyond moore’s law. *Proceedings of the IEEE*, 100(Special Centennial Issue):1720–1749. ISSN 0018-9219.
- Chun, K. C.; Zhao, H.; Harms, J. D.; Kim, T. H.; Wang, J. P. & Kim, C. H. (2013). A scaling roadmap and performance evaluation of in-plane and perpendicular mtj based stt-mrams for high-density cache memory. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 48(2):598–610. ISSN 0018-9200.
- Cowburn, R. P. & Welland, M. E. (2000). Room temperature magnetic quantum cellular automata. *Science*, 287(5457):1466–1468. ISSN 0036-8075.
- Csaba, G.; Becherer, M. & Porod, W. (2013). Development of cad tools for nano-magnetic logic devices. *International Journal of Circuit Theory and Applications*, 41(6):634–645. ISSN 1097-007X.
- Csaba, G.; Imre, A.; Bernstein, G. H.; Porod, W. & Metlushko, V. (2002). Nano-computing by field-coupled nanomagnets. *IEEE Transactions on Nanotechnology*, 1(4):209–213. ISSN 1536-125X.
- Csaba, G. & Porod, W. (2010). Behavior of nanomagnet logic in the presence of thermal noise. Em *Computational Electronics (IWCE), 2010 14th International Workshop on*, pp. 1–4.
- Csaba, G.; Porod, W. & Csurgay, A. I. (2003). A computing architecture composed of field-coupled single domain nanomagnets clocked by magnetic field. *International Journal of Circuit Theory and Applications*, 31(1):67–82. ISSN 1097-007X.
- Cullity, B. D. & Graham, C. D. (2009). *Introduction to Magnetic Materials*. IEEE Press, 2 edição. ISBN 978-0-471-47741-9.
- Das, J.; Alam, S. M. & Bhanja, S. (2011). Low power magnetic quantum cellular automata realization using magnetic multi-layer structures. *IEEE Journal on Emerging and Selected Topics in Circuits and Systems*, 1(3):267–276. ISSN 2156-3357.
- Das, J.; Alam, S. M. & Bhanja, S. (2012). Ultra-low power hybrid cmos-magnetic logic architecture. *IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Regular Papers*, 59(9):2008–2016. ISSN 1549-8328.

- Donahue, M. J. & Porter, D. G. (1999). *OOMMF User's guide*. US Department of Commerce, Technology Administration, National Institute of Standards and Technology.
- Fashami, M. S.; Atulasimha, J. & Bandyopadhyay, S. (2012). Magnetization dynamics, throughput and energy dissipation in a universal multiferroic nanomagnetic logic gate with fan-in and fan-out. *Nanotechnology*, 23(10):105201.
- Fischbacher, T.; Franchin, M.; Bordignon, G. & Fangohr, H. (2007). A systematic approach to multiphysics extensions of finite-element-based micromagnetic simulations: Nmag. *IEEE Transactions on Magnetics*, 43(6):2896--2898.
- Fu, Y.; Hu, X. & Gong, Q. (2013). Silicon photonic crystal all-optical logic gates. *Physics Letters A*, 377(3-4):329 - 333. ISSN 0375-9601.
- Graziano, M.; Vacca, M.; Chiolerio, A. & Zamboni, M. (2011). An ncl-hdl snake-clock-based magnetic qca architecture. *IEEE Transactions on Nanotechnology*, 10(5):1141-1149. ISSN 1536-125X.
- Gu, Z.; Nowakowski, M. E.; Carlton, D. B.; Storz, R.; Im, M.-Y.; Hong, J.; Chao, W.; Lambson, B.; Bennett, P.; Alam, M. T. et al. (2015). Sub-nanosecond signal propagation in anisotropy-engineered nanomagnetic logic chains. *Nature communications*, 6.
- Hertel, R. & Kronmüller, H. (1999). Computation of the magnetic domain structure in bulk permalloy. *Phys. Rev. B*, 60:7366--7378.
- Hong, J.; Lambson, B.; Dhuey, S. & Bokor, J. (2016). Experimental test of landauer's principle in single-bit operations on nanomagnetic memory bits. *Science Advances*, 2(3).
- Iijima, S. et al. (1991). Helical microtubules of graphitic carbon. *nature*, 354(6348):56-58.
- Imre, A. (2005). *Experimental study of nanomagnets for magnetic quantum-dot cellular automata (MQCA) logic applications*. Tese de doutorado, University of Notre Dame.
- Imre, A.; Csaba, G.; Ji, L.; Orlov, A.; Bernstein, G. H. & Porod, W. (2006). Majority logic gate for magnetic quantum-dot cellular automata. *Science*, 311(5758):205--208. ISSN 0036-8075.

- Joannopoulos, J. D.; Johnson, S. G.; Winn, J. N. & Meade, R. D. (2011). *Photonic crystals: molding the flow of light*. Princeton university press.
- Landauer, R. (1961). Irreversibility and heat generation in the computing process. *IBM journal of research and development*, 5(3):183--191.
- Lent, C. S.; Liu, M. & Lu, Y. (2006). Bennett clocking of quantum-dot cellular automata and the limits to binary logic scaling. *Nanotechnology*, 17(16):4240.
- Lent, C. S. & Tougaw, P. D. (1997). A device architecture for computing with quantum dots. *Proceedings of the IEEE*, 85(4):541–557. ISSN 0018-9219.
- Lent, C. S.; Tougaw, P. D.; Porod, W. & Bernstein, G. H. (1993). Quantum cellular automata. *Nanotechnology*, 4(1):49.
- Liu, S.; Hu, X. S.; Nahas, J. J.; Niemier, M. T.; Porod, W. & Bernstein, G. H. (2011). Magnetic-electrical interface for nanomagnet logic. *IEEE Transactions on Nanotechnology*, 10(4):757–763. ISSN 1536-125X.
- Liu, S.; Hu, X. S.; Niemier, M. T.; Nahas, J. J.; Csaba, G.; Bernstein, G. H. & Porod, W. (2013). Exploring the design of the magnetic-electrical interface for nanomagnet logic. *IEEE Transactions on Nanotechnology*, 12(2):203–214. ISSN 1536-125X.
- Melo, L. G. C.; Soares, T. R. B. S. & Vilela Neto, O. P. (2016). Modeling of magnetostatic energy in nanomagnet logic circuits. Unpublished article.
- Niemier, M. T.; Bernstein, G. H.; Csaba, G.; Dingler, A.; Hu, X. S.; Kurtz, S.; Liu, S.; Nahas, J.; Porod, W.; Siddiq, M. & Varga, E. (2011). Nanomagnet logic: progress toward system-level integration. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 23(49):493202.
- Niemier, M. T.; Varga, E.; Bernstein, G. H.; Porod, W.; Alam, M. T.; Dingler, A.; Orlov, A. & Hu, X. S. (2012). Shape engineering for controlled switching with nanomagnet logic. *IEEE Transactions on Nanotechnology*, 11(2):220–230. ISSN 1536-125X.
- Porod, W. & Niemier, M. (2015). Better computing with magnets - the simple bar magnet, shrunk down to the nanoscale, could be a powerful logic device. *IEEE Spectrum*, 52(9):44–60. ISSN 0018-9235.
- Pulecio, J. F. & Bhanja, S. (2010). Magnetic cellular automata coplanar cross wire systems. *Journal of Applied Physics*, 107(3).

- Sadiku, M. N. (2009). *Monte Carlo methods for electromagnetics*. CRC press.
- Sellmyer, D. J. & Skomski, R. (2006). *Advanced magnetic nanostructures*. Springer Science & Business Media.
- Shulaker, M.; Wong, H. S. P. & Mitra, S. (2016). Computing with carbon nanotubes. *IEEE Spectrum*, 53(7):26–52. ISSN 0018-9235.
- Shulaker, M. M.; Hills, G.; Patil, N.; Wei, H.; Chen, H.-Y.; Wong, H.-S. P. & Mitra, S. (2013). Carbon nanotube computer. *Nature*, 501(7468):526–530.
- Snider, G. L.; Orlov, A. O.; Amlani, I.; Bernstein, G. H.; Lent, C. S.; Merz, J. L. & Porod, W. (1998). Experimental demonstration of quantum-dot cellular automata. *Semiconductor Science and Technology*, 13(8A):A130.
- Soares, T. R. B. S.; Silva, I. F.; Melo, L. G. C. & Neto, O. P. V. (2016). A new methodology for design and simulation of nml circuits. Em *2016 IEEE 7th Latin American Symposium on Circuits Systems (LASCAS)*, pp. 259–262.
- T.-J.K. Liu, K. (2015). Nanomagnetic logic: from magnetic ordering to magnetic computing. Em *CMOS and Beyond, Logic Switches for Terascale Integrated Circuits*, pp. 1–35. Cambridge University Press.
- Vacca, M.; Frache, S.; Graziano, M. & Zamboni, M. (2012). Topolinano: A synthesis and simulation tool for nml circuits. Em *Nanotechnology (IEEE-NANO), 2012 12th IEEE Conference on*, pp. 1–6. ISSN 1944-9399.
- Vacca, M.; Graziano, M.; Chiolerio, A.; Lamberti, A.; Laurenti, M.; Balma, D.; Enrico, E.; Celegato, F.; Tiberto, P.; Boarino, L. & Zamboni, M. (2014a). *Electric Clock for NanoMagnet Logic Circuits*, pp. 73–110. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
- Vacca, M.; Graziano, M.; Wang, J.; Cairo, F.; Causaprano, G.; Urgese, G.; Biroli, A. & Zamboni, M. (2014b). Nanomagnet logic: an architectural level overview. Em *Field-Coupled Nanocomputing*, pp. 223–256. Springer.
- Vacca, M.; Graziano, M. & Zamboni, M. (2013). Nanomagnetic logic microprocessor: Hierarchical power model. *IEEE Transactions on Very Large Scale Integration (VLSI) Systems*, 21(8):1410–1420.
- Varga, E.; Csaba, G.; Bernstein, G. H. & Porod, W. (2011). Implementation of a nanomagnetic full adder circuit. Em *Nanotechnology (IEEE-NANO), 2011 11th IEEE Conference on*, pp. 1244–1247. ISSN 1944-9399.

- Varga, E.; Liu, S.; Niemier, M. T.; Porod, W.; Hu, X. S.; Bernstein, G. H. & Orlov, A. (2010). Experimental demonstration of fanout for nanomagnet logic. Em *Device Research Conference (DRC), 2010*, pp. 95–96. ISSN 1548-3770.
- Vittoria, C. (2011). *Magnetics, Dielectrics, and Wave Propagation with MATLAB® Codes*. CRC Press.
- Waldrop, M. M. (2016). The chips are down for moore's law. *Nature News*, 530(7589):144.