

4 Magnetômetro GMI

Com base nos desenvolvimentos apresentados e discutidos nos capítulos anteriores, idealizou-se e implementou-se o circuito eletrônico do magnetômetro GMI, baseado na leitura de fase da amostra sensora. A representação simplificada do circuito é apresentada na Figura 48, por meio de um diagrama de blocos. O circuito desenvolvido permite que o magnetômetro opere completamente desconectado da rede elétrica, contribuindo para a portabilidade do dispositivo e permitindo a redução da interferência eletromagnética advinda da rede.

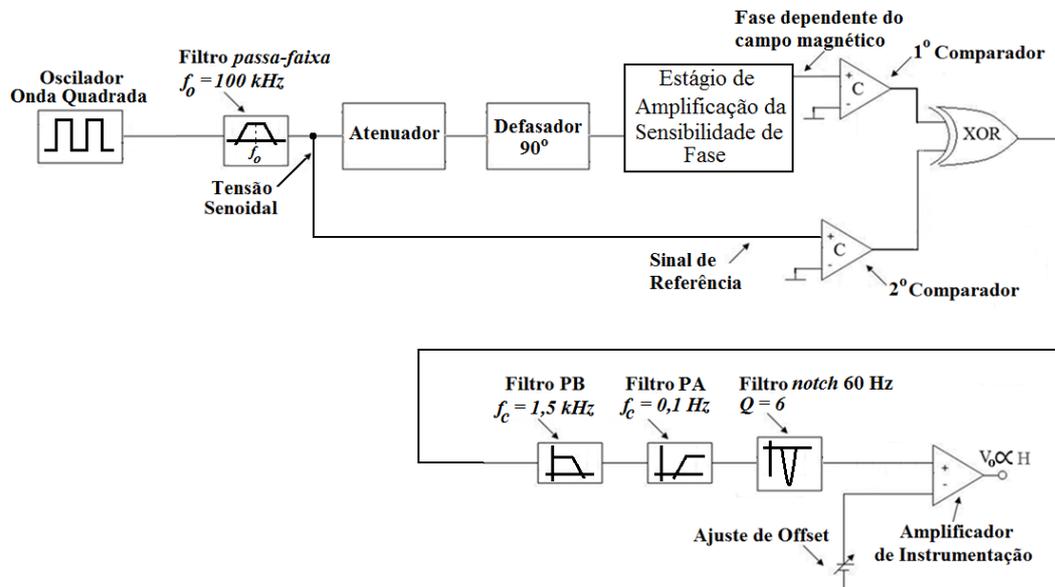


Figura 48 – Diagrama de blocos do circuito eletrônico do Magnetômetro GMI.

Em linhas gerais, o circuito é composto por um oscilador, responsável por gerar uma onda quadrada de 100 kHz. O sinal gerado passa por um filtro passa-faixa ativo (*Butterworth*) de 6ª ordem, centrado em 100 kHz. Conseqüentemente, na saída do filtro obtém-se um sinal senoidal de 100 kHz, que é utilizado como sinal de referência no processo de medição de fase, sendo diretamente conectado à entrada do segundo comparador.

Por sua vez, esta onda senoidal de 100 kHz também passa por um atenuador e um estágio defasador de 90° e, posteriormente, é utilizada para gerar a

componente alternada da corrente de excitação da amostra GMI, que está inserida no estágio de amplificação da sensibilidade de fase – implementado conforme indicado na Figura 38. Conforme discutido no capítulo 3, este estágio possibilita um aumento substancial da sensibilidade da fase da impedância das amostras GMI, em função do campo magnético. A saída deste estágio é uma onda senoidal de 100 kHz, cuja fase varia em função do campo magnético externo, a qual é conectada à entrada do primeiro comparador.

Na sequência, as saídas dos comparadores, configurados como detectores de nulo, são conectadas às entradas de um ou-exclusivo (XOR). A saída do primeiro comparador é uma onda quadrada cuja fase é dependente do campo magnético, enquanto que a fase da onda quadrada gerada na saída do segundo comparador não depende do campo magnético. Dessa forma, a saída do XOR é uma onda quadrada, cujo *duty-cycle* é função do campo magnético. Conseqüentemente, a componente CC deste sinal também é dependente do campo magnético. Destaca-se que o estágio defasador de 90° permite que as transições (alto-baixo e baixo-alto) das entradas do XOR fiquem mais espaçadas entre si.

Assim, a fim de se extrair o nível CC do sinal, passa-se a saída do XOR por um filtro passa-baixas ativo (*Butterworth*) de 4ª ordem, com frequência de corte em 1,5 kHz. O sinal ainda é filtrado por um filtro passa-altas ativo (*Butterworth*) de 4ª ordem, com frequência de corte em 0,1 kHz, e por um filtro *notch* em 60 Hz ($Q = 6$); responsáveis por atenuar, respectivamente, as componentes de ruído em baixíssima frequência (abaixo de 0,1 Hz) e a componente de 60 Hz (interferência da rede elétrica).

Por fim, o sinal é amplificado por amplificador de instrumentação, com ganho ajustável e ajuste de *offset*, a fim de garantir que saída do circuito seja nula quando não há campo externo excitando a amostra GMI ou, em outras palavras, quando a amostra está sujeita apenas ao campo de polarização H_{pol} . Dessa forma, o circuito desenvolvido possibilita que se obtenha uma saída em tensão proporcional ao campo magnético externo.

4.1. Circuito Eletrônico de Transdução

A fim de se apresentar uma análise mais detalhada do circuito eletrônico desenvolvido, a Figura 49 apresenta o seu diagrama esquemático. O circuito proposto é capaz de implementar o método de amplificação da sensibilidade de fase, de acordo com a topologia aprimorada discutida na seção 3.2. Conforme evidenciado na Figura 49, este circuito possui dois sub-módulos, os quais são explicitados separadamente nas Figuras 50 (*módulo II*) e 51 (*módulo I*), a fim de se propiciar uma melhor visualização.

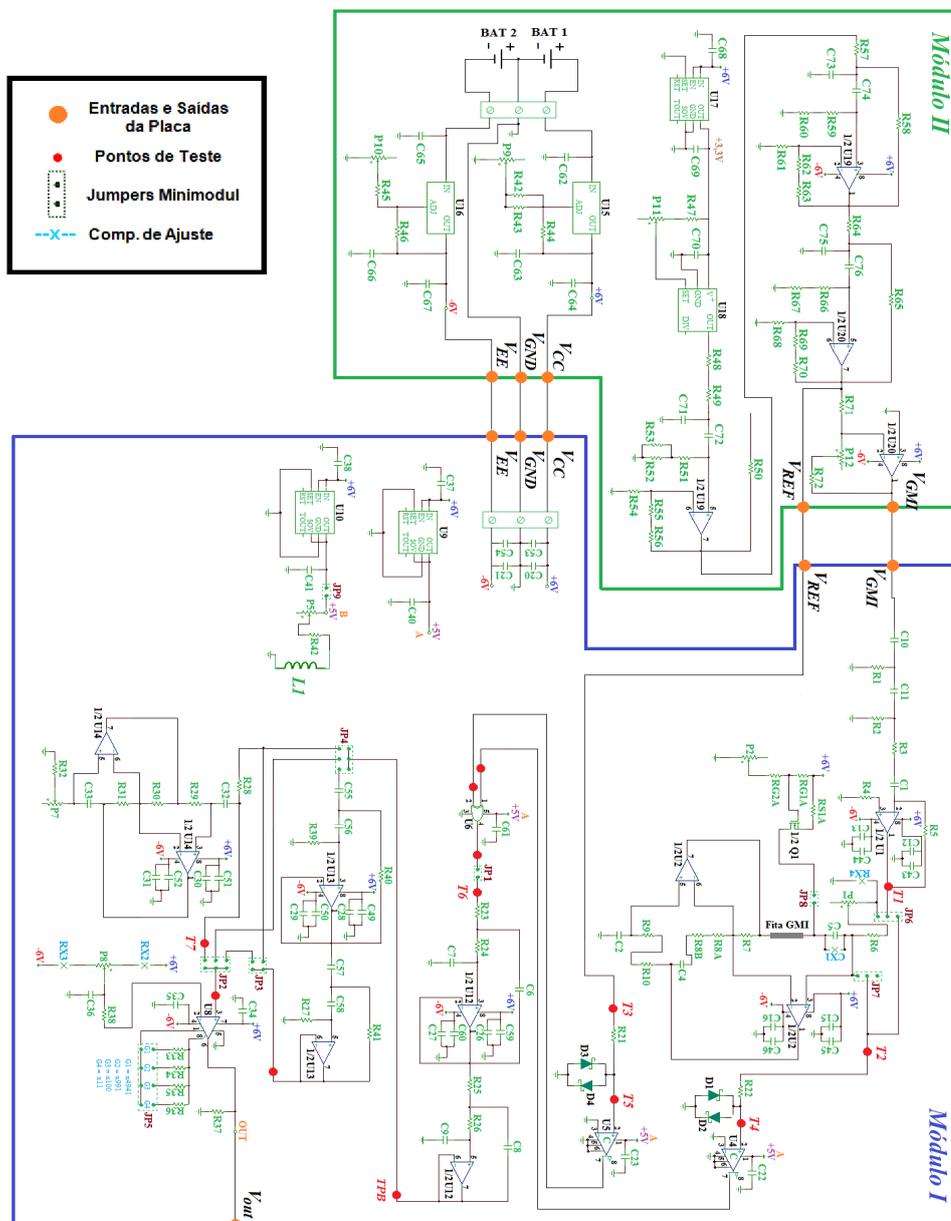


Figura 49 – Representação esquemática do circuito eletrônico completo desenvolvido para o magnetômetro GMI.

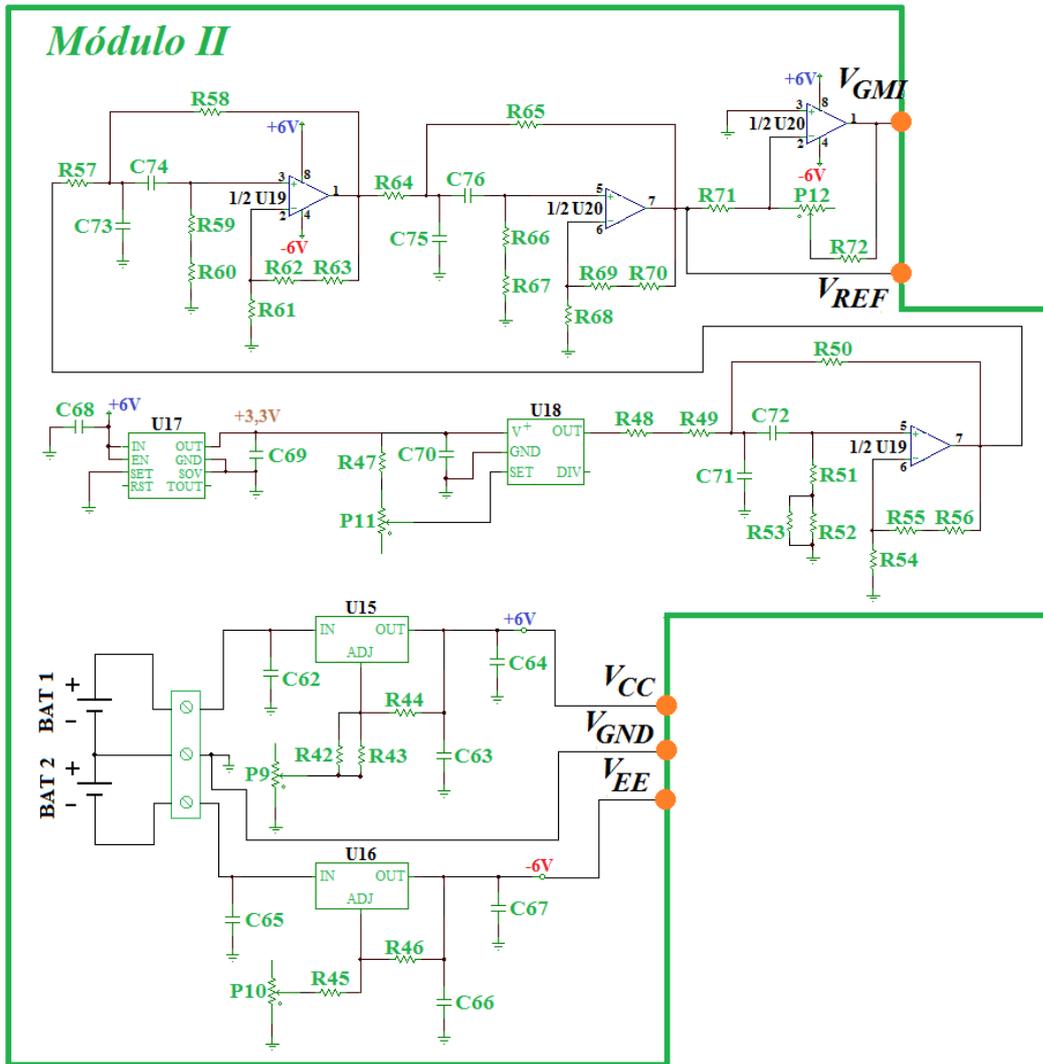


Figura 50 – Representação esquemática do *módulo II* do circuito eletrônico desenvolvido para o magnetômetro GMI.

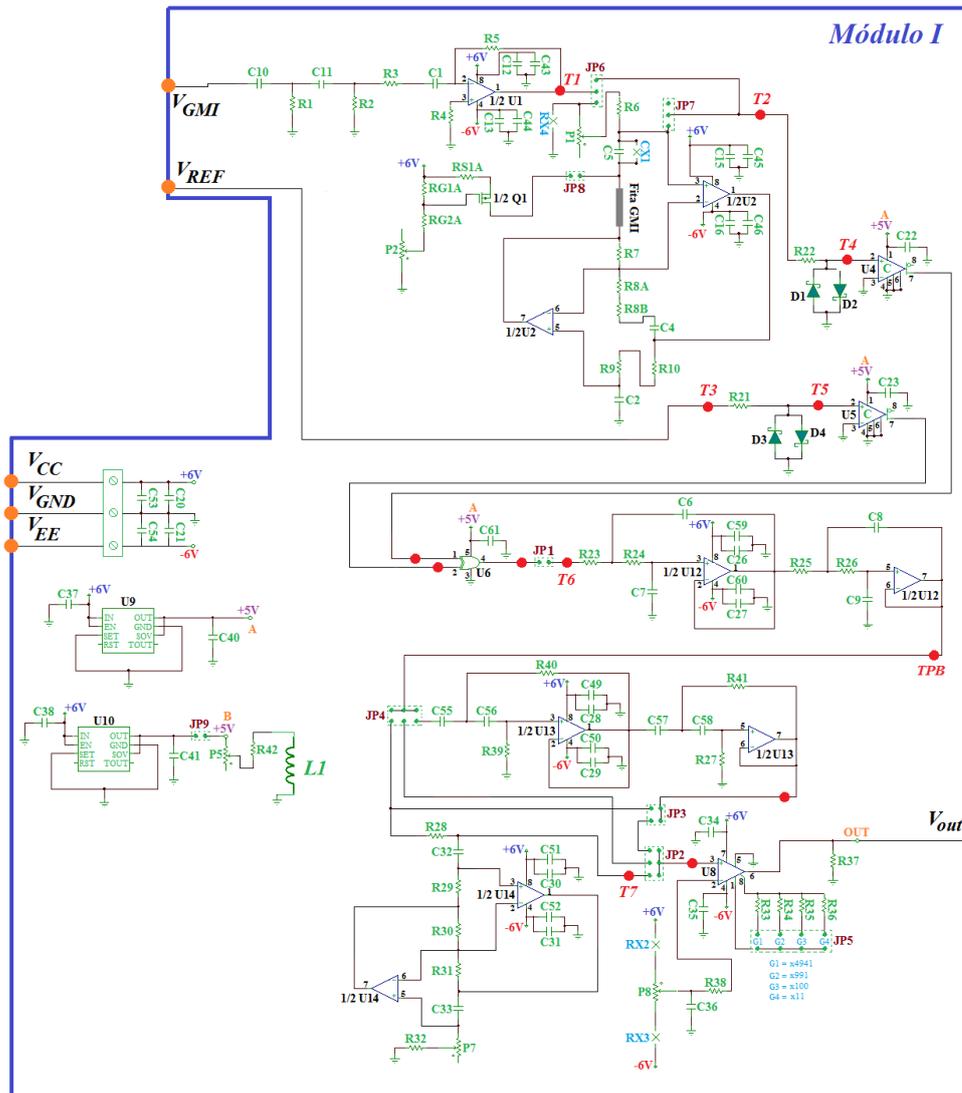


Figura 51 – Representação esquemática do *módulo I* do circuito eletrônico desenvolvido para o magnetômetro GMI.

O Apêndice B apresenta a configuração geométrica da placa de circuito impresso (PCB), em forma de T, utilizada para a montagem do circuito eletrônico ilustrado na Figura 51 (Apêndice B.1). Este Apêndice também explicita os modelos dos componentes ativos e os valores dos componentes passivos (Apêndice B.2) empregados no circuito eletrônico do transdutor magnético GMI desenvolvido, cuja representação esquemática é apresentada na Figura 49.

A placa de circuito impresso foi projetada para montagem do módulo I. Porém, posteriormente à confecção desta placa, julgou-se adequada a implementação de um módulo adicional (módulo II), com o objetivo de permitir que o magnetômetro GMI operasse desconectado da rede elétrica. Este módulo foi montado em uma placa de circuito universal.

O módulo II possui reguladores de tensão ($U15$ e $U16$) configurados para fornecer em suas saídas níveis de tensão de ± 6 V, utilizados na alimentação de grande parte dos componentes ativos presentes no circuito completo (módulo I e módulo II). A tensão de alimentação destes reguladores ($U15$ e $U16$) é fornecida por baterias recarregáveis ($BAT1$ e $BAT2$) de lítio-polímero, com alta capacidade de corrente (4000 mA h) e tensões nominais de 14,8 V. O ajuste fino dos níveis de tensão de saída V_{outU15} e V_{outU16} dos reguladores $U15$ e $U16$ é feito, respectivamente, pelos potenciômetros $P9$ e $P10$, aproximadamente de acordo com as expressões

$$V_{outU15} = 1,25 \left(1 + \frac{(R_{42} // R_{43}) + P_9}{R_{44}} \right), \quad (109)$$

$$V_{outU16} = -1,25 \left(1 + \frac{R_{45} + P_{10}}{R_{46}} \right), \quad (110)$$

Substituindo-se os valores nominais dos componentes nas eqs. (109) e (110), verifica-se que, para a configuração proposta, ao se excursionarem os potenciômetros $P9$ e $P10$ entre seus limites inferior e superior, obter-se-á respectivamente $5,71 \text{ V} < V_{outU15} < 6,23 \text{ V}$ e $-5,73 \text{ V} < V_{outU16} < -6,77 \text{ V}$. Ainda, nominalmente, verifica-se que para $V_{outU15} = 6,00 \text{ V}$ tem-se que $P9 = 55 \Omega$ e para $V_{outU16} = -6,00 \text{ V}$ tem-se que $P10 = 26 \Omega$.

Destaca-se ainda que estes reguladores podem ser utilizados na alimentação de cargas que demandem correntes de até 1,5 A, sendo que o consumo típico do circuito é inferior a 250 mA h em relação à $BAT1$ e a 150 mA h em relação à $BAT2$. Assim, tendo em vista que a capacidade de ambas as baterias é de 4000 mA h, pode-se estimar que o tempo de operação contínua do magnetômetro GMI é de cerca de 16 h, sendo limitado pelo consumo da bateria $BAT1$.

Para correntes inferiores a 500 mA, a operação de ambos os reguladores é garantida para quedas de tensão (*dropout voltage*), entre seus terminais de entrada e saída, em módulo, superiores a 2 V. Dessa forma, sabendo-se que a tensão de entrada (tensão nominal das baterias) é de $\pm 14,8 \text{ V}$ e que a tensão nominal de saída é $\pm 6,0 \text{ V}$, percebe-se que se garante a operação dos reguladores com satisfatória margem de segurança.

No módulo II, também está presente o regulador de tensão $U17$, adequadamente configurado de forma a apresentar em seu terminal de saída uma tensão constante de 3,3 V, a qual é utilizada para alimentar o circuito integrado $U18$, que é um oscilador de onda quadrada cuja frequência de oscilação f_{osc} pode ser ajustada para valores entre 1 kHz e 20 MHz. Este componente é o responsável pela geração da frequência de 100 kHz, utilizada para excitação da amostra GMI e como referência no processo de detecção de fase, que será discutido posteriormente.

Tendo em vista que se deseja permitir o ajuste de f_{osc} na vizinhança de 100 kHz, caso algum ajuste fino seja necessário, configurou-se o circuito de modo a permitir que f_{osc} seja ajustada pelo potenciômetro $P11$, de acordo com a eq. (111).

$$f_{osc} = 10MHz \times \left(\frac{2k\Omega}{R_{47} + P_{11}} \right) \quad (111)$$

Sabendo que $R_{47} = 150 \text{ k}\Omega$ e que o valor nominal de $P11$ é de $100 \text{ k}\Omega$, utilizando-se a eq. (111), verifica-se que, por meio de ajustes em $P11$, pode-se definir frequências de oscilação f_{osc} entre 80 kHz e 133 kHz. Especificamente, para $P11 = 50 \text{ k}\Omega$ tem-se que $f_{osc} = 100 \text{ kHz}$.

A dependência da frequência da onda quadrada, gerada por $U18$, com a temperatura é de $\pm 0,004 \text{ \%}/^\circ\text{C}$. Consequentemente, admitindo $f_{osc} = 100 \text{ kHz}$, tem-se que as variações em f_{osc} advindas de variações térmicas serão satisfatoriamente pequenas, da ordem de $\pm 4 \text{ Hz}/^\circ\text{C}$.

Por sua vez, a dependência da frequência f_{osc} com variações no nível da tensão de alimentação é, tipicamente, de $0,04 \text{ \%}/\text{V}$. Logo, novamente admitindo $f_{osc} = 100 \text{ kHz}$, tem-se que esta dependência é da ordem de $40 \text{ Hz}/\text{V}$. Dessa forma, verifica-se que f_{osc} não será significativamente afetada pela tensão de alimentação de 3,3 V, tendo em vista que esta é fornecida pelo regulador $U17$, que garante um nível de tensão de 3,3 V extremamente estável (regulação de linha de $1 \text{ mV}/\text{V}$ e regulação de carga de $12 \text{ mV}/\text{A}$).

Uma onda quadrada perfeita (*duty cycle* = 50 %) possui apenas harmônicos ímpares (múltiplos ímpares da frequência fundamental), entretanto, a variação do *duty cycle*, além de alterar as amplitudes dos harmônicos ímpares, gera harmônicos pares com amplitudes diferentes de zero. O *duty cycle* da onda

quadrada gerada por $U18$, garantidamente, está contido no intervalo de 49 % a 51 %. Conseqüentemente, o sinal de saída de $U18$, para todos os efeitos, pode ser satisfatoriamente tratado como uma onda quadrada perfeita (*duty cycle* = 50 %).

Admitindo-se, por simplicidade, que o nível alto da tensão de saída de $U18$ seja de 3,3 V e que o nível baixo seja de 0 V, tem-se que a onda quadrada $g(2\pi f_{osc}t)$ gerada por $U18$ pode ser representada pela eq. (112) e, conseqüentemente, sua transformada de Fourier é dada pela eq. (113).

$$g(2\pi f_{osc}t) = \begin{cases} 0 \text{ V}, & n2\pi < 2\pi f_{osc}t < (2n+1)\pi \\ 3,3 \text{ V}, & (2n+1)\pi < 2\pi f_{osc}t < (n+1)2\pi \end{cases}, \quad (112)$$

onde n é um número inteiro maior ou igual a zero.

$$g(2\pi f_{osc}t) = 1,65 \text{ V} + \frac{4 \times 3,3 \text{ V}}{\pi} \text{sen}(2\pi f_{osc}t) + \frac{4 \times 3,3 \text{ V}}{3\pi} \text{sen}(3 \times 2\pi f_{osc}t) + \dots \\ \frac{4 \times 3,3 \text{ V}}{5\pi} \text{sen}(5 \times 2\pi f_{osc}t) + \frac{4 \times 3,3 \text{ V}}{7\pi} \text{sen}(7 \times 2\pi f_{osc}t) + \dots \quad (113)$$

A excitação da amostra GMI é feita por uma onda senoidal. Dessa forma, a fim de se transformar a onda quadrada $g(2\pi f_{osc}t)$ em uma senoide de frequência f_{osc} , na sequência do processamento, essa forma de onda passa por um filtro passa-banda ativo (*Butterworth*) de 6ª ordem, baseado na topologia *sallen-key*, com frequência central em 100 kHz e ganho unitário na banda de passagem (80 kHz a 120 kHz). Conforme perceptível pela inspeção da Figura 50, o filtro é implementado por ambos os estágios de amplificação do AmpOp duplo $U19$ e por um dos estágios de amplificação do AmpOp duplo $U20$. Assim, a onda quadrada presente na entrada do filtro, advinda da saída de $U18$, é transformada em uma onda senoidal.

O filtro proposto elimina a componente CC (1,65 V) do sinal de entrada, vide eq. (113) e, para $f_{osc} = 100$ kHz, atenua cerca de 316 vezes a terceira harmônica (300 kHz), cerca de 2000 vezes a quinta harmônica (500 kHz) e, certamente, garante atenuações ainda mais expressivas para harmônicas superiores. Conseqüentemente, tendo em vista que o sinal de entrada deste estágio de filtragem é definido pela eq. (113), verifica-se que o sinal de saída do filtro V_{REF} será um sinal senoidal com frequência f_{osc} , com distorção harmônica total satisfatoriamente pequena. Assim, pode-se determinar a tensão de saída do filtro passa-banda por

$$V_{REF} = \frac{4 \times 3,3 \text{ V}}{\pi} \text{sen}(2\pi f_{osc} t) = 4,2 \text{ V} \times \text{sen}(2\pi f_{osc} t) \quad (114)$$

O sinal V_{REF} é utilizado como referência no método de detecção de fase, conforme posteriormente detalhado. Ainda, tendo em vista que uma derivação desse sinal será utilizada na excitação da amostra GMI e que se deseja excitá-la com uma corrente senoidal com amplitude da ordem de 15 mA, sabendo-se que o atendimento às eqs. (62) e (65) implica que o módulo da impedância equivalente $Z_{eq2}(H_{pol})$ seja da ordem de 1 Ω , verifica-se que o sinal V_{REF} tem que ser atenuado. Mais especificamente, se o módulo de $Z_{eq2}(H_{pol})$ é igual a 1 Ω , tem-se que a amplitude da tensão em $T1$ terá que ser de 15 mV de forma a se garantir uma corrente de 15 mA. Consequentemente, percebe-se que a amplitude do sinal V_{REF} tem que ser reduzida em cerca de 280 vezes, de 4,2 V para 15 mV.

Em função do discutido no parágrafo anterior, o sinal V_{REF} passa por um estágio de atenuação, implementado por um dos amplificadores do AmpOp duplo U20, o qual é o responsável pela geração do sinal V_{GMI_out} , que será usado na excitação CA da amostra GMI. Para a configuração implementada tem-se que

$$V_{GMI_out} = -\frac{(P12 + R_{72})}{R_{71}} f(2\pi f_{osc} t) = -\frac{(P12 + R_{72})}{R_{71}} \times 4,2 \text{ V} \times \text{sen}(2\pi f_{osc} t) \quad (115)$$

Utilizando-se a eq. (115) e sabendo-se que se selecionou $R_{71} = 51 \text{ k}\Omega$, $R_{72} = 499 \text{ }\Omega$ e que o valor nominal de $P12$ é de 1 k Ω , verifica-se que, por meio de ajustes em $P12$, pode-se fazer a amplitude de V_{GMI_out} variar entre 41 mV e 123 mV. Os 15 mV desejados são alcançados ao se passar o sinal por um segundo estágio de atenuação, implementado por U1.

Conforme indicado na Figura 49, as entradas de alimentação (V_{CC} , V_{EE} e V_{GND}) do módulo I são fornecidas pelo módulo II, sendo que a interconexão é feita por meio de um *terminal block* de 3 pinos, conectados respectivamente à saída do regulador U15 ($V_{CC} = 6 \text{ V}$), à saída do regulador U16 ($V_{EE} = -6 \text{ V}$) e ao plano de terra do módulo II (V_{GND}).

Por sua vez, no módulo I existem dois reguladores de tensão (U9 e U10). O regulador U9 tem a função de reduzir o ruído presente na tensão de alimentação de alguns componentes ativos críticos, além de garantir uma tensão estável de 5 V, que é a tensão máxima de alimentação de alguns dos componentes ativos presentes no circuito. Esse regulador alimenta os comparadores (U4 e U5) e o

XOR ($U6$). Já o regulador $U10$ é utilizado para alimentar o solenóide L_1 , responsável por gerar o campo magnético de polarização H_{pol} da amostra GMI. Os demais componentes do circuito são alimentados diretamente pela fonte de ± 6 V.

Ressalta-se que, apesar de não explicitado na Figura 51, a fita GMI está disposta dentro do enrolamento solenoidal L_1 , de forma que se possa ajustar o campo magnético de polarização, H_{pol} , para fins de maximização da sensibilidade. O campo magnético no interior do solenóide (H_{pol}) pode ser definido como

$$H_{pol}[Oe] = \frac{10^4 \mu_0 N i_{sol}}{l}, \quad (116)$$

onde i_{sol} é a corrente de excitação do solenoide, N é o número de espiras do solenoide, l é o comprimento e μ_0 é a permeabilidade magnética do ar (aproximadamente igual à do vácuo, $4\pi \times 10^{-7}$ H/m).

O solenoide foi implementado com 52 espiras e 5 cm de comprimento. Logo, pode-se definir o campo H_{pol} , em oersteds, em função da corrente i_{sol} , em amperes, por meio da expressão

$$H_{pol}[Oe] = 13,07 \times i_{sol}. \quad (117)$$

Para a configuração apresentada na Figura 51, tem-se que

$$i_{sol}[A] = \frac{5}{49,9 + P_5 + R_{sol} + j\omega L_{sol}}, \quad (118)$$

onde P_5 é a resistência ajustada para o potenciômetro, R_{sol} é resistência do solenoide, L_{sol} é a indutância do solenoide e ω é a frequência angular da corrente de excitação.

Como a excitação é feita por correntes CC, tem-se que $\omega = 0$ e, admitindo que $(49,9 + P_5) \gg R_{sol}$, pode-se simplificar a eq. (118) para

$$i_{sol}[A] = \frac{5}{49,9 + P_5}. \quad (119)$$

Sabe-se que o valor nominal do potenciômetro P_5 é 500Ω , logo, utilizando-se a eq. (119), verifica-se que $9,1 \text{ mA} < i_{sol} < 100,2 \text{ mA}$. Consequentemente, aplicando-se estes valores à eq. (117), tem-se que $0,12 \text{ Oe} < H_{pol} < 1,31 \text{ Oe}$. Tendo em vista as caracterizações experimentais realizadas da amostra GMI, tem-se que esta faixa de ajuste do campo de polarização H_{pol} é adequada, pois permite que se

polarizem os sensores GMI em suas regiões de maior sensibilidade. Ressalta-se ainda que, caso necessário, é possível fazer $i_{sol} = 0$, abrindo-se o *jumper* 9. Nesta situação, ter-se-ia $H_{pol} = 0$.

Dessa forma, pelo aqui discutido, é perceptível que ruídos na tensão de alimentação do solenoide implicarão em ruídos na corrente de excitação das bobinas do solenoide e, conseqüentemente, em ruídos no campo magnético de polarização H_{pol} . Dessa forma, percebe-se que é fundamental minimizar o ruído presente no sinal de alimentação, daí a utilização do regulador $U10$ exclusivamente para a alimentação do solenoide L_1 .

O sinal V_{GMI} , gerado no módulo II, também é conectado ao módulo I. Consiste em uma onda senoidal com frequência ajustável entre 80 kHz e 120 kHz (idealmente 100 kHz) e amplitude entre 41 mV e 123 mV (idealmente 100 mV).

O sinal V_{GMI} se propaga pelo filtro passa-altas passivo de 2ª ordem, com frequência de corte de 1591 Hz, o qual tem por função atenuar as componentes de baixa frequência da interferência elétrica, em especial 60 Hz e seus harmônicos. Em seguida, o sinal atinge o estágio de entrada do amplificador operacional duplo $U1$, o qual tem um de seus AmpOps configurado como um elemento defasador de 90° e atenuador de 10 vezes. Assim, consegue-se excitar a fita GMI com a frequência e a amplitude desejadas (100 kHz e 10 mV).

Ainda, tem-se que a defasagem de 90° imposta por $U1$ ao sinal V_{GMI} faz com que o sinal de tensão em $T1$ esteja 90° defasado do sinal V_{REF} . Conseqüentemente, sabendo-se que, ao se satisfazer a eq. (62) do método de amplificação de sensibilidade de fase, verifica-se que, em H_{pol} , não há defasagem entre os sinais em $T1$ e $T2$, e percebe-se que, em H_{pol} , a tensão em $T2$ estará 90° defasada da tensão em $T3$ (V_{REF}).

Conforme indicado na Figura 51, observa-se que a amostra GMI está introduzida no estágio responsável pela amplificação da sensibilidade de fase, implementado pelo AmpOp $U2$, de acordo com a topologia discutida na seção 3.2 e apresentada na Figura 29. Por sua vez, a fonte de corrente CC, indicada na Figura 51, é implementada por um MOSFET canal P, $Q1$, de acordo com a topologia apresentada na Figura 38 da seção 3.2.2.3, sendo responsável pela geração do nível de corrente CC de 80 mA que flui pela fita GMI.

Por sua vez, o estágio de leitura inicia-se com os comparadores ($U4$ e $U5$), os quais foram selecionados de modo a apresentarem pequenos tempos de

resposta (4 ns), de forma a evitar a introdução de ruído via *jitter*, e uma elevada faixa de tensões de entrada (± 4 V). Outro aspecto, extremamente importante, que deve ser considerado na especificação dos comparadores são suas tensões de modo comum. Os comparadores selecionados apresentam estágios de entrada diferenciais baseados em transistores bipolares de junção (TBJs) PNP que, quando alimentados entre terra e 5 V, permitem operação com tensões de modo comum entre -200 mV e 3 V. Assim, tendo em vista que esses comparadores foram configurados para operarem como detectores de nulo, com suas entradas inversoras aterradas, a fim de não se violar a tensão de modo comum, observa-se que o sinal presente em suas respectivas entradas não-inversoras ($T4$ e $T5$) deve estar contido na faixa de -400 mV a 6 V.

Os sinais de tensão presentes em $T2$ e $T3$ são ondas senoidais com níveis CC nulos, à exceção de algum *offset* espúrio introduzido pelo processamento do sinal. A senoide em $T2$ pode excursionar aproximadamente entre ± 5 V e a senoide em $T3$ aproximadamente entre $\pm 4,2$ V. Dessa forma, verifica-se que elas não podem ser aplicadas diretamente às entradas não inversoras ($T4$ e $T5$) dos comparadores, pois nesse caso se estaria violando a restrição imposta pela tensão de modo comum de entrada, visto que as senoides apresentam tensões abaixo de -400 mV. Consequentemente, tanto entre $T2$ e $T4$ quanto entre $T3$ e $T5$, adicionou-se a topologia de limitador duplo implementada, respectivamente, por D1-D2 e D3-D4. De forma a se reduzir sua influência na propagação do sinal, os limitadores foram implementados com diodos schottky, os quais apresentam capacitâncias extremamente pequenas (da ordem de 10 pF) e tempos de comutação suficientemente rápidos (da ordem de 4 ns). Ainda, quando em condução, os diodos schottky exibem quedas da ordem de 300 mV, garantindo que não se viole o limite inferior da tensão de modo comum (-400 mV).

Apesar de, neste ponto, o objetivo da limitação da excursão negativa estar clara (não se violar a tensão de modo comum de entrada), poder-se-ia ainda questionar a utilidade da limitação positiva. Assim, destaca-se que a limitação da excursão positiva foi imposta de forma a se garantir que não se violará a restrição dos comparadores quanto aos valores máximos das tensões de entrada (± 4 V).

Configurados como detectores de nulo, os comparadores ($U4$ e $U5$) transformam as ondas senoidais presentes em suas entradas positivas (não inversoras) em ondas quadradas, entre aproximadamente 0 V e 5 V, em suas

respectivas saídas. Para um campo externo nulo as ondas estarão defasadas de 90° (quadratura) e essa defasagem será alterada em função do campo externo ao qual as fitas GMI forem submetidas.

Os níveis de tensão das ondas quadradas geradas nas saídas dos comparadores, V_{U4_OUT} e V_{U5_OUT} , são compatíveis com níveis lógicos TTL, permitindo que sejam diretamente conectadas às entradas do XOR ($U6$), o qual gera em sua saída uma onda quadrada com *duty cycle* variável, em função da defasagem entre as ondas de entrada. O XOR selecionado é da família AHCT, a qual apresenta um dos tempos de comutação mais rápidos dentre os dispositivos TTL. Em particular o tempo de comutação do XOR selecionado é da ordem de 5 ns, o qual é compatível com o dos comparadores, 4 ns.

Na situação em que as amostras estão excitadas apenas pelo campo de polarização gerado pelos solenoides, H_{pol} , ou seja, admitindo-se campo externo nulo, tem-se que as entradas do XOR (V_{U4_OUT} e V_{U5_OUT}) estão 90° defasadas entre si. Equivalentemente, considerando-se que a frequência do sinal de excitação é de 100 kHz, tem-se que os sinais de entrada do XOR estarão $2,5 \mu\text{s}$ defasados entre si. Esta defasagem, em H_{pol} , permite que as transições (alto-baixo e baixo-alto) das entradas do XOR fiquem mais espaçadas entre si. Caso a defasagem fosse de 0° as transições ocorreriam quase que simultaneamente, para pequenas variações do campo magnético externo, demandando dispositivos XOR com tempos de resposta extremamente rápidos. Ressalta-se que, conforme se pode observar na Figura 52, em H_{pol} , a frequência da onda de saída do XOR, V_{XOR_OUT} , é o dobro da frequência das ondas de entrada, V_{U4_OUT} e V_{U5_OUT} .

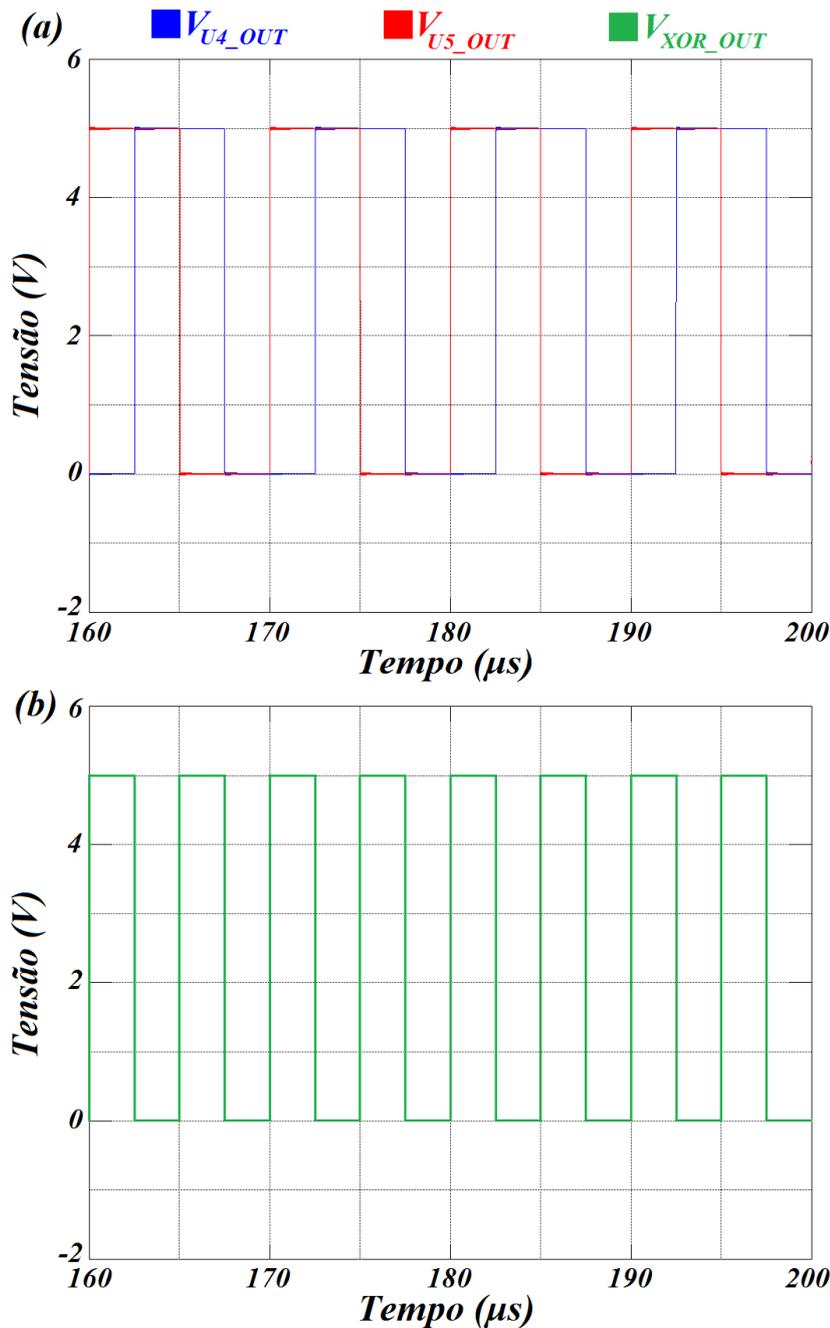


Figura 52 – (a) Tensões nos terminais de entrada do XOR, V_{U4_OUT} e V_{U5_OUT} , e (b) a respectiva tensão no terminal de saída, V_{XOR_OUT} .

A saída do XOR, V_{XOR_OUT} , é conectada a um filtro passa-baixas de 4ª ordem (*Butterworth*), implementado utilizando o AmpOp duplo $U12$, baseado na topologia *sallen-key*. Tendo em vista a utilização do transdutor na medição de campos magnéticos ultra-fracos de baixa frequência, ajustaram-se os capacitores (C_6 , C_7 , C_8 e C_9) e resistores (R_{23} , R_{24} , R_{25} e R_{26}) do filtro implementado por $U12$, a fim de arbitrar a frequência de corte deste como aproximadamente $f_{c_U12} = 1,5$ kHz.

Na sequência, o sinal passa por um novo estágio de filtragem, implementado pelo AmpOp duplo $U13$, configurado como um filtro passa-altas de 4ª ordem, também baseado na topologia *sallen-key*, com frequência de corte $f_{c_U13} \approx 0,1$ Hz – ajustada por meio de suas respectivas capacitâncias (C_{55} , C_{56} , C_{57} e C_{58}) e resistências (R_{27} , R_{39} , R_{40} e R_{41}). Na região de baixas frequências o ruído *flicker* é predominante, sendo que este estágio de filtragem tem a função de atenuar as componentes espectrais de baixíssima frequência do ruído, que contribuem significativamente para a densidade espectral de ruído. A frequência de corte f_{c_U13} é um valor pequeno, pois os sinais de interesse, tipicamente, também apresentam componentes de interesse em baixas frequências. Deve-se destacar que, caso se deseje medir a componente CC de um dado campo magnético de interesse, o circuito desenvolvido possibilita que se reconfigurem os *jumpers* de modo a se retirar este estágio de filtragem da cadeia de processamento do sinal.

O processo de filtragem se encerra com o filtro *notch RLC*, sendo que a componente resistiva R é dada por R_{28} , a capacitiva C por C_{32} e a indutiva L é obtida por meio da impedância equivalente gerada por um GIC (*Generalized Immittance Converter*), Figura 26 e eq. (39). Por sua vez, o GIC é implementado pelo AmpOp duplo $U14$, Figura 51, com suas impedâncias internas (R_{29} , R_{30} , R_{31} , C_{33} e $(R_{32} + P_7)$) adequadamente ajustadas, a fim de se garantir que o filtro esteja sintonizado em 60 Hz, de forma a atenuar (rejeitar) esta frequência, e possua um fator de qualidade $Q = 6$. A interferência de 60 Hz, frequência da rede elétrica, introduz um ruído intenso nas medições, devendo ser atenuada durante o processamento do sinal.

A frequência de sintonia do filtro pode ser ajustada por meio da impedância equivalente $(R_{32} + P_7)$, onde $R_{32} = 22,1$ k Ω e o valor nominal de P_7 é de 5 k Ω . A Figura 53 apresenta a curva característica do filtro *notch* implementado, para a faixa admissível de variação de $(R_{32} + P_7)$, sendo que o filtro é sintonizado em 60 Hz para $(R_{32} + P_7) = 23,4$ k Ω ou, equivalentemente, $P_7 = 1,3$ k Ω .

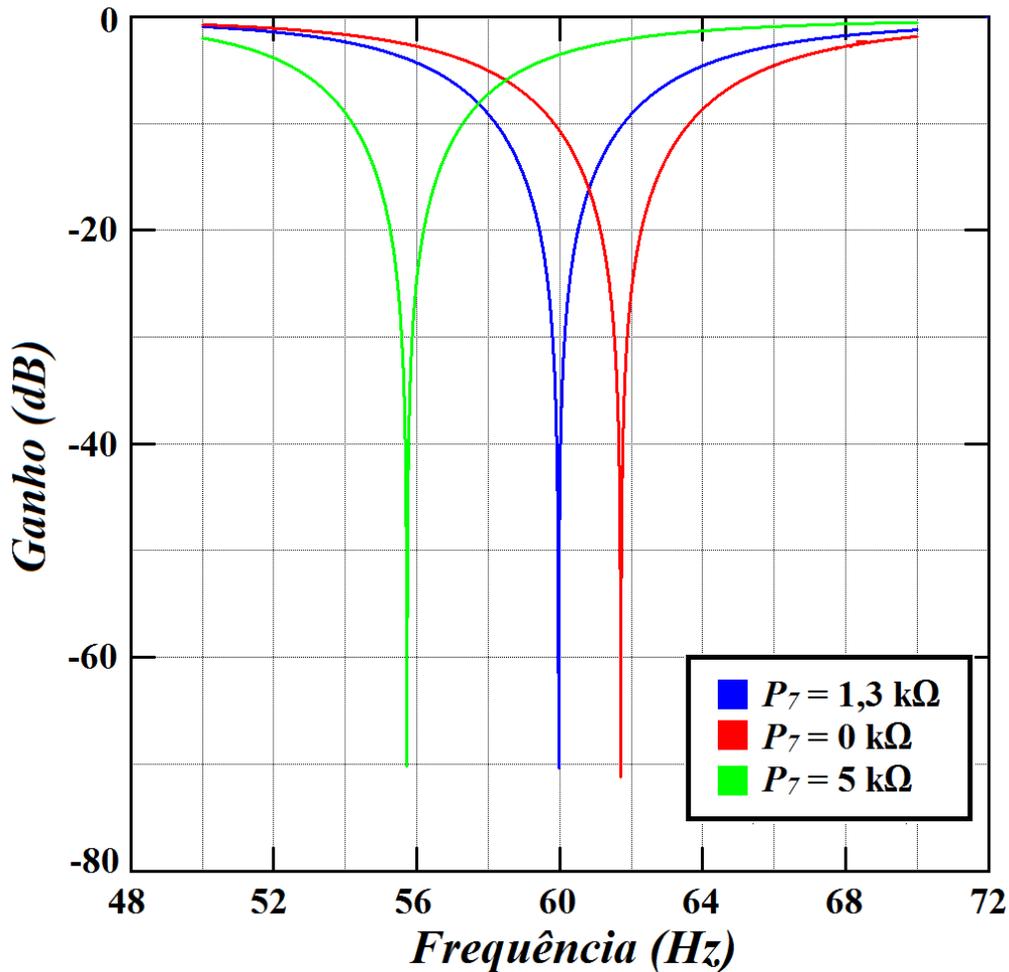


Figura 53 – Curva característica do filtro *notch*, em função da variação de P_7 .

Pela Figura 53, observa-se que, ao se variar P_7 , pode-se ajustar a frequência de sintonia para valores entre 55,7 Hz a 61,7 Hz. A possibilidade de ajuste da frequência de sintonia por meio de P_7 é interessante, pois permite que se compensem eventuais impedâncias espúrias introduzidas na montagem experimental. Pela curva referente ao filtro sintonizado em 60 Hz, também se verifica que ele atenua mais de 3000 vezes componentes espectrais nesta frequência. Percebe-se ainda que o filtro possui um fator de qualidade $Q = 6$, sendo que frequências abaixo de 55 Hz ou acima de 65 Hz não são significativamente atenuadas pelo filtro, sofrendo atenuações inferiores a -3 dB. Este fato é desejável, visto que, idealmente, deseja-se atenuar significativamente apenas a componente de 60 Hz, sem afetar as demais componentes do sinal. Em aplicações críticas, onde o sinal de interesse tenha componentes extremamente próximas de 60 Hz, deve-se reprojeter o filtro *notch* aumentando-se o seu fator de qualidade, a fim de torná-lo mais seletivo.

A Figura 54 apresenta o diagrama de Bode simulado do estágio de filtragem completo, entre os pontos T6 (entrada) e T7 (saída), indicados na Figura 51.

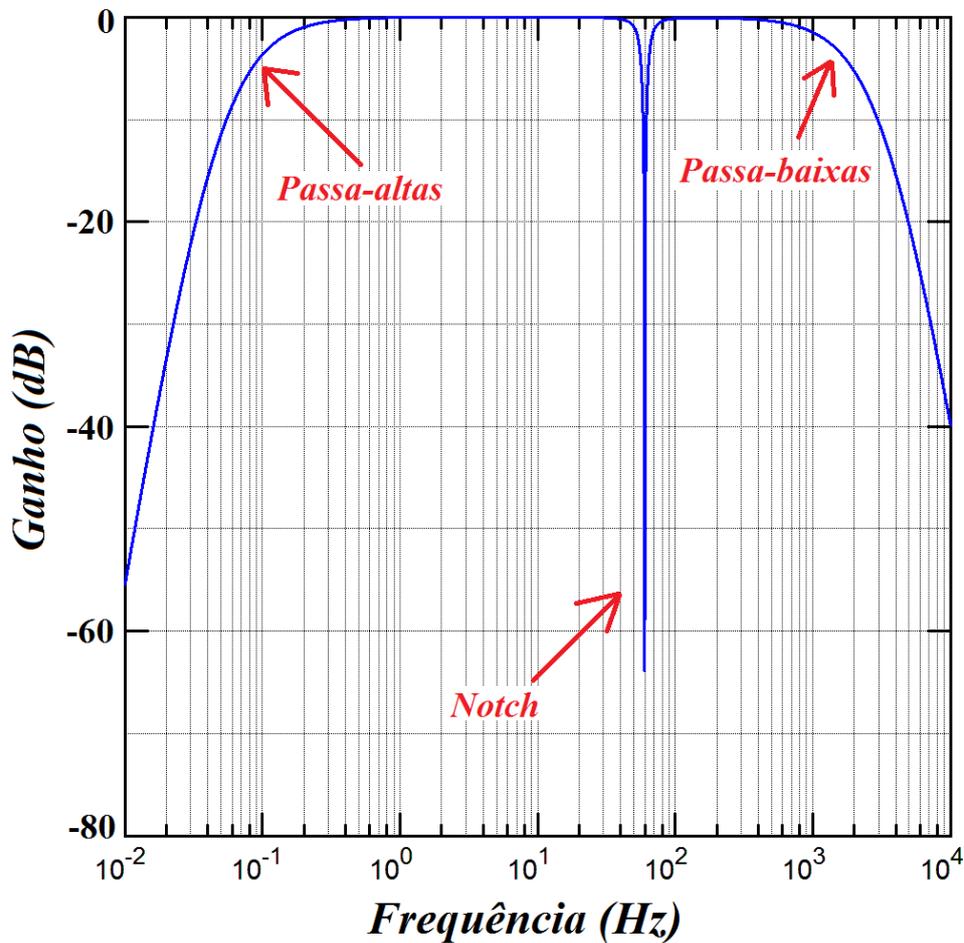


Figura 54 – Diagrama de Bode simulado do estágio de filtragem completo.

No estágio final do processamento conecta-se o sinal filtrado ao terminal não inversor do amplificador de instrumentação (U8), selecionado de modo a introduzir um baixo nível de ruído $1/f$ (inferior a 10 nV.Hz^{-1/2}) e a possuir ganho diferencial G ajustável por meio de uma resistência de ajuste R_G . Para U8, o ganho G é dado por

$$G = 1 + \frac{49,4k\Omega}{R_G}. \quad (120)$$

De acordo com o *datasheet* pode-se selecionar R_G de modo a se obter $1 < G < 10000$. Dessa forma, a fim de se ajustar o ganho G , introduziu-se no circuito um banco de resistores (R_{33} , R_{34} , R_{35} e R_{36}), sendo que o valor da resistência R_G é função da posição arbitrada para o *jumper* 5. Conforme indicado na Figura 51, para os valores de resistência definidos (R_{33} , R_{34} , R_{35} e R_{36}) é

possível obter ganhos G de 11, 100, 991 ou 4941. Destaca-se que se utilizou $G = 11$ em todos os resultados experimentais, apresentados nesta Tese, nos quais se apresentam medições da tensão de saída do magnetômetro. A entrada inversora do amplificador de instrumentação $U8$, V_{NEG_U8} , está conectada a um nível CC de tensão ajustável, por meio da combinação das resistências R_{X2} , R_{X3} e P_8 .

Definindo-se

$$P_8 = P_{8_1} + P_{8_2}, \quad (121)$$

onde P_{8_1} é a resistência do potenciômetro P_8 , medida entre o terminal comum e o terminal conectado a R_{X2} , e, por sua vez, P_{8_2} é a resistência do potenciômetro P_8 , medida entre o terminal comum e o terminal conectado a R_{X3} .

De forma aproximada, tem-se que

$$V_{NEG_U8} = -6 + 12 \left(\frac{R_{X3} + P_{8_2}}{R_{X2} + R_{X3} + P_{8_1} + P_{8_2}} \right) = -6 + 12 \left(\frac{R_{X3} + P_{8_2}}{R_{X2} + R_{X3} + P_8} \right). \quad (122)$$

Para o circuito apresentado na Figura 51, tem-se que o valor de fundo de escala de P_8 é 1 k Ω e existem duas possibilidades de combinações de R_{X3} e R_{X2} . Na primeira delas, tem-se que $R_{X3} = R_{X2} = 47,5$ k Ω , onde pode-se fazer um ajuste fino de V_{NEG_U8} , por meio da variação P_8 , caso no qual, pela eq. (122), verifica-se que $-62,5$ mV $< V_{NEG_U8} < 62,5$ mV. Na segunda opção, tem-se que $R_{X3} = R_{X2} = 499$ Ω , onde pode-se fazer um ajuste mais grosseiro de V_{NEG_U8} , por meio da variação P_8 , caso no qual, pela eq. (122), verifica-se que $-3,0$ V $< V_{NEG_U8} < 3,0$ V. Consequentemente, por meio do ajuste de P_8 , é possível definir V_{NEG_U8} de modo a fazer com que a saída de $U8$ seja 0 V, quando o campo magnético externo for nulo.

Dessa forma, resumidamente, tem-se que a cadeia de transdução do sinal inicia-se com a variação do campo magnético externo, que acarreta uma variação de fase da amostra GMI, a qual implica em uma alteração do *duty cycle* do sinal de saída do XOR, V_{XOR_OUT} , e, consequentemente, do nível de tensão presente na entrada não-inversora do amplificador de instrumentação $U8$, culminando na alteração do sinal de saída de $U8$. Dessa forma, a tensão de saída do transdutor magnético V_{out} , que é a própria tensão de saída de $U8$, será proporcional ao campo magnético externo.

4.2. Caracterização Experimental

4.2.1. Considerações sobre a Operação do Circuito

Em virtude das discussões apresentadas no capítulo 3, fez-se o circuito de amplificação da sensibilidade de fase, implementado por $U2$ (Figura 51), operar em sua região instável, onde se comporta como um oscilador cuja fase é controlável pelo campo magnético externo. Deve-se destacar que, com base nas discussões da seção 3.2.3, na montagem prática do circuito ajustou-se $C_{X1} // C_5$ de modo a se fazer $X_{eq2}(H_{pol}) = 0$ em 110 kHz, ao invés de em 100 kHz, e ajustou-se o potenciômetro $P1$ (equivalente a R_{AJ} no capítulo 3) a fim de se ajustar a frequência de oscilação f_{osc} para 100 kHz. Dessa forma, garante-se que o circuito opere de fato na região instável e aumenta-se o fundo de escala, porém reduz-se a sensibilidade em relação à sensibilidade “infinita” obtida com $X_{eq2}(H_{pol}) = 0$ e $R_{eq2}(H_{pol}) = 0$, em 100 kHz.

Conforme discutido na seção 4.1, para medição da variação de fase em função do campo magnético, implementou-se um circuito de detecção de fase baseado em dois comparadores ($U4$ e $U5$), configurados como detectores de nulo, cujas saídas estão conectadas às entradas de um XOR ($U6$), de modo que o sinal de saída do XOR seja uma onda quadrada, cujo *duty cycle* é dependente da defasagem entre os sinais de entrada dos comparadores. Conforme explicitado na Figura 51, o comparador $U4$ recebe o sinal V_{osc} , cuja fase é dependente do campo magnético, e $U5$ recebe o sinal de referência V_{REF} com a mesma frequência de V_{osc} e fase fixa (independente do campo magnético).

De acordo com a Figura 49, percebe-se que o sinal V_{REF} , após ser atenuado, é utilizado para excitar o circuito eletrônico de amplificação da sensibilidade de fase, responsável pela geração de V_{osc} . Utiliza-se este sinal como condição inicial de oscilação, o que garante uma maior estabilidade da frequência de oscilação f_{osc} e permite que se arbitre uma defasagem conhecida entre V_{osc} e V_{REF} , em H_{pol} . Todavia, ressalta-se que o circuito oscila mesmo sem a presença de V_{REF} .

Deseja-se que a frequência f_{osc} seja 100 kHz, tendo em vista as características da amostra GMI empregada no circuito, descritas na seção 2.2. Pode-se ajustar a frequência de oscilação do sinal V_{osc} atuando-se sobre o

potenciômetro $P1$, sendo que, para o circuito operando na região instável, a frequência de oscilação diminui com o aumento da resistência de $P1$. Dessa forma, medindo-se o sinal V_{osc} no ponto de teste $T2$ é possível ajustar sua frequência para 100 kHz, por meio de ajustes na resistência de $P1$.

Tendo em vista que só faz sentido medir diferenças de fase entre dois sinais de mesma frequência, é imprescindível, para o adequado funcionamento da técnica de detecção de fase, que o sinal em $T2$ (V_{osc}) tenha a mesma frequência do sinal senoidal de referência em $T3$ (V_{REF}). Conforme discutido na seção 4.1, pode-se arbitrar a frequência de V_{REF} atuando-se sobre o potenciômetro $P11$. Conseqüentemente, ajustou-se o valor deste potenciômetro de forma a se fazer a frequência de V_{REF} também ser de 100 kHz.

A Figura 55(a) apresenta os sinais de tensão medidos nos pontos de teste $T2$ e $T3$ do circuito apresentado na Figura 51. Por sua vez, a Figura 55(b) apresenta as respectivas saídas dos comparadores $U4$ e $U5$.

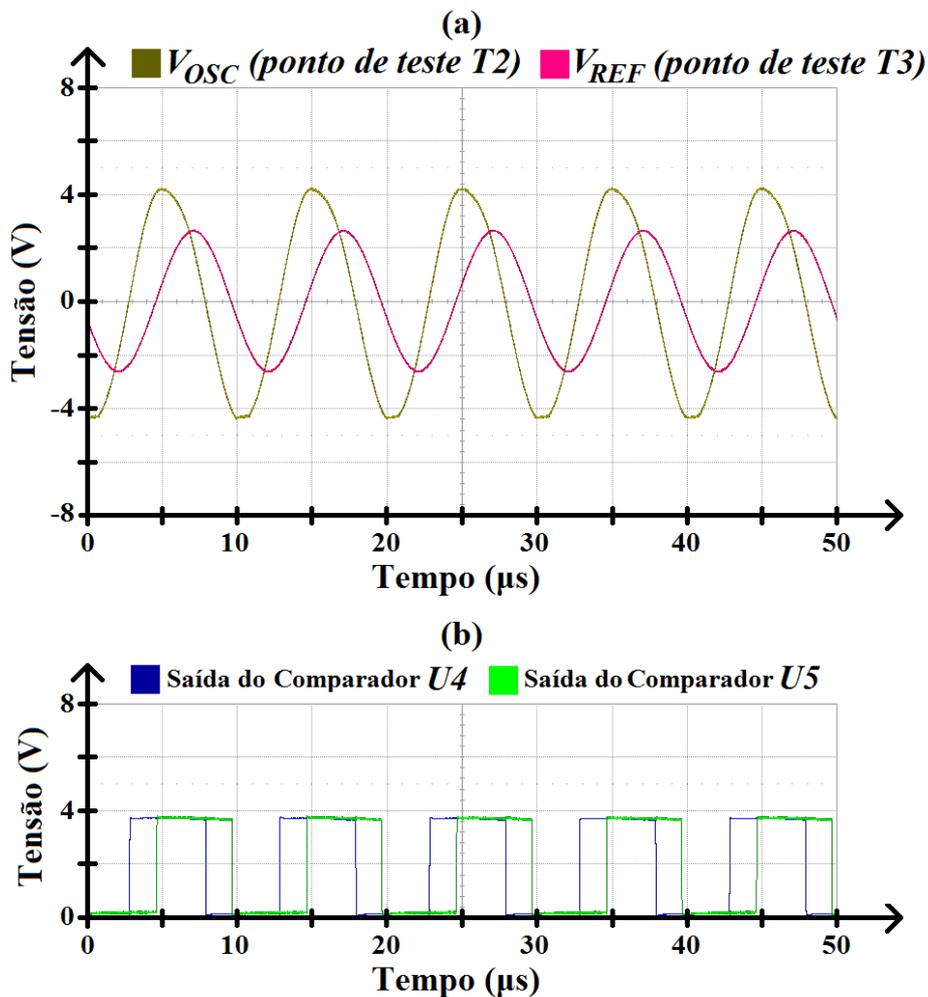


Figura 55 – (a) Sinais de tensão medidos nos pontos de teste $T2$ e $T3$ do circuito apresentado na Figura 51, e (b) as respectivas saídas dos comparadores $U4$ e $U5$.

Observando a Figura 55(a), percebe-se que o sinal V_{osc} , medido experimentalmente no ponto de teste $T2$, se comporta de acordo com a previsão teórico-computacional feita na seção 3.2.3.1. Inspecionando-se a figura é possível notar claramente os efeitos da limitação da excursão positiva e negativa desta forma de onda. Pode-se perceber ainda que as frequências dos sinais V_{osc} e V_{REF} são iguais e aproximadamente 100 kHz.

Por sua vez, comparando-se as Figuras 55(a) e 55(b) percebe-se que os comparadores $U4$ e $U5$, configurados como detectores de nulo, estão operando de forma satisfatória, visto que os instantes de comutação de suas ondas quadradas de saída (Figuras 55(b)) são muito próximos das passagens por zero de seus respectivos sinais de entrada (Figuras 55(a)). Também se observa que, conforme esperado, a defasagem entre as ondas senoidais V_{osc} e V_{REF} , conectadas respectivamente às entradas dos comparadores $U4$ e $U5$, é propagada para as ondas quadradas de saída dos comparadores. Conseqüentemente, verifica-se que as topologias de limitador duplo, implementada pelos diodos $D1-D2$ e $D3-D4$, para adequar os níveis de tensão de entrada dos comparadores, não afeta significativamente a defasagem entre os sinais de saída.

4.2.2. Estabilidade da frequência de oscilação

Para a topologia de detecção de fase implementada, caso a frequência f_{osc} do sinal em $T2$ (V_{osc}) seja diferente da frequência f_{REF} do sinal em $T3$ (V_{REF}), tem-se que a saída do filtro passa-baixas, implementado por $U12$, será uma onda triangular de frequência igual a $f_{TPB} = |f_{osc} - f_{REF}|$. Este sinal excursiona do nível de tensão correspondente ao nível lógico “baixo” do XOR ao nível de tensão correspondente ao nível lógico “alto” do XOR, ou seja, aproximadamente entre 0 V e 5 V.

Uma onda triangular, de frequência angular ω e amplitude unitária, pode ser representada por uma série de Fourier infinita, descrita por

$$\begin{aligned} x(t) &= \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \times \frac{\text{sen}((2k+1)wt)}{(2k+1)^2} = \\ &= \frac{8}{\pi^2} \left(\text{sen}(wt) - \frac{1}{9} \text{sen}(3wt) + \frac{1}{25} \text{sen}(5wt) - \dots \right) \end{aligned} \quad (123)$$

Analisando a série de Fourier apresentada na eq. (123), observa-se que a onda triangular pode ser decomposta apenas em função de seus harmônicos ímpares. Sabe-se que a frequência de corte do filtro passa-baixas de 4ª ordem implementado é de cerca de 1,5 kHz. Conseqüentemente, tendo em vista a eq. (123), nota-se que à medida que $f_{TPB} = |f_{OSC} - f_{REF}|$ se aproxima desta frequência de corte, o sinal de saída gradativamente deixará de ser uma onda triangular e tenderá a uma onda senoidal, devido à atenuação dos harmônicos superiores. Obviamente, a amplitude do sinal de saída também será afetada pela atenuação das componentes harmônicas superiores à frequência de corte do filtro.

Os resultados apresentados na Figura 56 são provenientes de simulações SPICE realizadas no intuito de se verificar o comportamento teórico previsto. As simulações foram realizadas mantendo-se f_{REF} fixo e igual a 100 kHz, ao passo que se fez f_{OSC} assumir 3 valores de interesse: 100,1 kHz, 100,5 kHz e 101,0 kHz.

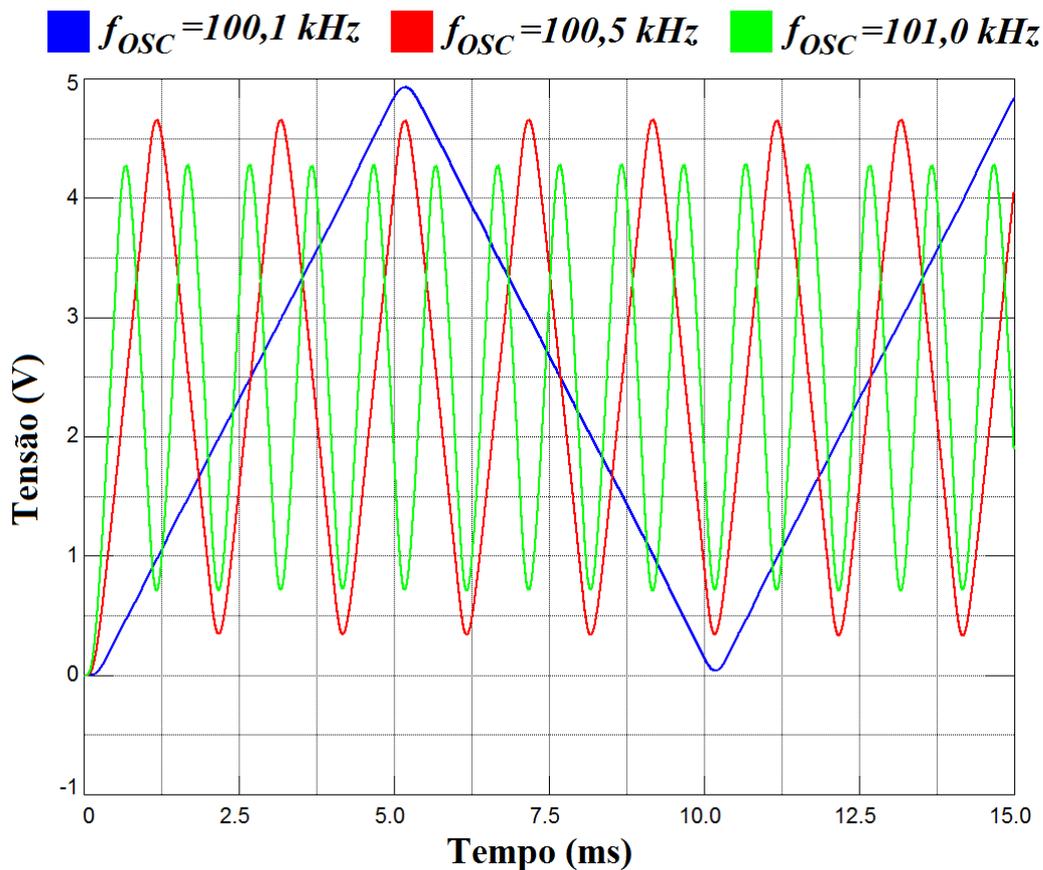


Figura 56 – Tensão medida no ponto de teste TPB (Figura 51) ao se fazer $f_{REF} = 100 \text{ kHz}$ e f_{osc} igual a 100,1 kHz, 100,5 kHz e 101,0 kHz.

Os resultados apresentados na Figura 56 evidenciam o comportamento teórico previsto. Nota-se que, conforme esperado, as frequências dos sinais de

saída f_{TPB} apresentados são 100 Hz (referente a $f_{OSC} = 100,1$ kHz), 500 Hz (referente a $f_{OSC} = 100,5$ kHz) e 1 kHz (referente a $f_{OSC} = 101,0$ kHz). Também, é perceptível que, mesmo sempre tendo-se f_{TPB} inferior à frequência de corte do filtro f_{corte} , aumentando-se a frequência do sinal de saída reduz-se sua amplitude. Conforme previsto em teoria, este fato é atribuído à atenuação das componentes harmônicas do sinal, imposta pelo filtro passa-baixas.

Ressalta-se que para sinais de saída de baixa frequência, $f_{TPB} \ll f_{corte}$, a amplitude do sinal de saída não é afetada pela frequência do sinal. Em particular, para o caso aqui discutido, verifica-se que sinais com frequência $f_{TPB} < 100$ Hz excursionam aproximadamente de 0 a 5 V.

A fim de se analisar experimentalmente tal comportamento, mediu-se o sinal de saída do filtro passa baixa, no ponto TPB (Figura 51), em função de variações no campo magnético ($\Delta H = H - H_{pol}$), em torno do campo de polarização, $H_{pol} = -0,7$ Oe. A Figura 57 apresenta os resultados experimentais obtidos, para variações de campo magnético ΔH de 0,5 Oe, 1,0 Oe e 1,5 Oe.

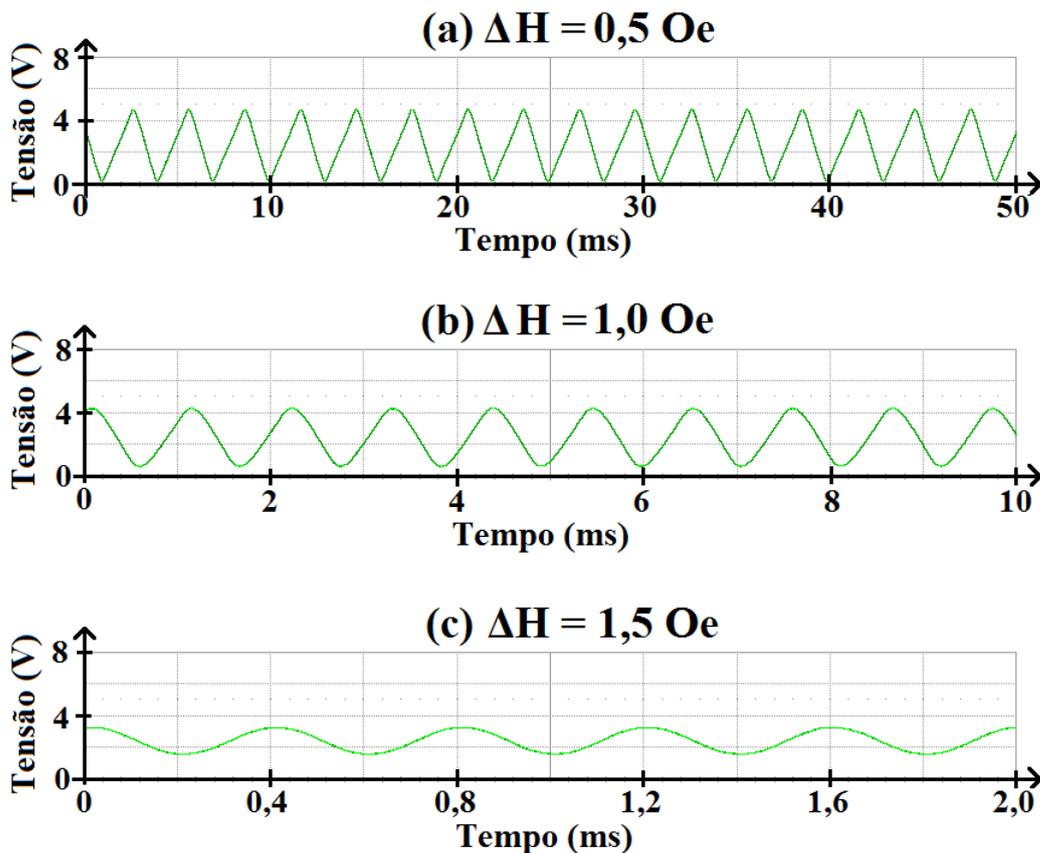


Figura 57 – Sinal de saída do filtro passa baixa, no ponto TPB (Figura 51), em função de variações no campo magnético ($\Delta H = H - H_{pol}$), para (a) $\Delta H = 0,5$ Oe, (b) $\Delta H = 1,0$ Oe e (c) $\Delta H = 1,5$ Oe.

Os resultados experimentais apresentados na Figura 57 permitem que se observe uma clara dependência da frequência do sinal de saída do filtro, medido no ponto TPB (Figura 51), em função das variações de campo magnético impostas à amostra GMI. Conforme apresentado na Figura 57, verifica-se que a frequência do sinal medido em TPB f_{TPB} é de aproximadamente 340 Hz, para $\Delta H = 0,5$ Oe, 940 Hz, para $\Delta H = 1,0$ Oe, e 2,5 kHz, para $\Delta H = 1,5$ Oe.

Os resultados apresentados na Figura 57 também comprovam experimentalmente a observação teórico-computacional que afirmava que, ao se aumentar a frequência de f_{TPB} , aproximando-a da frequência de corte do filtro passa-baixas, reduz-se a amplitude do sinal medido em TPB, e faz-se sua forma de onda gradativamente passar de triangular para senoidal.

Lembra-se que a frequência deste sinal é $f_{TPB} = |f_{OSC} - f_{REF}|$, sendo que, para o circuito eletrônico implementado (Figura 49), f_{REF} é fixa, independente do campo magnético, e igual a 100 kHz. Por sua vez, f_{OSC} é ajustada para 100 kHz, em H_{pol} . Consequentemente, frequências f_{TPB} não nulas são diretamente atribuídas a variações em f_{OSC} , advindas das variações de campo magnético ΔH .

Conforme discutido na seção anterior, sabe-se que o circuito eletrônico de amplificação da sensibilidade de fase está operando na região instável, como oscilador, sendo que ajusta-se a frequência de oscilação f_{OSC} de modo a garantir $f_{OSC} = 100$ kHz em H_{pol} . No entanto, tendo em vista a discussão feita na seção 3.2.3, sobre a operação do circuito na região instável, pode-se inferir que alterações no campo magnético deslocam os polos complexos conjugados, podendo implicar em alterações na frequência de oscilação. Tais alterações de f_{OSC} em função do campo magnético são extremamente indesejáveis, visto que inviabilizam a operação do circuito como detector de fase.

A fim de se analisar detalhadamente o comportamento da frequência de oscilação f_{OSC} na vizinhança do campo de polarização H_{pol} , fez-se uma série de medições experimentais a fim de se obter a curva de f_{TPB} em função das variações de campo ΔH . Destaca-se que a frequência f_{TPB} é uma medição direta da variação da frequência f_{OSC} em torno de 100 kHz, sendo que $|\Delta f_{OSC}| = f_{TPB}$. A Figura 58 apresenta a curva experimental obtida de $|\Delta f_{OSC}|$ em função das variações ΔH , em torno do campo magnético de polarização $H_{pol} = -0,7$ Oe.

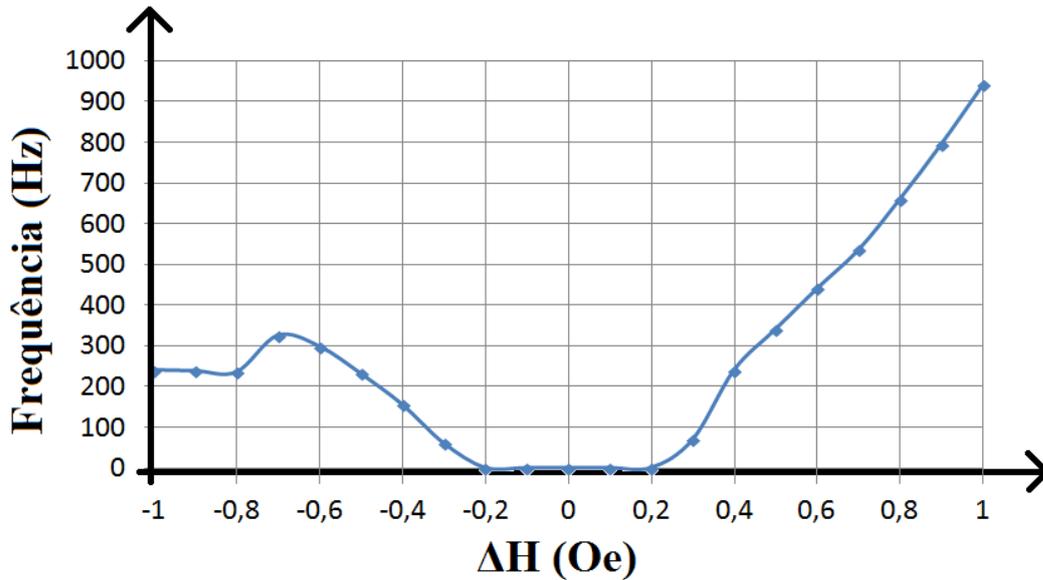


Figura 58 – Curva experimental de $|\Delta f_{OSC}|$ em função das variações ΔH , em torno do campo magnético de polarização $H_{pol} = -0,7$ Oe.

A curva experimental apresentada na Figura 58 mostra que, na vizinhança de H_{pol} , não ocorrem variações na frequência de oscilação, $|\Delta f_{OSC}| = 0$, para variações de campo magnético entre $-0,2 \text{ Oe} < \Delta H < 0,2 \text{ Oe}$. Conseqüentemente, na vizinhança de H_{pol} , é possível operar o circuito como detector de fase, visto que se tem $f_{OSC} = f_{REF} = 100 \text{ kHz}$.

Por outro lado, a Figura 58 também indica que variações de campo superiores a $\pm 0,2 \text{ Oe}$ implicam em alterações em f_{OSC} que inviabilizam a operação do circuito como detector de diferença de fase, visto que ter-se-ia $f_{OSC} \neq f_{REF}$. Conseqüentemente, garante-se a operação do circuito como detector de diferença de fase apenas para variações menores que $\pm 0,2 \text{ Oe}$ em torno do campo de polarização H_{pol} . Contudo, como deseja-se utilizar o magnetômetro GMI para medição de campos magnéticos ultra-fracos, essa limitação de faixa dinâmica a $\pm 200 \text{ mOe}$ não é um problema.

4.2.3. Amplificação da Sensibilidade de Fase

Nesta seção avaliou-se o desempenho do circuito de amplificação de fase, descrito na seção 3.2, o qual é parte crucial do processo de transdução de campo magnético em tensão, realizado pelo magnetômetro GMI desenvolvido. Nesta

análise, o potenciômetro $P1$ (equivalente a R_{AJ} no capítulo 3) foi ajustado de forma a se obter $R_{eq2}(H_{pol}) = D(H_{pol}) = 2 \Omega$.

A fim de caracterizar a sensibilidade de fase obtida para o circuito implementado, excitou-se a amostra GMI (elemento sensor) com campos magnéticos CC conhecidos e, para cada um desses valores de campo, mediu-se a diferença de fase entre os sinais de saída dos comparadores $U4$ e $U5$.

A Figura 59 mostra alguns dos resultados experimentais obtidos, apresentando tanto os sinais medidos nas saídas dos comparadores quanto o sinal correspondente, medido na saída do XOR ($U6$). O caso apresentado na Figura 59(a) refere-se a um campo magnético $H = 642,46$ mOe e, para cada caso subsequente, aumentou-se o campo magnético em passos constantes de $28,77$ mOe.

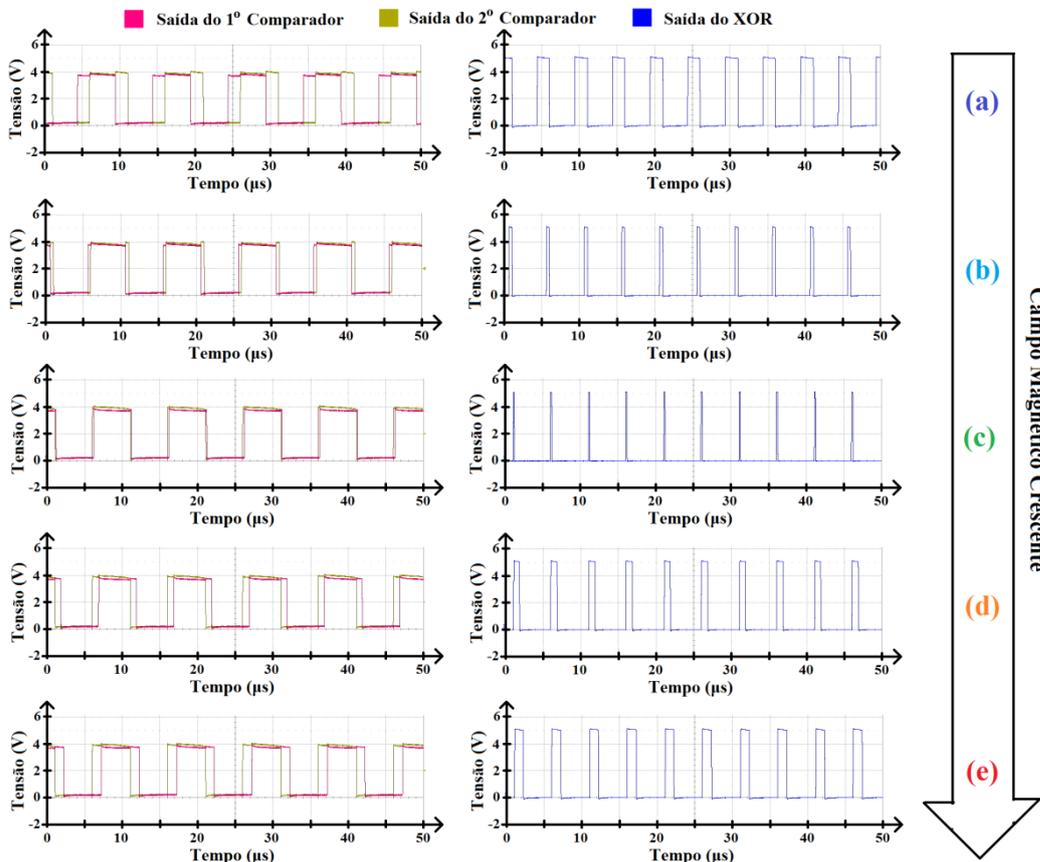


Figura 59 – Variação da diferença de fase entre os sinais de saída dos comparadores ($U4$ e $U5$) e a consequente variação no *duty cycle* da tensão de saída do XOR ($U6$), em função do campo magnético H . O campo magnético cresce gradualmente, em passos de $28,77$ mOe, de (a) $H = 642,46$ mOe a (e) $H = 757,54$ mOe.

Avaliando-se os resultados apresentados na Figura 59, observa-se que a diferença de fase entre os sinais de saída dos comparadores $U4$ e $U5$ é proporcional ao campo magnético. Em particular, pode-se observar que o sinal de saída do comparador $U5$ está fixo, enquanto o sinal de saída do comparador $U4$ se desloca em relação a ele. Este comportamento era esperado, visto que a saída de $U5$ é gerada a partir de V_{REF} , que é independente do campo magnético, enquanto a saída de $U4$ é gerada a partir de V_{osc} , cuja fase varia em função do campo magnético.

A Figura 59 permite que se identifique que o XOR ($U6$) está operando de forma adequada, tendo em vista que as saídas dos comparadores são diretamente conectadas às entradas do XOR. Ainda, percebe-se claramente que o XOR gera uma onda quadrada cujo *duty cycle* é proporcional à defasagem entre os sinais de entrada.

Os resultados obtidos indicam que a sensibilidade de fase obtida para a configuração implementada é de 765°Oe^{-1} , o que representa um aumento de mais de 100 vezes em relação à sensibilidade original da amostra GMI desconectada do circuito de amplificação da sensibilidade de fase, a qual era de aproximadamente $6,8^\circ \text{Oe}^{-1}$ – conforme apresentado na seção 2.2.

A discussão feita no capítulo 3 indica que, em teoria, se poderiam obter sensibilidades ainda mais elevadas (vide Tabela 4). No entanto, a eq. (65) impõe que, na prática, deve-se fazer $D(H_{pol}) > 1 \Omega$. Dessa forma, na presente implementação fez-se $R_{eq2}(H_{pol}) = D(H_{pol}) = 2 \Omega$ que, conforme indicado na Tabela 4, em teoria, implica em uma sensibilidade de 919°Oe^{-1} . Conseqüentemente, percebe-se uma boa concordância entre os valores teórico e experimental (765°Oe^{-1}) obtidos para a sensibilidade de fase. A discrepância observada advém da precisão numérica utilizada no cálculo do valor teórico, da tolerância dos componentes passivos empregados no circuito e dos aspectos não ideais, discutidos na seção 3.2.2, que foram desconsiderados no modelo teórico simplificado, desenvolvido para obtenção do valor teórico da sensibilidade de fase.

4.2.4. Análise do Estágio de Filtragem

A Figura 60 apresenta levantamento experimental do diagrama de Bode medido do estágio de filtragem completo, entre os pontos *T6* (entrada) e *T7* (saída), indicados na Figura 51.

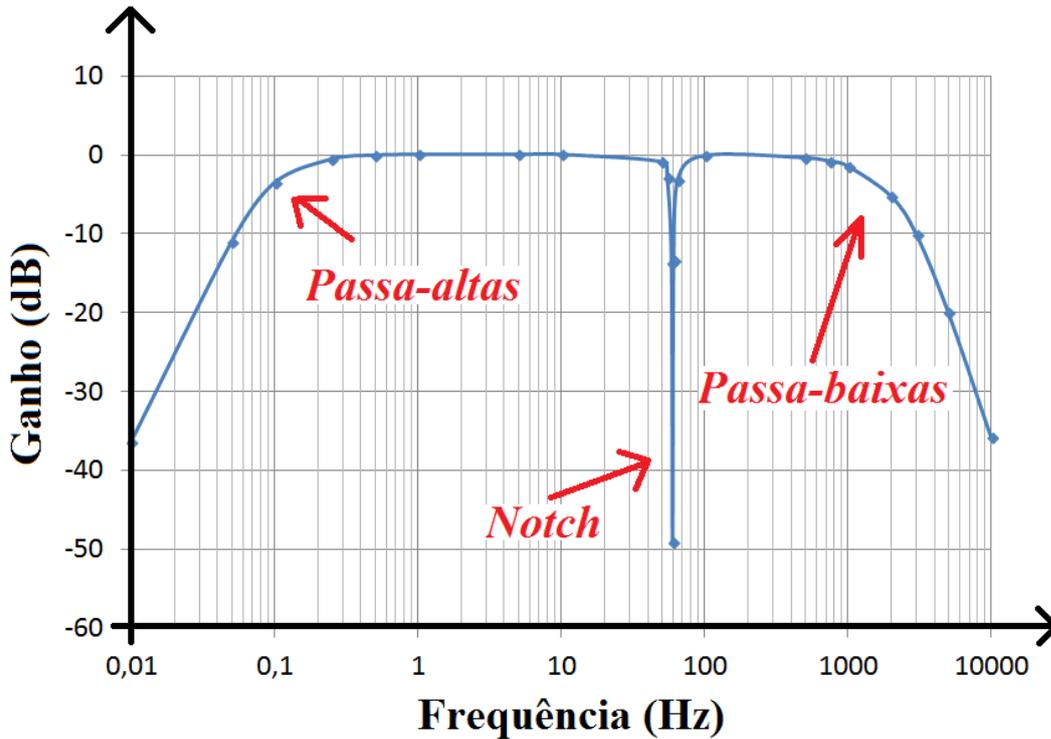


Figura 60 – Diagrama de Bode experimental do estágio de filtragem completo.

Comparando-se a curva obtida experimentalmente, apresentada na Figura 60, com o comportamento teórico/simulado do diagrama de Bode do estágio de filtragem, apresentado na Figura 54, verifica-se que, conforme previsto, os filtros estão operando de forma adequada.

A banda de passagem, verificada experimentalmente, mostra-se entre 0,1 Hz e 1,5 kHz, indicando sua conformidade com as especificações teóricas. Além disso, pela curva experimental (Figura 60), nota-se que o *notch* está satisfatoriamente sintonizado em 60 Hz e que não afeta significativamente as componentes espectrais vizinhas a esta frequência.

Uma comparação minuciosa entre a curva simulada (Figura 54) e a curva experimental (Figura 60) do diagrama de Bode permite que se observe uma pequena discrepância entre o valor absoluto, em dB, previsto (-63 dB) e o experimental (-50 dB) da atenuação do *notch* em 60 Hz. A diferença é atribuída à

dificuldade experimental inerente a se sintonizar o filtro exatamente em 60 Hz, visto que a sintonia é feita por meio do ajuste de um potenciômetro *P7* e que pequenas variações em torno desta frequência afetam significativamente o valor da atenuação. Outro fator importante advém do nível de ruído do sistema de medição, sendo que o valor de tensão medido na saída do filtro, para um sinal de 60 Hz, foi da ordem do nível de ruído do sistema de medição. Conseqüentemente, verifica-se que a leitura está sendo limitada pelo próprio sistema de medição, permitindo inferir que a atenuação real seja ainda mais intensa do que a aqui apresentada.

4.2.5. Análise da Sensibilidade

A sensibilidade (mV/nT) do magnetômetro GMI foi experimentalmente avaliada por meio da análise de sua tensão de saída em função de campos magnéticos CA, com amplitudes e frequências conhecidas. Estes campos foram gerados por uma Bobina de Helmholtz, excitada por um gerador de funções (33220A, Agilent). O gerador possui 14 bits de resolução e uma taxa de amostragem de 50 MSa/s, podendo gerar ondas senoidais com frequências entre 1 μ Hz e 20 MHz (incerteza de $\pm(10 \text{ ppm} + 3 \text{ pHz})$) e amplitudes entre 10 mV_{pp} e 10 V_{pp} (incerteza de $\pm(1 \% + 1 \text{ mV}_{pp})$).

A Figura 61 apresenta fotos representativas do arranjo experimental implementado, onde o elemento sensor (amostra GMI) é disposto no centro da Bobina de Helmholtz.

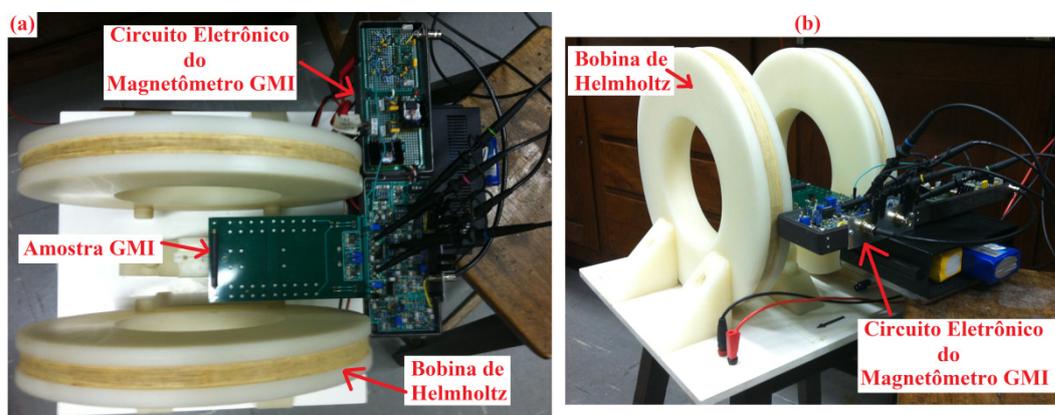


Figura 61 – Arranjo experimental implementado para avaliação da sensibilidade do magnetômetro GMI: (a) vista superior e (b) vista em perspectiva.

Entre a saída do gerador e os terminais de alimentação da bobina de Helmholtz foi conectada uma resistência de 1 kΩ, conforme indicado pela Figura 62, onde Z_H denota a impedância da bobina de Helmholtz.

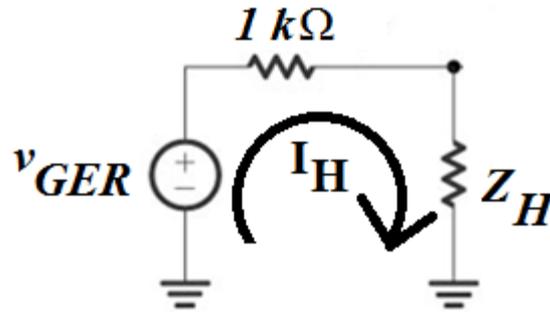


Figura 62 – Representação esquemática da configuração utilizada para excitação da Bobina de Helmholtz.

O campo magnético gerado pela bobina de Helmholtz é função da corrente I_H que flui por seus enrolamentos, sendo que para a bobina utilizada a relação entre campo e corrente é dada pela eq. (31), apresentada no capítulo 2. Tipicamente, para baixas frequências, tem-se que o módulo de Z_H é muito menor que 1 kΩ, sendo que, de forma aproximada, a eq. (31) pode ser reescrita como

$$B(t) = 2,87 \times 10^{-4} \times \left(\frac{v_{GER}(t)}{1\text{k}\Omega} \right), \quad (124)$$

onde $B(t)$ é a densidade de fluxo magnético, expressa em teslas.

Na situação retratada pela eq. (124) verifica-se que a amplitude de $B(t)$ não é afetada por Z_H , sendo diretamente proporcional à amplitude de $v_{GER}(t)$. No entanto, tendo em vista que a impedância da bobina de Helmholtz tem tanto componente resistiva quanto componente indutiva, percebe-se que o módulo de Z_H irá variar em função da frequência. Mais especificamente, tem-se que o módulo de Z_H aumenta com a frequência, podendo adquirir um peso significativo para frequências mais altas. Conseqüentemente, em uma modelagem mais realista tem-se que

$$B(t) = 2,87 \times 10^{-4} \times \overbrace{\left(\frac{v_{GER}(t)}{1\text{k}\Omega + Z_H} \right)}^{I_H}. \quad (125)$$

Dessa forma, tendo em vista a eq. (125), verifica-se que, caso se deseje garantir a geração de campos magnéticos com mesma amplitude em diferentes

frequências, deve-se ajustar a amplitude de $v_{GER}(t)$ a fim de se compensar as variações de Z_H . Conseqüentemente, antes de se apresentarem as medições de sensibilidade propriamente ditas, cabe apresentar e discutir a dependência da amplitude do campo magnético gerado, pela Bobina de Helmholtz, com a frequência do campo, a fim de se garantir uma análise adequada da sensibilidade do magnetômetro.

De forma a se retratar fielmente a dependência entre $B(t)$ e Z_H , obteve-se experimentalmente a curva de Z_H em função da frequência. Para tal fim, excitou-se o circuito (Figura 62) com um sinal senoidal v_{GER} de amplitude fixa (2 V) e frequência variável, e mediu-se a queda de tensão v_H sobre a impedância Z_H . Conseqüentemente, para cada frequência de interesse f , tem-se que

$$v_H(f) = \frac{Z_H(f)}{10^3 + Z_H(f)} \times 2. \quad (126)$$

Por sua vez, a eq. (110) pode ser reescrita como

$$Z_H(f) = \frac{10^3 \times v_H(f)}{2 - v_H(f)}. \quad (127)$$

A Tabela 6 apresenta o resultado da caracterização experimental, explicitando a dependência de Z_H com a frequência. Nesta Tabela são indicados ainda os respectivos valores de I_H e da densidade de fluxo magnético B associada, de acordo com a eq. (125).

Tabela 6 – Caracterização experimental da impedância da Bobina de Helmholtz Z_H em função da frequência.

Frequência (Hz)	v_{GER} (V)	v_H (mV)	Z_H (ohms)	I_H (mA)	B (nT)
5	2,00	7,50	3,76	1,993	573,242
10	2,00	7,50	3,76	1,993	573,242
50	2,00	11,25	5,66	1,989	572,163
100	2,00	12,00	6,04	1,988	571,948
500	2,00	36,00	18,33	1,964	565,043
1000	2,00	52,50	26,96	1,948	560,296
5000	2,00	192,50	106,50	1,808	520,018
10000	2,00	373,50	229,63	1,627	467,944

A Tabela 6 permite observar a clara dependência entre Z_H e a frequência f , sendo que, conforme esperado, verifica-se que para baixas frequências essa dependência é desprezível, porém torna-se importante com o aumento da frequência. A inspeção da Tabela também propicia a constatação de que, para uma amplitude constante da tensão de excitação v_{GER} , a amplitude do campo magnético B irá decair com o aumento da frequência f , pois aumentando-se f se aumenta o módulo de Z_H e, conseqüentemente, se reduz I_H .

Com base nas medições experimentais feitas, pode-se traçar uma curva de ajuste (eq. (128)) que modele analiticamente a relação entre Z_H e f . Tal curva de ajuste é apresentada na Figura 63.

$$Z_H = 10^{-10} \times f^3 - 2 \times 10^{-6} \times f^2 + 0,0257 \times f + 3,9671. \quad (128)$$

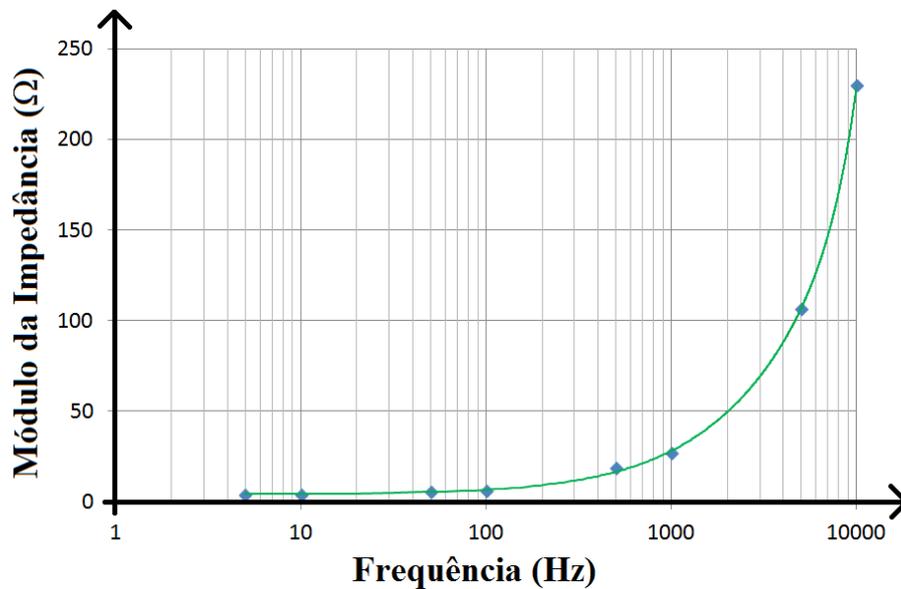


Figura 63 – Curva experimental do módulo da impedância da Bobina de Helmholtz $|Z_H|$ em função da frequência da corrente de excitação.

Caso deseje-se fazer a amplitude da densidade de fluxo magnético B ser igual a uma constante arbitrária B_1 , independentemente da frequência de excitação, deve-se atuar sobre a amplitude de v_{GER} , de acordo com a eq. (129).

$$v_{GER}(f) = \frac{B_1}{2,87 \times 10^{-4}} (1k\Omega + Z_H(f)). \quad (129)$$

onde v_{GER} é a amplitude do sinal do gerador em uma dada frequência f e $Z_H(f)$ é o módulo da impedância Z_H em uma dada frequência f , o qual pode ser obtido pela eq. (128).

Dessa forma, por exemplo, caso deseje-se manter a amplitude de um campo senoidal igual a $B_1 = 560$ nT, na faixa de frequências de 0 Hz a 10 kHz, basta que se utilize a eq. (129) a fim de se definir o valor adequado de v_{GER} para cada frequência selecionada. A Figura 64 apresenta a curva obtida de v_{GER} em função da frequência para o exemplo aqui discutido.

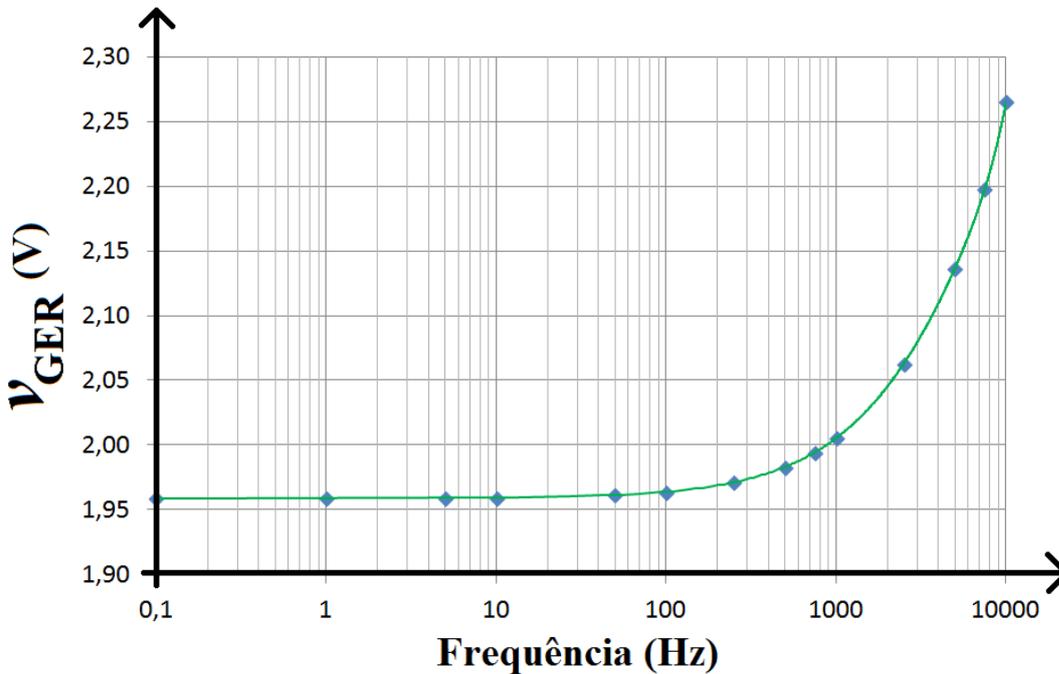


Figura 64 – Dependência da amplitude da tensão do gerador v_{GER} em função da frequência do sinal gerado, a fim de se manter a amplitude da densidade de fluxo magnético fixa em 560 nT.

Observando-se a Figura 64 verifica-se que, para baixas frequências, não são necessários ajustes em v_{GER} para se manter constante a amplitude do campo magnético gerado pela bobina de Helmholtz. Por outro lado, também nota-se que altas frequências demandam ajustes significativos em v_{GER} . Ressalta-se que, em virtude das especificações apresentadas e discutidas na seção 4.1, as medições realizadas na caracterização do transdutor GMI buscam avaliar seu comportamento para frequências abaixo de 1,5 kHz, faixa na qual a influência da frequência na amplitude do campo é razoavelmente pequena.

Explicitadas as características do sistema de medição implementado para avaliação da sensibilidade do magnetômetro GMI, pode-se proceder aos resultados das medições de sensibilidade, a qual foi avaliada para diversas frequências contidas na banda de passagem (0,1 Hz a 1,5 kHz). A Figura 65

exemplifica algumas das medições realizadas, referentes à resposta do magnetômetro GMI a campos magnéticos senoidais sempre de mesma amplitude (560 nT) e frequências variáveis.

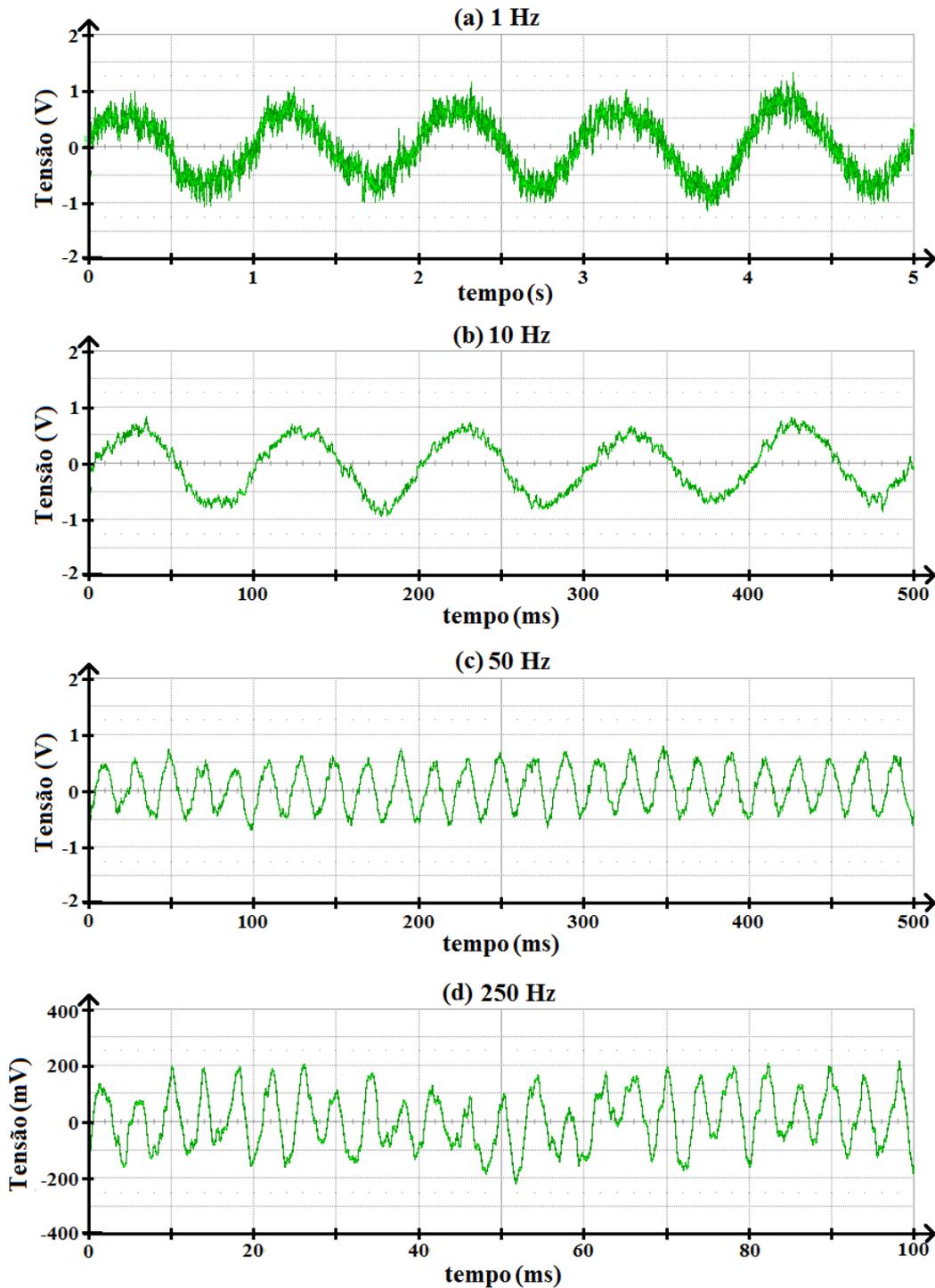


Figura 65 – Tensão de saída do magnetômetro GMI desenvolvido para campos magnéticos senoidais de mesma amplitude (560 nT) e frequências variáveis: (a) 1 Hz, (b) 10 Hz, (c) 50 Hz e (d) 250 Hz.

A inspeção da Figura 65 permite que se constate que, conforme esperado, a principal componente espectral do sinal de saída possui a mesma frequência do campo magnético utilizado para excitar a amostra GMI. Por outro lado, também é perceptível uma dependência da amplitude da tensão de saída do magnetômetro com a frequência do campo magnético, gerado pela bobina de Helmholtz. Mais especificamente, verifica-se que o aumento da frequência do campo reduz a amplitude da tensão de saída.

Em princípio essa dependência não era esperada, visto que atuou-se sobre v_{GER} de modo a garantir que, independentemente da frequência do campo magnético, a amplitude da densidade de fluxo magnético gerada pelas bobinas fosse sempre igual a 560 nT. Conseqüentemente, seria esperado que os quatro casos retratados na Figura 65 resultassem em tensões de saída com a mesma amplitude.

Por sua vez, a influência do estágio de filtragem na emergência deste comportamento também está descartada, pois, de acordo com a avaliação experimental apresentada na seção 4.2.4, para as quatro frequências analisadas (5 Hz, 10 Hz, 50 Hz e 250 Hz) o ganho do filtro é praticamente unitário.

Estes resultados indicam que a sensibilidade do magnetômetro se reduz com o aumento da frequência do campo. A fim de se investigar tal efeito, realizou-se uma análise sistemática da tensão de saída do circuito em função da frequência do campo magnético senoidal de excitação; sempre mantendo constante a amplitude do campo (560 nT). Os resultados dessas medições, apresentados na Figura 66, indicam uma dependência da sensibilidade (mV/nT) do magnetômetro GMI com a frequência do campo magnético de excitação. A Figura 66(a) indica a sensibilidade em mV/nT, enquanto que a Figura 66(b) apresenta a sensibilidade em dB, definida por

$$Sens(dB) = 20 \times \log \left(\frac{Sens(mV / nT)}{1,435mV / nT} \right). \quad (130)$$

onde 1,435 mV/nT é a sensibilidade obtida para a menor frequência avaliada (0,5 Hz).

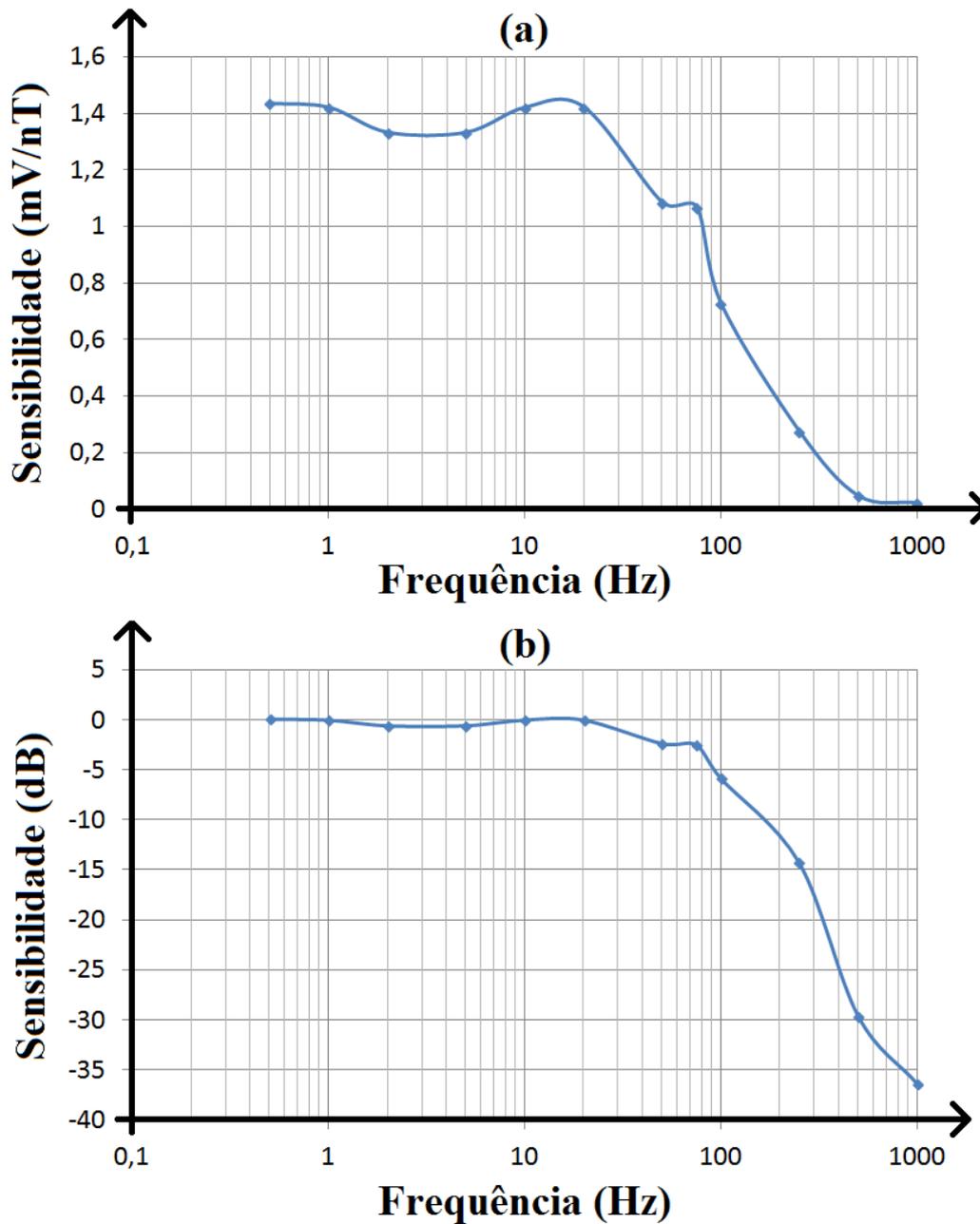


Figura 66 – Dependência da sensibilidade do magnetômetro GMI em função da frequência do campo magnético de excitação: (a) sensibilidade em mV/nT e (b) sensibilidade em dB.

Tendo em vista a curva apresentada na Figura 66(b), que explicita a dependência da sensibilidade com a frequência, pode-se ajustar uma curva de ajuste polinomial aos dados experimentais de modo a se obter a expressão analítica da sensibilidade, em dB, em função da frequência, em Hz. Essa expressão é explicitada pela eq. (131).

$$Sens_{dB}(f) = 4 \times 10^{-5} \times f^2 - 0,0758 \times f + 0,7426. \quad (131)$$

O comportamento explicitado na Figura 66 limita a banda do magnetômetro, sendo razoável admitir que a sensibilidade é constante para campos magnéticos com frequências inferiores a cerca de 50 Hz. Destaca-se que este efeito não é imposto pelas características do elemento sensor GMI, sendo induzido pelo circuito eletrônico de amplificação da sensibilidade de fase (seção 3.2).

Simulações computacionais do circuito, realizadas por meio de um programa SPICE, explicitaram que, ao se admitir que as componentes resistiva e indutiva da amostra GMI são moduladas por um campo magnético CA, observa-se que, a partir de uma dada frequência crítica do campo, a sensibilidade é de fato significativamente reduzida com o aumento da frequência. Ressalta-se ainda que tal comportamento só é perceptível para o circuito operando como oscilador (região instável), sendo que análises computacionais similares realizadas com o circuito operando em sua região estável não indicaram influência da frequência do campo magnético sobre a sensibilidade. Esta certamente é uma vantagem da operação do circuito na região estável.

Tendo em vista a eq. (107), apresentada na seção 3.2.3, que define a tensão de oscilação do circuito (desconsiderando os efeitos da limitação de amplitude), pode-se perceber que, conforme σ_1 (a parte real dos polos complexos conjugados) se aproxima da origem, mais lenta é a taxa de crescimento da oscilação senoidal, o que aumenta o tempo necessário para se atingir o regime permanente. Para situações nas quais σ_1 está próximo da origem, as simulações computacionais indicam que os efeitos da modulação do elemento sensor por um campo magnético CA reduzem significativamente a banda de passagem. Por outro lado, ao se aumentar σ_1 as simulações computacionais indicam que os efeitos da modulação do elemento sensor por um campo magnético CA são reduzidos, aumentando-se a banda de passagem.

Conseqüentemente, verifica-se que há uma relação de compromisso entre sensibilidade e banda de passagem, visto que ao se aproximar σ_1 da origem aumenta-se a sensibilidade a campos CC, mas reduz-se a banda de passagem. O aprofundamento da análise matemática de tal efeito possibilitará determinar a banda de passagem do magnetômetro em função de sua sensibilidade, ou vice-versa.

4.2.6. Análise da Figura de Ruído 1/f

Conforme discutido na seção 4.2.1, o circuito de amplificação da sensibilidade de fase, implementado por $U2$ (Figura 51), opera em sua região instável, onde se comporta como um oscilador cuja fase é controlável pelo campo magnético externo. Também, lembra-se que, conforme previamente discutido neste capítulo, para o correto funcionamento do estágio de detecção de fase, a frequência de oscilação f_{osc} deve ser igual à frequência de referência f_{REF} , que é constante e igual a 100 kHz – independentemente do campo magnético.

Dessa forma, na situação nominal de operação, deve-se fazer $f_{osc} = 100$ kHz. Porém, de acordo com os resultados e discussões apresentados na seção 4.2.2, verifica-se que f_{osc} pode ser afetada, por exemplo, pelo deslocamento do sensor GMI em relação ao campo magnético terrestre ou por componentes espúrias de campo, que afetem o valor do campo de polarização H_{pol} . No entanto, sempre pode-se fazer $f_{osc} = 100$ kHz atuando-se sobre o potenciômetro $P1$ (vide seção 4.2.1), indicado na Figura 51. Porém, variações em $P1$ também afetam a sensibilidade.

Destaca-se que, tipicamente, sempre que o circuito é religado deve-se refazer o ajuste de f_{osc} , por meio de $P1$, pois a frequência de oscilação estará levemente deslocada em relação a seu valor nominal ($f_{osc} = 100$ kHz). Assim, tem-se que a sensibilidade do circuito poderá variar a cada novo religamento.

Tendo em vista o disposto acima, para se obter a curva de densidade espectral de ruído do transdutor, é importante excitá-lo com um campo magnético de amplitude e frequência conhecidas pois, dessa forma, consegue-se avaliar a sensibilidade do mesmo. Assim, a fim de se medir a característica de ruído de saída do circuito eletrônico, excitou-se a amostra GMI com um campo magnético senoidal com 560 nT de amplitude e frequência de 10 Hz, e calculou-se a Transformada Rápida de Fourier (FFT – *Fast Fourier Transform*) do sinal de saída do magnetômetro, a qual é apresentada na Figura 67.

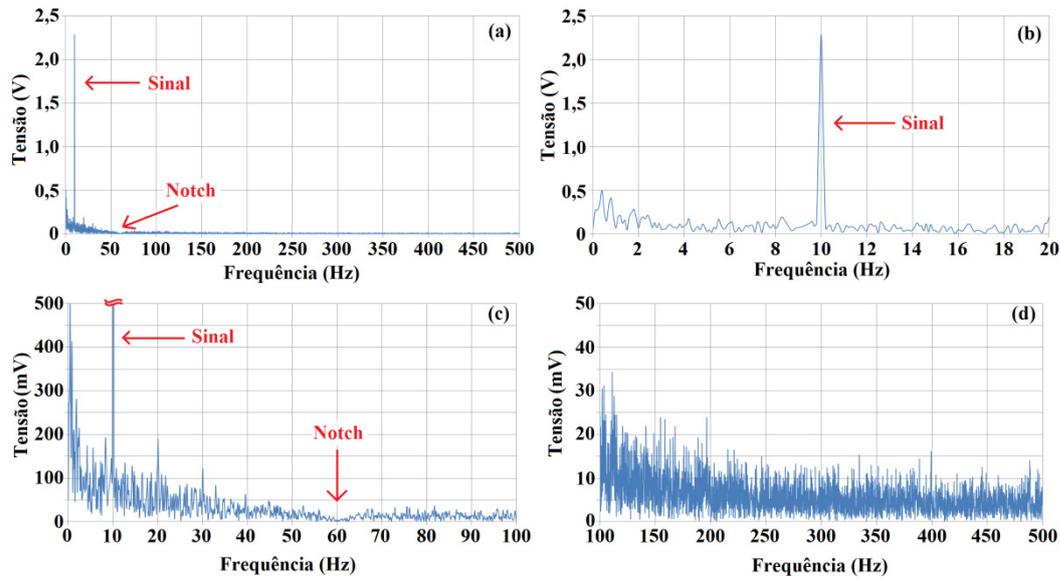


Figura 67 – Transformada Rápida de Fourier (FFT) do sinal de saída do magnetômetro GMI, em ambiente desprovido de blindagem magnética.

Sabe-se que a componente espectral em 10 Hz foi induzida pelo campo magnético de excitação, cuja amplitude é de 560 nT. Pela Figura 67, verifica-se que a amplitude, em tensão, desta componente espectral é de aproximadamente 2,28 V. Conseqüentemente, a presença desta componente espectral com amplitude conhecida, tanto em unidades de tensão quanto de campo magnético permite que se defina a sensibilidade do magnetômetro GMI como

$$Sensibilidade = \frac{2,28 \text{ V}}{560 \text{ nT}} = 4,07 \frac{mV}{nT}. \quad (132)$$

Destaca-se que, para a frequência de 10 Hz, a sensibilidade do circuito nesta medição (4,07 mV/nT) é razoavelmente distinta da sensibilidade apresentada na Figura 66(a) da seção 4.2.5 (1,42 mV/nT). Conforme discutido na seção 3.2, o ajuste da sensibilidade é crítico, sendo que pequenas variações no potenciômetro P1 (Figura 51) implicam em alterações consideráveis na sensibilidade. Conseqüentemente, verifica-se que, a fim de se estimar a sensibilidade, é extremamente importante a utilização de um sinal de campo magnético de referência, com amplitude conhecida.

Uma figura de mérito amplamente utilizada na caracterização de transdutores magnéticos é a densidade espectral de ruído, expressa em nT.Hz^{-1/2}. Esta pode ser obtida utilizando-se a sensibilidade explicitada na eq. (132), a fim de se converter os valores de tensão, apresentados na Figura 67, em seus

respectivos valores de densidade de fluxo magnético. Em seguida, conforme o método descrito em [130], estes valores devem ser divididos pela raiz quadrada do parâmetro ENBW (*Effective Noise Bandwidth*), definido na eq. (133).

$$ENBW = k \times \frac{f_s}{N}, \quad (133)$$

onde k é uma constante real atribuída ao tipo de janelamento (*windowing*) utilizado no cálculo da FFT, f_s é a frequência de amostragem e N é a quantidade de amostras utilizadas no cálculo da FFT.

Para a obtenção dos resultados apresentados na Figura 67, utilizou-se o janelamento de *Hanning* ($k = 1,5$), $f_s = 1$ kS/s e $N = 10$ kS. Consequentemente, utilizando-se a eq. (133), verifica-se que $ENBW = 0,15$ Hz. Dessa forma, a densidade espectral de ruído (LSD – *Linear Spectral Density*) pode ser definida como [130]:

$$LSD(f) = \frac{\left(\frac{V_{out}(f)}{Sensibilidade} \right)}{\sqrt{ENBW}} = \frac{\left(\frac{V_{out}(f)}{(4,07 \text{ mV/nT})} \right)}{\sqrt{0,15}}. \quad (134)$$

onde LSD é dado em $\text{nT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, f é a frequência da componente espectral analisada (expressa em Hz), $V_{out}(f)$ é a FFT da tensão de saída (expressa em mV) – Figura 67 – e *Sensibilidade* é sensibilidade do magnetômetro (expressa em mV/nT) – eq. (132).

Utilizando-se a eq. (134) pode-se construir o gráfico da densidade espectral de ruído, o qual é apresentado na Figura 68.

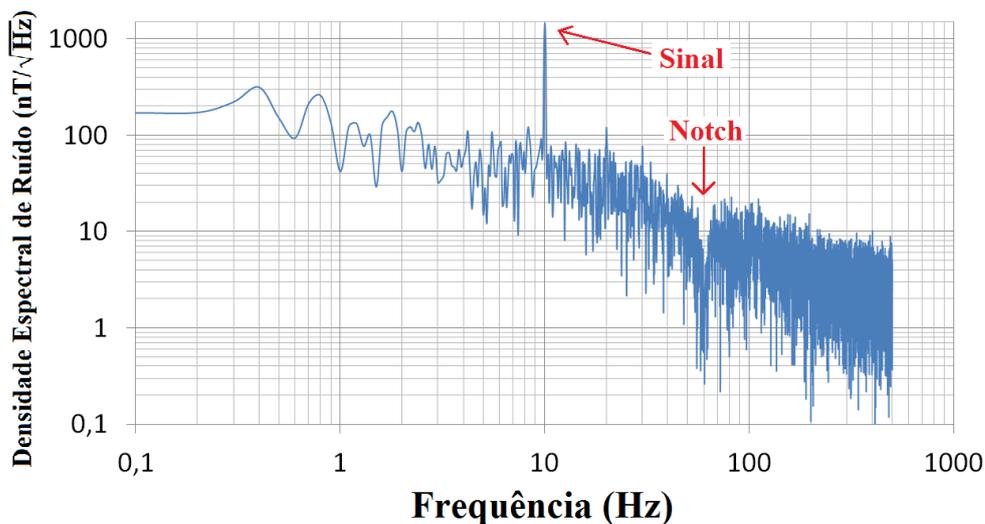


Figura 68 – Densidade espectral de ruído da tensão de saída do magnetômetro GMI desenvolvido, em ambiente desprovido de blindagem.

O comportamento da curva de densidade espectral de ruído obtida (Figura 68) é o comportamento usual das curvas de ruído de magnetômetros, as quais tipicamente apresentam uma dependência inversamente proporcional a uma potência da frequência. Dessa forma, muitas vezes na literatura estas curvas são denominadas curvas de ruído $1/f$.

Em baixas frequências, o ruído magnético típico em áreas urbanas é da ordem de dezenas de nanoteslas [7, 95-97]. Destaca-se que as medições experimentais, para obtenção dos dados utilizados na confecção das curvas de ruído $1/f$ apresentadas na Figura 68, foram realizadas em ambiente laboratorial desprovido de qualquer tipo de blindagem magnética.