

As curvas da Figura 4-149 mostram as componentes da impedância Z em função do campo magnético aplicado H . Essas curvas elucidam a coincidência dos picos de resistência com a passagem pelo zero da reatância.

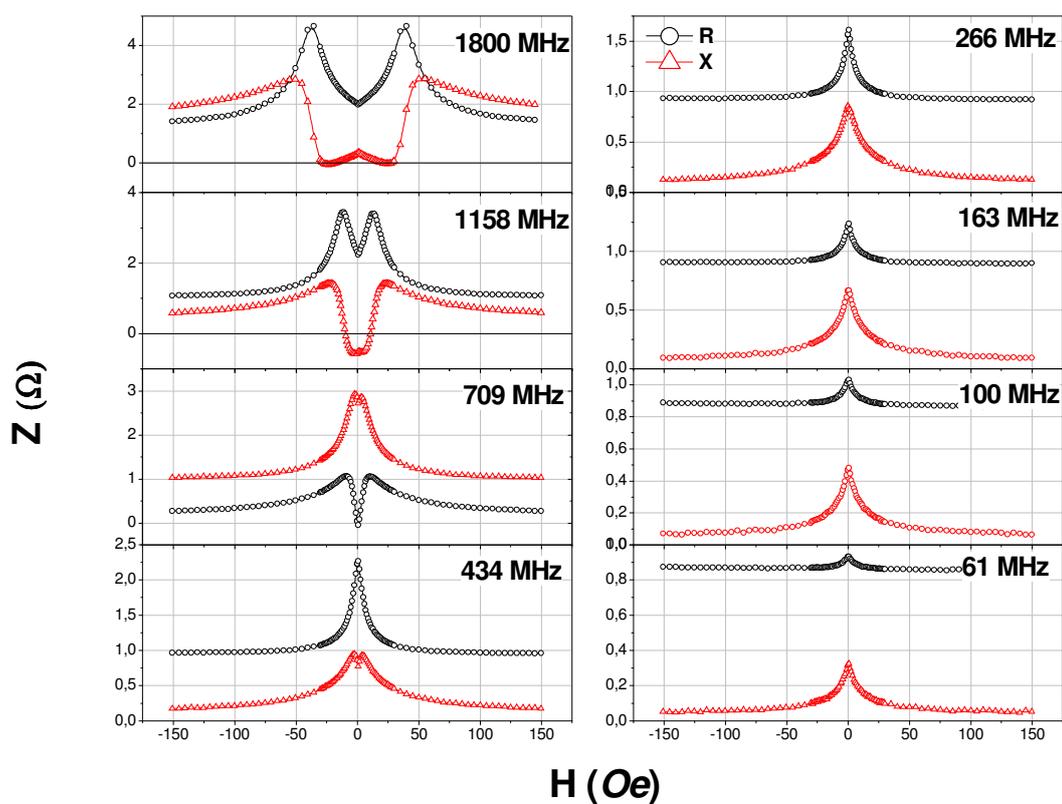


Figura 4-148. Curvas de Z x H , para as várias frequências, da amostra $[\text{Py}(100\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})]_{\times 70}$ com corte longitudinal.

Nas próximas quatro figuras as curvas apresentadas se referem às amostras da mesma composição das anteriores, mas com corte transversal. Na Figura 4-149 as curvas de MI apresentam uma estrutura de picos duplos bem definidos para todas as frequências apresentadas. Essa mostra teve um ótimo resultado com relação à razão MI, em torno de 250%.

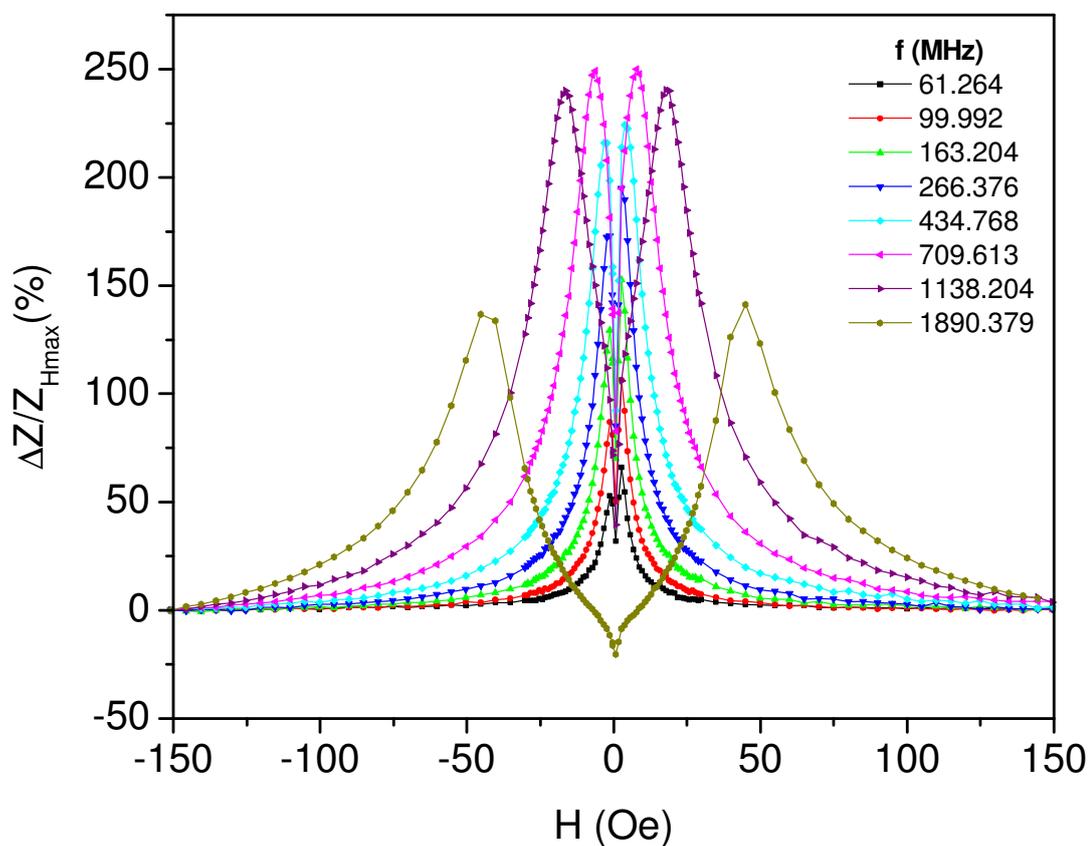


Figura 4-149. Curvas de MI x H para a amostra [Py(100Å)/Cu(25Å)]x70 com corte transversal.

Na Figura 4-150 o mapa de cores mostra uma estrutura na forma de W para a relação de dispersão. Essa estrutura pode ser comprovada na Figura 4-151 da relação de dispersão experimental.

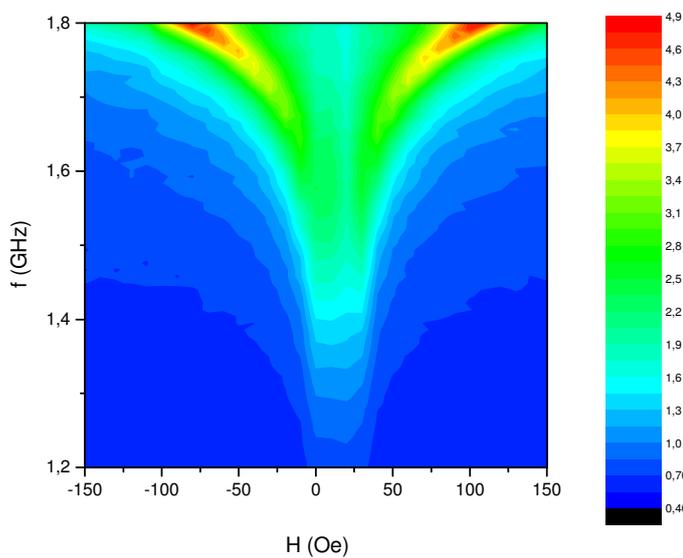


Figura 4-150. Mapa de cores $f \times H \times R$ para a amostra $[\text{Py}(100\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})]_{\times 70}$ com corte transversal.

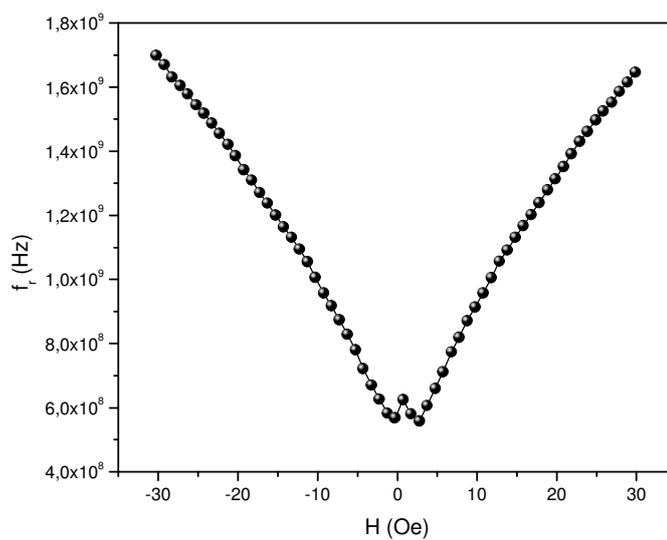


Figura 4-151. Relação de dispersão obtida experimentalmente para a amostra $[\text{Py}(100\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})]_{\times 70}$ com corte transversal.

Na Figura 4-152 são mostradas as curvas de $Z \times H$, onde pode-se perceber a coincidência do valor máximo da resistência com a passagem da reatância pelo zero. Também fica clara a estrutura de duplos picos formada por essa amostra.

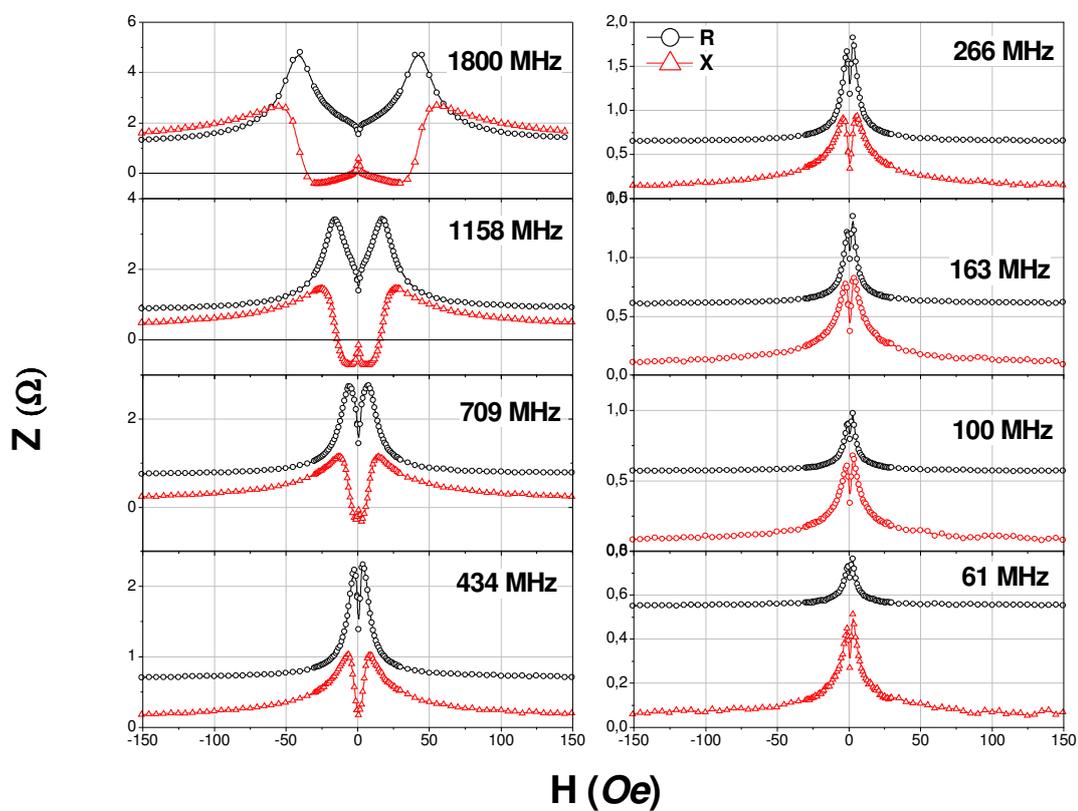


Figura 4-152. Curvas de $Z \times H$, para as várias frequências, da amostra $[\text{Py}(100\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})]_x70$ com corte transversal.

Nas próximas oito figuras veremos os resultados de MI para amostras da mesma composição, mas com 100 bicamadas. Nas próximas três figuras serão mostrados resultados para as amostras com corte longitudinal. Na Figura 4-153 se pode ver que uma estrutura de pico único bem definido está presente nas frequências mais baixas, até 266MHz. Para as outras frequências mais altas, uma estrutura de picos duplos bem definidos é percebida e também uma ótima razão MI. Na frequência de 709MHz a razão MI chegou a 224%. Os valores negativos para a razão MI aconteceram por causa da não saturação magnética da amostra.

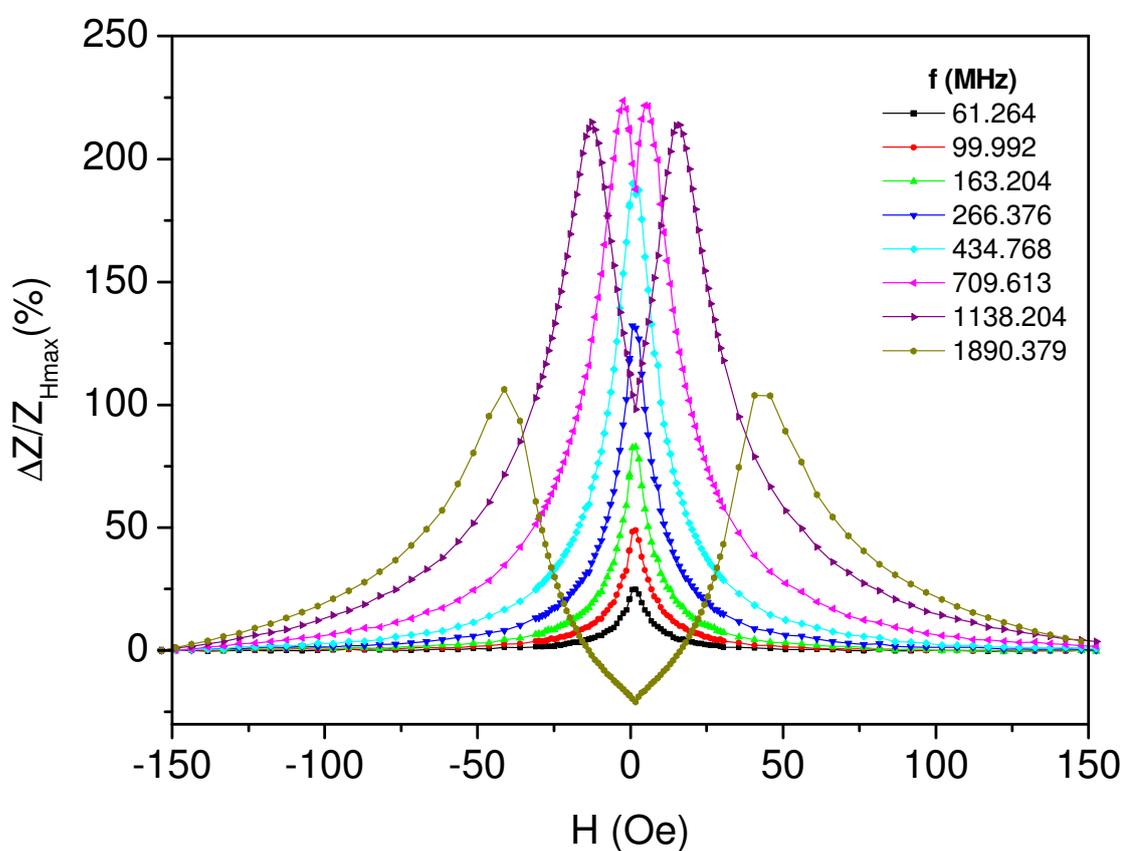


Figura 4-153. Curvas de MI x H para a amostra [Py(200Å)/Cu(25Å)]x100 com corte longitudinal.

O mapa de cores da Figura 4-154 apresenta uma estrutura na forma de V para a relação de dispersão, a qual é comprovada na Figura 4-155 da relação de dispersão experimental.

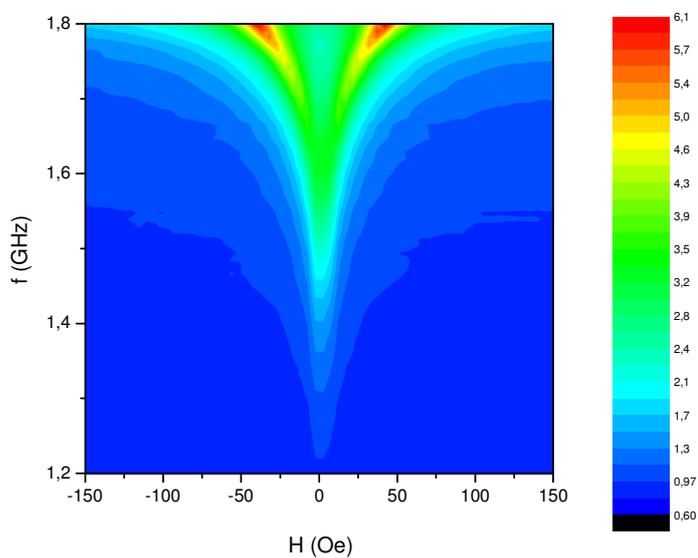


Figura 4-154. Mapa de cores $f \times H \times R$ para a amostra $[\text{Py}(100\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})]_{\times 100}$ com corte longitudinal.

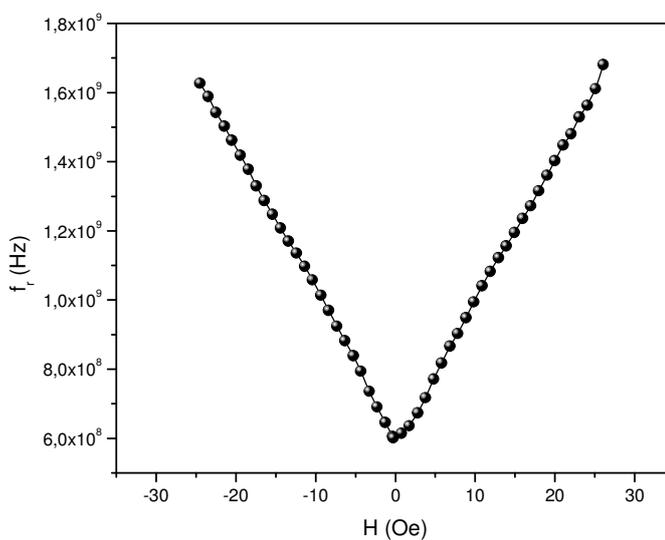


Figura 4-155. Relação de dispersão obtida experimentalmente para a amostra $[\text{Py}(100\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})]_{\times 100}$ com corte longitudinal.

Na Figura 4-156 são apresentadas as curvas de $Z \times H$ para essa amostra com corte longitudinal. A impedância Z está mostrada através de suas duas componentes, a resistência R e a reatância X . Nas frequências mais elevadas, se pode ver a coincidência dos valores máximos de resistência com as passagens pelo zero da reatância.

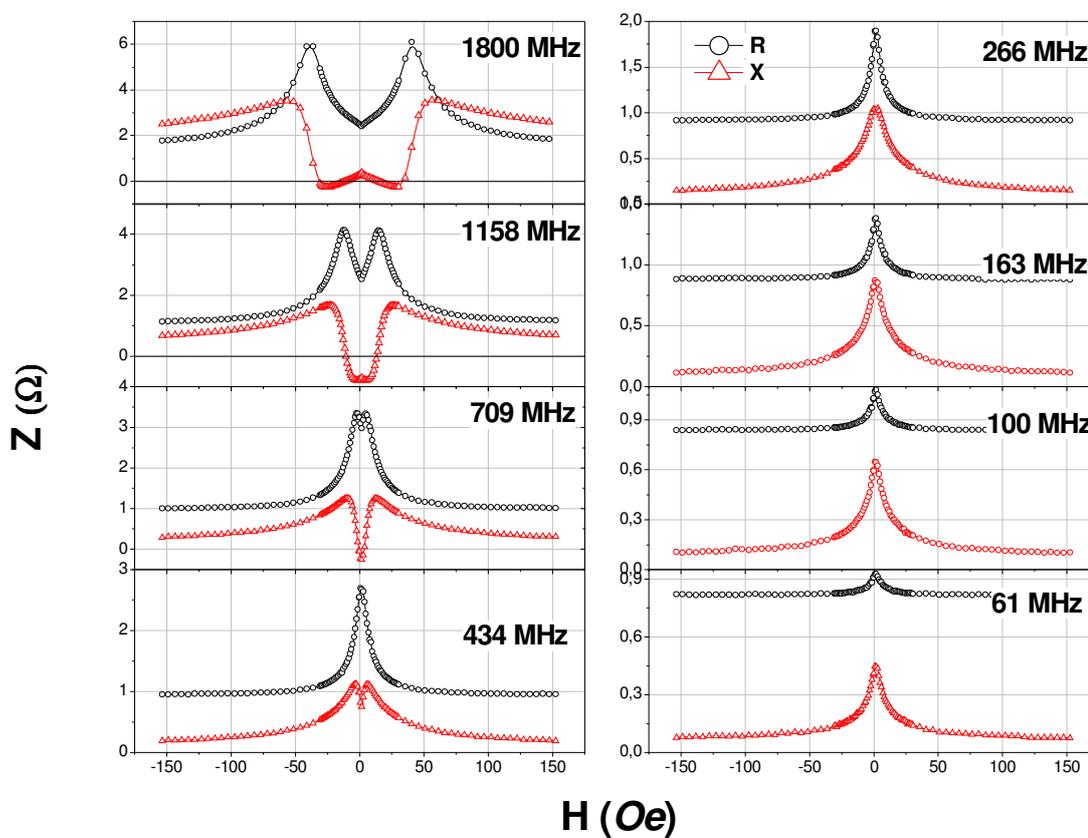


Figura 4-156. Curvas de $Z \times H$, para as várias frequências, da amostra $[\text{Py}(100\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})]_{\times 100}$ com corte longitudinal.

Nas próximas quatro figuras são mostrados os resultados de MI para as mesmas amostras anteriores, porém com corte transversal. Na Figura 4-157 as curvas de MI apresentam uma estrutura de picos duplos bem definidos para todas as frequências apresentadas. Uma excelente razão MI foi observada na frequência de 709MHz, razão essa em torno de 253%. Em termos da razão MI, essa é a amostra que apresentou melhor resultado. Os valores negativos da razão MI na frequência de 1.8GHz têm a ver com a falta de saturação magnética da amostra nessa frequência.

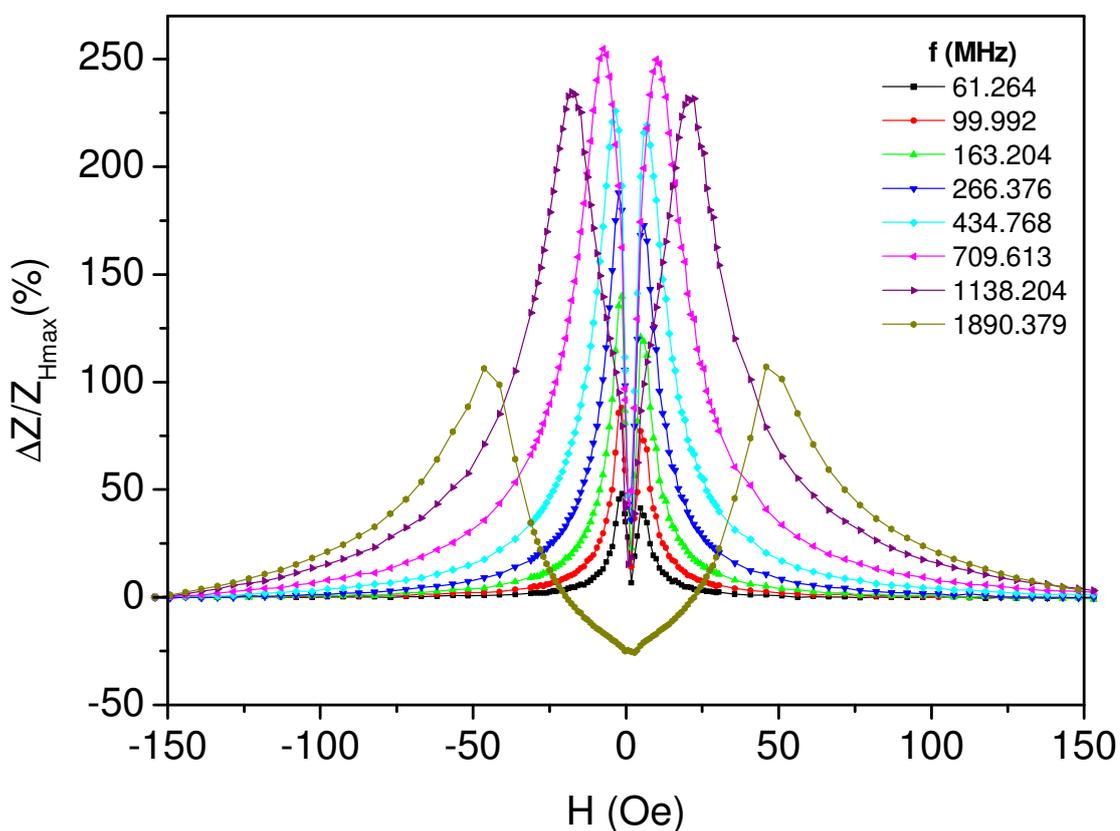


Figura 4-157. Curvas de MI x H para a amostra [Py(200Å)/Cu(25Å)]x100 com corte transversal.

Na Figura 4-158 o mapa de cores mostra uma estrutura em W para a relação de dispersão. Essa estrutura é confirmada na Figura 4-159 da relação de dispersão experimental.

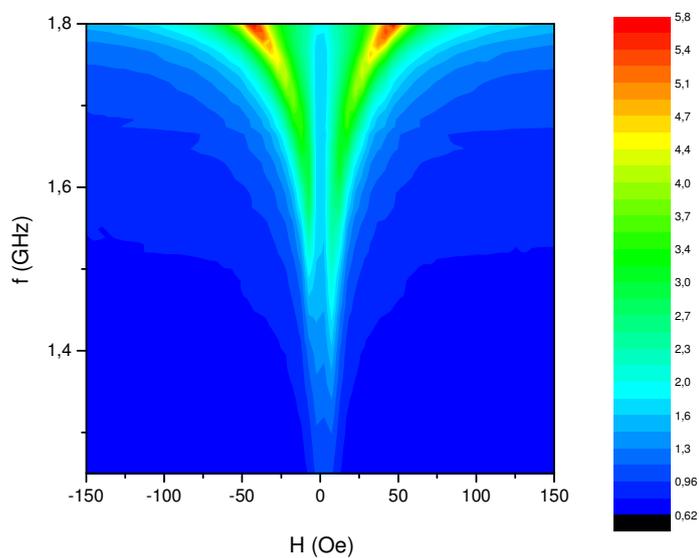


Figura 4-158. Mapa de cores $f \times H \times R$ para a amostra [Py(100Å)/Cu(25Å)]x100 com corte transversal.

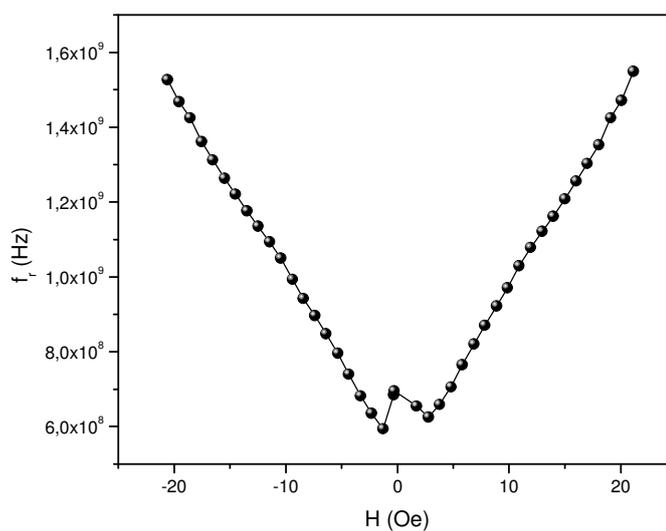


Figura 4-159. Relação de dispersão obtida experimentalmente para a amostra [Py(100Å)/Cu(25Å)]x100 com corte transversal.

O espectro de $Z \times H$ da Figura 4-160 mostra as componentes real e imaginária da impedância Z em função do campo magnético aplicado H . Nas frequências mais elevadas, pode-se observar com clareza a coincidência dos valores máximos de resistência com a passagem pelo zero da reatância.

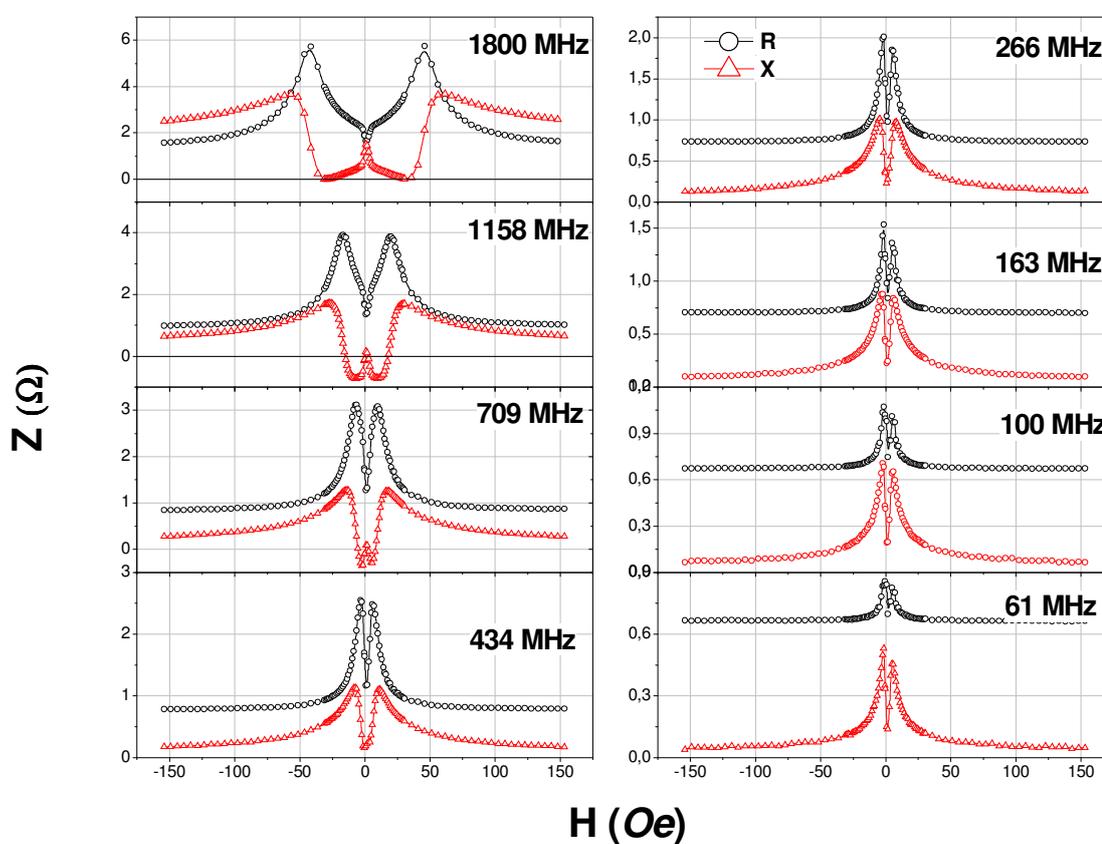


Figura 4-160. Curvas de $Z \times H$, para as várias frequências, da amostra $[\text{Py}(100\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})]_{\times 100}$ com corte transversal.

Na Figura 4-161 são mostrados os gráficos de MI_{\max} x f para as amostras de Py(100Å)/Cu(25Å) com 15, 30, 50, 70 e 100 bicamadas. Nas amostras com 15, 30 e 50 bicamadas observamos um aumento praticamente quadrático no valor máximo de MI e com os valores muito semelhantes entre os dois cortes, longitudinal e transversal. Na amostra com 70 bicamadas também se observa um comportamento quadrático até a frequência de 700MHz, mas para as frequências mais altas há uma queda. Na amostra com 100 bicamadas e corte longitudinal o comportamento é semelhante a amostra com 70 bicamadas, já na com corte transversal é diferente, pois o valor máximo de MI é na frequência de 1.1GHz e a queda desse valor é mais suave até a frequência de 1.8GHz.

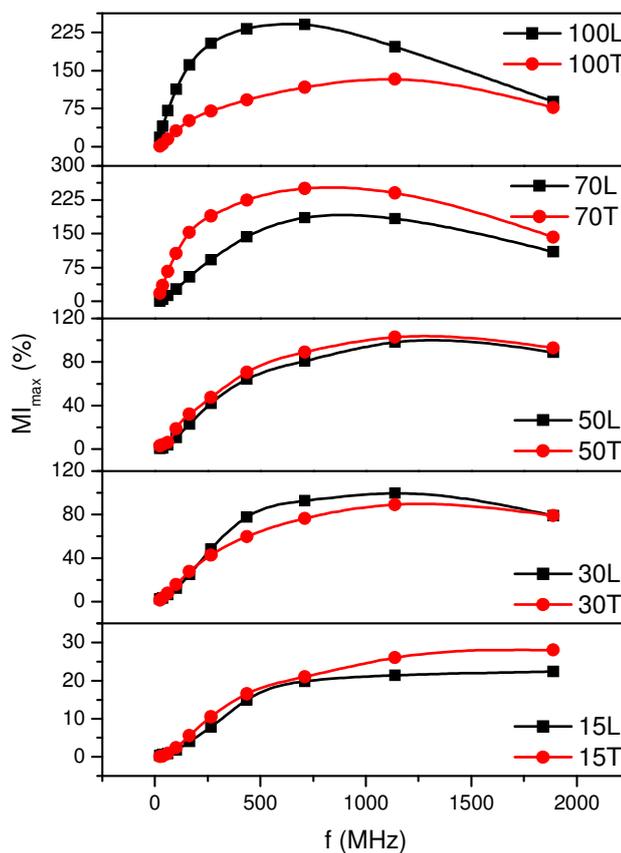


Figura 4-161. Gráficos da razão MI máxima versus frequência para a série de amostras Py(100Å)/Cu(25Å) com 15, 30, 50, 70 e 100 bicamadas, onde L e T referem-se aos cortes longitudinal e transversal respectivamente.

Na Tabela 4-1 um resumo dos dados obtidos através das medidas de magnetização para as amostras de Py e Ag, para os vários números de bicamadas, são apresentados. Todos os valores de campos magnéticos e de MI apresentados nas próximas quatro tabelas são valores aproximados.

Amostra	Bicamadas	H_k (Oe)		H_c (Oe)	
		L	T	L	T
Py(100Å)/Ag(7Å)	15	10	5	0.7	0.9
	50	17	14	0.4	0.4
	100	22	20	0.2	0.2
Py(100Å)/Ag(25Å)	15	80	5	0.1	4
	30	60	5	5	3
	50	80	5	4	2
	70	70	5	2	2
	100	80	5	2	2
Py(100Å)/Ag(100Å)	15	> 80	23	1.5	12
	100	> 80	25	17	7
Py(200Å)/Ag(14Å)	15	15	11	2	1.5
	50	24	12	0.5	0.5
	100	30	30	0.2	0.2
Py(200Å)/Ag(50Å)	15	25	10	0.1	2
	100	80	25	3	2
Py(200Å)/Ag(200Å)	15	40	12	2.5	5
	100	80	30	2.5	3.5

Tabela 4-1. Resumo dos dados de magnetização nas amostras de Py/Ag.

Na Tabela 4-2 um resumo dos dados obtidos através das medidas de magnetização para as amostras de Py e Cu, para os vários números de bicamadas, são apresentados.

Amostra	Bicamadas	H_k (Oe)		H_c (Oe)	
		L	T	L	T
Py(100Å)/Cu(25Å)	15	5	3.5	1	1
	30	6	4	1	1
	50	6	4	1	1
	70	7	5	1	1
	100	9	6	1	1

Tabela 4-2. Resumo dos dados de magnetização nas amostras de Py/Cu.

Analisando as curvas de magnetização das amostras e as tabelas acima, podemos perceber que para as amostras com espaçadores de prata houve uma forte indução de anisotropia que foi aumentando com o aumento da espessura desse espaçador e não com o aumento do número de bicamadas. Porém, para as amostras com espaçadores de cobre houve uma fraca indução de anisotropias que praticamente não variou com o aumento do número de bicamadas.

Logo, as amostras que chamamos de corte transversal têm anisotropia longitudinal e as que chamamos de corte longitudinal têm anisotropia transversal, como representado na Figura 4-162.

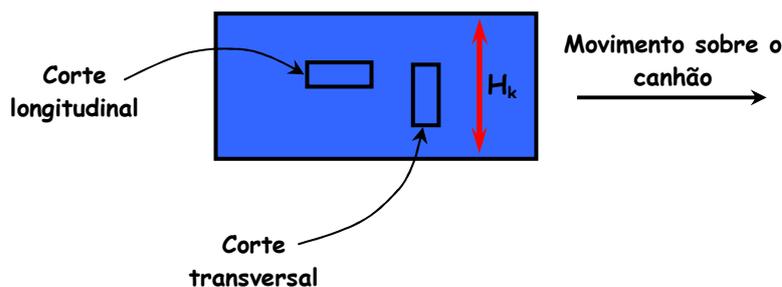


Figura 4-162. Desenho do esquema dos cortes e do eixo de anisotropia H_k das amostras.

Na Tabela 4-3 estão mostrados os dados referentes aos valores de máxima razão MI para as amostras feitas de Py e Ag com os vários números de bicamadas para cada série. As letras L e T representam os cortes longitudinal e transversal, respectivamente.

Amostra	Bicamadas	MI _{max} (%)		Frequência MI _{max} (%) (GHz)	Estrutura de picos MI _{max} (%)
		L	T		
Py(100Å)/Ag(7Å)	15	7	5	1.8 (L e T)	2 (L e T)
	50	90	93	1.8 (L e T)	2 (L e T)
	100	170	180	1.1 (L e T)	2 (L e T)
Py(100Å)/Ag(25Å)	15	5	13	1.8 (L e T)	6 (L), 1 (T)
	30	50	90	1.1 (L), 1.8 (T)	2 (L), 1 (T)
	50	40	45	1.1 (L), 1.8 (T)	2 (L), 1 (T)
	70	100	125	1.1 (L), 1.8 (T)	2 (L e T)
	100	125	240	1.1 (L), 1.8 (T)	2 (L), 1 (T)
Py(100Å)/Ag(100Å)	15	8	14	1.8 (L e T)	2 (L e T)
	100	12	80	1.1 (L), 1.8 (T)	2 (L e T)
Py(200Å)/Ag(14Å)	15	27	45	1.8 (L e T)	2 (L e T)
	50	145	170	1.1 (L e T)	2 (L e T)
	100	190	200	0.71 (L e T)	2 (L e T)
Py(200Å)/Ag(50Å)	15	57	70	1.1 (L), 1.8 (T)	2 (L e T)
	100	150	200	1.1 (L e T)	2 (L), 1 (T)
Py(200Å)/Ag(200Å)	15	95	102	1.1 (L), 1.8 (T)	2 (L e T)
	100	105	175	0.43 (L), 0.71 (T)	2 (L e T)

Tabela 4-3. Resumo dos dados de MI nas amostras de Py/Ag.

Na Tabela 4-4 estão mostrados os dados referentes aos valores de máxima razão MI para as amostras feitas de Py e Cu com os vários números de bicamadas para a série fabricada. As letras L e T também representam os cortes longitudinal e transversal, respectivamente.

Amostra	Bicamadas	MI _{max} (%)		Frequência MI _{max} (%) (GHz)	Estrutura de picos MI _{max} (%)
		L	T		
Py(100Å)/Cu(25Å)	15	24	26	1.8 (L e T)	2 (L e T)
	30	100	90	1.1 (L e T)	2 (L e T)
	50	128	132	1.1 (L e T)	2 (L e T)
	70	187	248	0.71 (L e T)	2 (L e T)
	100	225	253	0.71 (L e T)	2 (L e T)

Tabela 4-4. Resumo dos dados de MI nas amostras de Py/Cu.

Analisando os resultados das medidas de magnetoimpedância podemos perceber que nas amostras com espaçadores de prata tivemos um melhor resultado, em termos da razão MI, nas amostras com 100Å de Py e 25Å de Ag. Nesses termos, a melhor amostra foi a com 100 bicamadas que apresentou uma estrutura de picos duplos no corte longitudinal (anisotropia transversal – eixo de difícil magnetização) e uma estrutura de pico único para o corte transversal (anisotropia longitudinal – eixo de fácil magnetização), chegando a 240% de razão MI e se candidatando para seu uso em sensores de campo magnético. Por isso, crescemos amostras com 100Å de Py e 25Å de Cu para nossa análise.

Nas amostras com espaçadores de cobre obtivemos um resultado semelhante, porém com a razão MI um pouco maior, em torno de 253%, na amostra com 100 bicamadas e corte transversal que apresentou uma estrutura de picos duplos.

Nessa seção vimos os resultados de magnetoimpedância e de relação de dispersão para as amostras com espaçadores de cobre. No próximo capítulo faremos as conclusões gerais do trabalho e indicaremos algumas linhas para a seqüência do mesmo.

5. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS DE TRABALHOS FUTUROS

Nesse trabalho procurou-se estudar multicamadas de Py/Ag e Py/Cu com diversas composições e configurações que apresentassem um bom desempenho do efeito magnetoimpedância em altas frequências. Após muito esforço e muitas análises nessas amostras foram observadas várias características novas e importantes nesse tipo de material.

5.1. *Quanto às medidas de magnetização:*

As medidas de magnetização forneceram as informações necessárias para a obtenção de muitas grandezas importantes para cada amostra. Nessas curvas foram observadas a indução de anisotropias, campos coercivos e campos de anisotropia. Além disso deu suporte para a comparação das amostras que foram crescidas com espaçadores de Ag e as com Cu.

Nas amostras com espaçadores de 7\AA de prata foi observado que uma fraca anisotropia foi induzida mesmo com o aumento do número de bicamadas, pois o campo de anisotropia máximo ficou em torno de 22 Oe.

Já nas amostras com espaçadores de 25\AA de Ag foi observado um aumento considerável na anisotropia induzida, porém esse aumento foi praticamente o mesmo para todos os números de bicamadas, com o campo de anisotropia quase o mesmo em todas as amostras, em torno de 90 Oe. Também foi observado um surgimento de laços de histerese nas amostras com mais de 30 bicamadas. Além disso, foi comprovado que a anisotropia induzida teve uma direção transversal ao movimento do substrato sobre o canhão, isso quer dizer que as amostras com corte transversal são aquelas que podem ser mais facilmente magnetizadas. Logo, as com corte longitudinal estão sobre o eixo difícil de magnetização.

Nas amostras com 100\AA de prata como espaçador houve um aumento ainda maior na anisotropia induzida, a qual também pode ser observada como transversal em relação ao movimento. Para essas amostras não se pode precisar o valor do campo de anisotropia porque o campo magnético aplicado não foi suficiente para saturá-las magneticamente.

Para as amostras com espaçadores de 14\AA de Ag o comportamento magnético foi praticamente o mesmo que o das amostras com espaçadores de 7\AA , pois a razão entre as

espessuras é a mesma $\left(\frac{\tau_{Py}}{\tau_{Ag}} = \frac{100}{7}\right)$. Também houve uma fraca indução de anisotropias, porém um pouco maior. Mas, tais como nas amostras com 7Å de Ag não se pode dizer que tem-se um eixo fácil e um eixo difícil, apenas que se pode magnetizar mais facilmente a amostra na direção de corte transversal.

Nas amostras com espaçadores de 50Å de Ag o comportamento magnético foi muito semelhante ao das amostras com 25Å de Ag, as quais possuem a mesma razão 4 entre as espessuras $\left(\frac{\tau_{Py}}{\tau_{Ag}} = 4\right)$, apenas uma diferença em seus campos coercivos que nas mais espessas são um pouco maiores. Nessas amostras também pode ser observado que o eixo de fácil magnetização está na direção do corte transversal.

Nas amostras com a maior espessura do espaçador de Ag, com 200Å, houve também forte indução de anisotropias. Seu campo de anisotropia máximo ficou em torno de 80 Oe. Nessas curvas se pode observar que duas direções preferenciais da magnetização estavam presentes para um mesmo corte, pois aparecem duas curvas de magnetização deslocadas e emendadas em uma só. Isso indica que para fatias diferentes da mesma amostra têm-se direções preferenciais para a magnetização diferentes e bem definidas causadas possivelmente pelo grande espaçamento entre as camadas magnéticas, o qual causa um menor acoplamento entre as camadas.

Nas curvas de magnetização para as amostras com espaçadores de Cu com 25Å observou-se que houve uma pequena indução de anisotropias, muito menor que as induzidas nas amostras com espaçadores de Ag com os mesmos 25Å. O campo de anisotropia máximo foi de aproximadamente 9Oe, o qual é dez vezes menor que o das amostras com Ag. Não se pode definir um eixo fácil e um eixo difícil para a magnetização, apenas dizer que é mais fácil magnetizar na direção do corte transversal como nas amostras com Ag.

Com base em todos esses dados se pode observar que a indução de anisotropias foi muito maior nas amostras com espaçadores de Ag do que nas amostras com espaçadores de Cu.

5.2. Quanto às medidas de magnetoimpedância e FMR:

Nas medidas de MI foi observado que tanto para as amostras com espaçadores de Ag quanto para as amostras com espaçadores de Cu a razão MI aumenta muito com o aumento do número de bicamadas.

Nas amostras com espaçadores de Ag foi observado que as espessuras de 100Å de Py e 25Å de Ag, ou seja, aquelas com a razão 4 entre as espessuras das camadas $\left(\frac{\tau_{Py}}{\tau_{Ag}} = 4\right)$ foi a série de amostras que obteve a maior razão MI, em torno de 240% na amostra com 100 bicamadas na frequência de 1.8GHz e com corte transversal, o qual através das curvas de magnetização confirmou-se estar no eixo de fácil magnetização. Outro aspecto importante nesse resultado em particular nessa amostra é que o pico de MI tem uma estrutura de pico único, tornando-a uma forte candidata para aplicação como sensor de campo magnético.

O efeito MI nas amostras com a razão 4 entre as espessuras de Py e Ag mostraram resultados inéditos, pois estruturas na forma de múltiplos picos foram observados, ou seja, picos quádruplos e sêxtuplos. Como a estrutura de picos duplos nas curvas de MI significam que está havendo uma ressonância ferromagnética, pois naqueles picos o máximo da resistência da amostra coincide com a passagem pelo zero da reatância, então pode-se relacionar esses outros picos à outras ressonâncias sofridas pela amostra. Logo, o mecanismo responsável pelos múltiplos picos é a dispersão na magnetização das amostras, ou seja, há possivelmente mais de uma direção de fácil magnetização para essas amostras.

Nas amostras com espaçadores de Cu e com a mesma razão 4 entre as espessuras $\left(\frac{\tau_{Py}}{\tau_{Ag}} = 4\right)$ não foram observadas estruturas de múltiplos picos, apenas com picos únicos e duplos. O efeito MI também aumenta com o aumento do número bicamadas nessas amostras, chegando a valores da razão MI muito semelhantes aos das amostras com Ag. A máxima razão MI ficou em torno de 253% também na amostra com 100 bicamadas como nas com Ag, porém numa estrutura de picos duplos e na frequência de 709MHz.

Em termos do efeito MI, tanto para as amostras com espaçadores de Ag quanto de Cu apresentam um ótimo desempenho na razão 4 entre as espessuras das camadas magnéticas e as camadas espaçadoras. As amostras com essa razão foram as que apresentaram os melhores resultados nesse trabalho.

Nesse trabalho também foram estudadas e obtidas experimentalmente as relações de dispersão, as quais são mostradas nos gráficos de $f_r \times H$.

A maioria das amostras estudadas apresentou ressonância ferromagnética na faixa de frequência estudada. Logo, foram obtidas experimentalmente essas relações de dispersão para quase todas as amostras.

Usando os mapas de cores também se pode obter a relação de dispersão para as amostras. Com o auxílio desses mapas pode-se obter uma idéia qualitativa e até mesmo quantitativa da relação de dispersão. Em todas as amostras que puderam ser comparados os dois gráficos foram observados que são muito semelhantes. Isso faz com que se possa ver a relação de dispersão diretamente no mapa de cores. Logo, as amostras que não se pode obter a relação de dispersão pelo método da frequência de ressonância, se pode ter uma idéia de como ela seria através dos mapas de cores para as amostras. Portanto, foi mostrado que essa é mais uma ferramenta no auxílio da caracterização de amostras desse tipo, entendendo ser um passo importante que foi dado nesse trabalho.

Com relação ao programa desenvolvido para a minimização da energia livre total para a obtenção dos ajustes nas curvas de magnetização e posterior cálculo da relação de dispersão obteve-se êxito parcial, pois foi desenvolvido um programa para amostras na forma de multicamadas com até 25 bicamadas. Porém, ainda precisa de complementação e ajustes para que ele possa fornecer o máximo de informações necessárias para a caracterização desse tipo de amostras.

5.3. Quanto a trabalhos futuros:

Para a continuação e complementação desse trabalho com o objetivo de modelar os resultados para esse tipo de amostra que apresenta uma ótima razão MI, seguem algumas observações:

Seria interessante crescer amostras com espaçadores de Cu com outras espessuras para poder comparar e ver se também elas apresentam uma estrutura de picos múltiplos para alguma outra relação entre as espessuras de Py e de Cu.

É fundamental otimizar o programa desenvolvido para a minimização da energia livre e acrescentar a parte que calcula as frequências de ressonância, as quais dão a relação de dispersão da amostra.

REFERÊNCIAS:

-
- [1] R. L. Sommer, A. Gündel e C. L. Chien, *J. Appl. Phys.*, **86** (1999) 1057;
- [2] Knobel, M. L. Sánchez, C. Gómez-Polo, P. Marín, M. Vázquez e A. Hernando, *J. Appl. Phys.* **79**, 1646 (1996);
- [3] M. Vázquez, *J. Magn. Magn. Mater.*, **226-230** (2001) 693;
- [4] E. P. Harrison, G. L. Turney and H. Rowe, *Nature*, **135** (1935) 961;
- [5] E. P. Harrison and H. Rowe, *Proc. Phys. Soc.*, **50** (1937) 176;
- [6] H. Hauser, J. Nicolics e A. Pohl, *IEEE Transactions on Instruments and Measurements*, **1** (1999) 275;
- [7] H. Hauser, R. Steindl, C. Hausleitner, A. Pohl e J. Nicolics, *IEEE Transactions on Instruments and Measurements*, **49** (2000) 648;
- [8] C. Hausleitner, R. Steindl, A. Pohl, H. Hauser, M. J. Goiser e F. Siefert, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **49** (2001) 817;
- [9] H. Hauser, R. Steindl, C. Hausleitner, J. Nicolics e A. Pohl, *Sensor and Materials*, **73** (2001) 25;
- [10] P. Delooze, L. V. Panina, D. J. Mapps, K. Ueno e H. Sano, *J. Magn. Magn. Mater.*, **272-276** (2004) 2266;
- [11] R. S. Beach and A. E. Berkowits, *Appl. Phys. Lett.* **64** (1994) 3652;
- [12] L. V. Panina, K. Mohri, K. Bushida and M. Noda, *J. Appl. Phys.* **76** (1994) 6198;
- [13] M. N. Baibich et al., *Phys. Rev. Lett.* **61** (1998) 2472;
- [14] R. L. Sommer e C. L. Chien, *Appl. Phys. Lett.* **67** (1995) 3346;
- [15] F. L. A. Machado, C. S. Martins e S. M. Rezende, *Phys. Rev. B*, **51** (1995) 3926
- [16] K. R. Pirota, M. L. Sartorelli, M. Knobel, J. Gutierrez e J. M. Barandiarán, *J. Magn. Magn. Mater.*, **202** (1999) 431;
- [17] L. V. Panina e K. Mohri, *Appl. Phys. Lett.* **65** (1994) 1189;
- [18] M. Knobel, M. L. Sanchez, J. Velázquez e M. Vasquez, *J. Phys.: cond. Mater.*, **7** (1995) 115;
- [19] M. Knobel, M. L. Sanches, C. Gómez-Polo, A. Hernando, P. Marin e M. Vázquez, *J. Appl. Phys.* **79** (1995) 1646;
- [20] M. Vazquez e A. Hernando, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **29** (1996) 939;

-
- [21] L. V. Panina, K. Mohri e T. Uchiyama, *Physica A*, **241** (1997) 429;
- [22] L. Kraus, M. Knobel, S. N. Kane e H. Chiriac, *J. Appl. Phys.* **85** (1999) 5425;
- [23] D. Ménard, L. G. C. Melo, M. R. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon, M. Rouabhi e R. W. Cochrane, *J. Apply. Phys.*, **87** (2000) 4801;
- [24] A. S. Antonov, N. A. Buzinikov, I. T. Iakubov, A. N. Lagarkov e A. L. Rakhmanov, *J. Phys. D – Appl. Phys.* **34** (2001) 752;
- [25] R. B. da Silva, A. M. H. de Andrade, A. M. Severino, A. D. C. Viegas e R. L. Sommer, *J. Magn. Magn. Mater.*, **249** (2002) 288;
- [26] K. C. Mendes, F. L. A. Machado, L. G. Pereira, S. M. Rezende, F. C. Montenegro, M. V. P. Altoé e F. P. Missell, *J. Appl. Phys.* **79** (1996) 6555;
- [27] T. Morikawa, Y. Nishibe, H. Yamadera, Y. Nonomura, M. Takeuchi e Y. Taga, *IEEE Transactions on Magnetics*, **33** (1997) 4367;
- [28] L. Kraus, *J. Magn. Magn. Mater.* **195** (1999) 764;
- [29] S. Q. Xiao, Y. Y. Daí, L. Zhang, S. X. Zhou e G. D. Liu, *J. Appl. Phys.* **85** (1999) 4127;
- [30] Y. Zhou, J Yu, X. Zhao e B. Cai, *IEEE Trans. Magn.* **36** (2000) 2960;
- [31] A. D. C. Viegas, A. M. H. de Andrade, R. L. Sommer, J. S. Jiang e C. L. Chien, *J. Magn. Magn. Mater.*, **226–230** (2001) 707–708
- [32] J. P Sinnecker, J. M. Garcia, A. Asenjo, M. Vazquez e A. Garcia-Arribas, *J. Mater. Res.*, **15** (2000) 751;
- [33] J. M. Garcia, A. Asenjo, M. Vázquez, A. M. Yakunin, A. S. Antonov e J. P. Sinnecker, *J. Appl. Phys.*, **89** (2001) 3888;
- [34] J. M. Garcia, J. P. Sinnecker, A. Asenjo e M. Vázquez, *J. Magn. Magn. Mater.*, **226-230** (2001) 704;
- [35] R. B. da Silva, M. Carara, A. M. H. de Andrade, A. M. Severino e R. L. Sommer, *J. Appl. Phys.*, **94** (2003) 4539;
- [36] A. M. H. de Andrade, R. B. da Silva, M. A. Correa, A. D. C. Viegas, A. M. Severino e R. L. Sommer, *J. Magn. Magn. Mater.*, **272–276** (2004) 1846–1847;
- [37] K. Mohri, K. Kawashima, T. Kohzawa e H. Yoshida, *IEEE Trans. Magn.* **29 (2)** (1993) 1266;
- [38] R. S. Beach and A. E. Berkowitz, *J. Appl. Phys.*, **76** (1994) 6209;
- [39] L. D. Landau e E. M. Lifshitz, “*Eletrodynamics of Continuous Media*”, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., USA (1960);

-
- [40] L. V. Panina e K. Mohri, *J. Magn. Soc. of Japan*, **18** (1994) 245;
- [41] C. Kittel, Introdução a Física do Estado Sólido, **5ª edição**, Editora Guanabara Dois;
- [42] L. Kraus, *J. Magn. Magn. Mater.*, **195** (1999) 764-778;
- [43] A. Yelon, D. Ménard, M. Britel e P. Ciureanu, *Appl. Phys. Lett.* **69** (20) (1996) 3084;
- [44] D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu e A. Yelon, *J. Appl. Phys.* **84** (5) (1998) 2805;
- [45] L. V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, K. Bushida e M. Noda, *IEEE Trans. Magn.*, **31** (1995) 1249;
- [46] K. Hika, L. V. Panina e K. Mohri, *IEEE Trans. Magn.*, **32** (1996) 4594;
- [47] T. Morikawa, Y. Nishibe e H. Yamadera, *IEEE Trans. Magn.*, **33** (1995) 4367;
- [48] L. V. Panina, and K. Mohri, *Sens. Act.*, **81** (2000) 71;
- [49] L. V. Panina, D. P. Makhnovskiy, D. J. Mapps e D. S. Zarechnyuk, *J. Appl. Phys.*, **89** (2001) 7221;
- [50] V. K. Arkad'yev, *J. Russ. Chem. Soc., Phys. Part* **44** (1912) 165;
- [51] V. K. Arkad'yev, *J. Russ. Chem. Soc.* **45** (1913) 103, 112;
- [52] Y. G. Dorfman, *Zs. f. Phys.* **17** (1923) 98;
- [53] L. D. Landau e E. M. Lifshitz, *Phys. Zs. Soviet Union* **08** (1935) 153;
- [54] J. H. E. Griffiths, *Nature*, **158** (1946) 670;
- [55] E. K. Zavoiskii, *J. Phys. USSR*, **10** (1946) 197;
- [56] C. Kittel, *Phys. Ver.*, **71** (1947) 270;
- [57] J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.*, **78** (1950) 266;
- [58] G. T. Rado, *Adv. In Electr.*, **2** (1950) 251;
- [59] G. T. Rado, *Phys. Rev.*, **80** (1950) 273-280;
- [60] G. T. Rado, *Rev. Mod. Phys.*, **25** (1953) 81-89;
- [61] A. Yelon, D. Ménard, M. Britel e P. Ciureanu, *Appl. Phys. Lett.*, **69** (1996) 3084;
- [62] M. R. Britel, D. Ménard, L. G. Melo, P. Ciureanu, A. Yelon, R. W. Cochrane, M. Rouabhi e B. Cornut, *Appl. Phys. Lett.*, **77** (2000) 2737;
- [63] S. V. Vonsovskii, *Ferromagnetic Resonance*, Pergamon Press, Oxford (1966).
- [64] C. Kittel, *Phys. Rev.* **76** (1949) 743-748;
- [65] C. Kittel, *Phys. Rev.* **71** (1947) 270-271;
- [66] C. Kittel, *Phys. Rev.* **73** (1948) 155-161;
- [67] A. P. Guimarães, *Magnetism and Magnetic Resonance in Solids*, Wiley-Interscience (1998) 191;

-
- [68] T. L. Gilbert, *Phys. Rev.*, **100** (1955) 1243;
- [69] H. Suhl, *Proc. I.R.E.*, **44** (1956) 1270;
- [70] H. Suhl, *Phys. Chem. Solids*, **1** (1957) 209;
- [71] J. Smit e H. P. Wijn, *Adv. In Electr.*, **6** (1954) 70;
- [72] G. V. Skrotskii e L. V. Kurbatov, *Soviet Phys. - JETP*, **8** (1958) 148;
- [73] H. J. G. Draaisma e W. J. M. de Jonge, *J. Appl. Phys.*, **64** (1988) 3610;
- [74] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky e H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 2442;
- [75] C. F. Majkrzak, J. W. Cable, J. Kwo, M. Hong, D. B. McWhan, Y. Yafet, J. V. Waszcak e C. Vettier, *Phys. Rev. Lett.*, **56** (1986) 2700;
- [76] M. B. Salamon, S. Sinha, J. J. Rhyne, J. E. Cunningham, R. W. Erwin, J. Borchers e C. P. Flynn, *Phys. Rev. Lett.*, **56** (1986) 259;
- [77] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich e J. Chanzelas, *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988) 259;
- [78] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach e W. Zinn, *Phys. Rev. B*, **39** (1989) 4828;
- [79] M. A. Ruderman e C. Kittel, *Phys. Rev.*, **96** (1954) 99;
- [80] T. Kasuia, *Progr. Theoret. Phys. Japan*, **16** (1956) 45;
- [81] K. Yosida, *Phys. Rev.*, **106** (1957) 893;
- [82] M. D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.*, **200** (1999) 322;
- [83] P. Bruno e C. Chappert, *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 1602;
- [84] M. R. Halse, *Philos Trans. Roy. Soc. London*, **A 265** (1969) 507;
- [85] S. S. P. Parkin, N. More e K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 2304;
- [86] J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 3172;
- [87] M. Rühlig, R. Schäfer, A. Hubert, R. Mosler, J. A. Wolf, S. Demokritov e P. Grünberg, *Phys. Status Solidi*, **A 125** (1991) 635;
- [88] S. Demokritov, J. A. Wolf, P. Grünberg e W. Zinn, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **231** (1992) 133;
- [89] B. Heinrich, J. F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirschner, Z. Celinsk, A. S. Arrott e K. Myrtle, *Phys. Rev. B*, **44** (1991) 9348;
- [90] B. Heinrich e J. A. C. Bland, *Ultrathin Magnetic Structures II*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, **1ª edição** (1994);

-
- [91] J. D. Jackson, *Eletrodinâmica Clássica – Editora Guanabara Dois, 2^a edição* (1975) 111;
- [92] Operating Handbook, HP4396B Network/Spectrum/Impedance Analyzer, Hewlett-Packard (1997) 2-3 e 2-4 – operation tutorial;
- [93] Operating Handbook, HP4396B Network/Spectrum/Impedance Analyzer, Hewlett-Packard (1997) 5-4 – advanced topics;