

**Observação de Ciclos Periódicos em Janelas
de Caos em GaAs Controladas por Campo
Magnético**

SAMIR LACERDA DA SILVA

**OBSERVAÇÃO DE CICLOS PERIÓDICOS EM
JANELAS DE CAOS EM GaAs CONTROLADAS
POR CAMPO MAGNÉTICO**

SAMIR LACERDA DA SILVA

ORIENTADOR: ALFREDO GONTIJO DE OLIVEIRA

CO-ORIENTADOR: GERALDO MATHIAS RIBEIRO

**Dissertação apresentada à Universidade
Federal de Minas Gerais como requisito
para obtenção do grau de MESTRE EM
FÍSICA.**

**BELO HORIZONTE
AGOSTO DE 2008**

Agradecimentos

- Ao professor Alfredo Gontijo de Oliveira, por sua orientação, acompanhamento e atenção permanentes, pelo constante debate e, pelo seu comprometimento no meu processo de formação científica.
- Ao professor Geraldo Mathias Ribeiro, por sua constante colaboração, participação e amizade que tiveram um importante papel no desenvolvimento de meu trabalho.
- Ao Dr. Rero Marques Rubinger e ao Dr Rodrigo Lacerda da Silva por terem se disponibilizados a me ajudar neste trabalho, também pelas discussões que contribuíram para a minha formação.
- Ao meu colega *Emilson Ribeiro Viana Junior* pelas discussões científicas, amizade e companheirismos ao longo deste período de pós-graduação.
- Aos colegas de curso, que contribuíram com a amizade e discussões enriquecedoras.
- Aos funcionários do Departamento de Física da UFMG, pela sua colaboração na disponibilização da infra-estrutura, necessária ao desenvolvimento deste trabalho.
- A minha namorada Gabriela por seu apoio, compreensão, amor e carinho.
- A meu pai e mãe, irmãos por sua solidariedade, compreensão e apoio ao meu desenvolvimento.
- A CAPES, que proporcionou minha disponibilidade integral à implementação deste projeto.
- A Deus.

Índice

Resumo	vi
Abstract	vii
Introdução	1
Referências da introdução	4
Capítulo 1 - Introdução aos conceitos de sistemas caóticos	5
O diagrama de bifurcação	5
Referências do capítulo 1	9
Capítulo 2 - Oscilações de Baixa Freqüência em semicondutores	10
Experimentos com semi-isolantes GaAs	13
Referências do capítulo 1	17
Capítulo 3 - Detalhes e Procedimentos Experimentais	18
Referências do capítulo 2	29
Capítulo 4 - Resultados e discussões	30
Referências do capítulo 3	49
Capítulo 5 – Conclusões	50

Resumo

Oscilações de corrente de baixa frequência têm sido muito investigadas sobre a influência da tensão elétrica externa, a temperatura e a iluminação. Um campo magnético aplicado paralelamente foi usado nesse trabalho para obter janelas periódicas ímpares e bifurcações dentro delas num espaço de parâmetros de duas dimensões em um GaAs semi-isolante crescido por epitaxia de feixe molecular LT-MBE. Dois tipos de espaços de parâmetro foram usados para estabilizar janelas de período ímpar e as bifurcações, isto é, a tensão elétrica aplicada versus o campo magnético paralelo e a iluminação versus o campo magnético paralelo. Reproduzimos com sucesso observações de ciclos estáveis de periodicidade 3, 4, 5, 6, 7 e 8 dentro de uma janela de período-3. Um exemplo de rota de bifurcação é apresentada seguindo a seqüência de caos para 4, 3, 6, 3, 5, 7, 5, e volta a caos no espaço de parâmetro de tensão versus campo magnético. Nessa rota de bifurcação nos mostraremos que o seguimento de ciclos está bifurcando e colapsando.

Abstract

Low frequency current oscillations have been usually investigated under the influence of the external applied bias, the temperature and the illumination. A parallel applied magnetic field has been used in the present work in order to obtain odd periodic windows and bifurcations inside them in a two dimension parameter space in a semi-insulating GaAs grown by molecular beam epitaxy. Two kinds of parameter spaces have been used in order to stabilize the odd periodic windows and the bifurcations, namely, the external applied bias *versus* the parallel magnetic field and the illumination *versus* the parallel magnetic field. We report on a successful observation of stable cycles of periodicity 3, 4, 5, 6, 7 and 8 inside a period-3 window. An example of bifurcation route is presented following the sequence from chaos to 4, 3, 6, 3, 5, 7, 5, and back to chaos in the parameter space of bias *versus* magnetic field. In this bifurcation route we will show which branch of the cycle is bifurcating and which are coalescing.

Introdução

O sucesso das aplicações de materiais semicondutores sempre estimulou atualmente um grande número de trabalhos. Muitos experimentos são realizados com o objetivo de estudar as propriedades elétricas relevantes para futuros dispositivos eletrônicos. Cada nova descoberta lança bases para novas áreas de pesquisas com importantes aplicações tecnológicas, tais como, a fabricação de microprocessadores, comunicação móvel, dentre outras.

No estudo de semicondutores observa-se em alguns casos a necessidade de recorrer ao conhecimento de dinâmica não-linear para descrever comportamentos de suas propriedades elétricas. Certas categorias de semicondutores, quando preparados em condições específicas, apresentam comportamentos peculiares na corrente elétrica que flui através da amostra. Esse é o caso, por exemplo, quando amostras de GaAs são crescidas por Epitaxia por Feixe Molecular à Baixa Temperatura - LT-MBE numa faixa entre 200°C e 400°C. Nesse caso, a amostra tem elevada densidade de defeitos profundos, com característica de materiais semi-isolantes que, sob a influência de um campo elétrico externo intenso, apresentam comportamentos não lineares à temperatura ambiente [1,2].

Especificamente, em amostras semi-isolantes de GaAs, foram observadas experimentalmente oscilações espontâneas de corrente elétrica à baixa frequência (LFO do inglês *low frequency oscillations*). Estas oscilações apresentam frequência na faixa de sub-Hz a 10⁵Hz [1]. Genericamente, os processos físicos responsáveis pelos comportamentos não-lineares da corrente como processo de geração e

recombinação (g-r) de portadores de carga [8]. Em nosso grupo, vários artigos científicos, dissertações de mestrado e teses de doutorado já foram realizadas [5-7].

Nessa dissertação de mestrado, pretendemos dar mais uma contribuição original e estudar o controle das oscilações espontâneas de correntes em semi-isolantes GaAs crescidas por LT-MBE. Nossa opção foi de aplicar um campo magnético externo \mathbf{B} . Após sondagens, optamos pela utilização de ter a orientação alinhada paralela à direção de propagação dos domínios de campo associados às LFO [3,4]. Dessa forma, temos a chance de trabalhar com uma combinação de quatro parâmetros: o campo elétrico \mathbf{E} , o campo magnético \mathbf{B}_{\parallel} , a iluminação e a temperatura em que a amostra é submetida. O resultado final é que, desta forma é possível promover fino e preciso o controle de oscilações. Particularmente, iremos mostrar como, a partir do sistema em regime caótico, conseguir estabilizar as órbitas em uma bacia de atração específica, estabilizando, por exemplo, órbitas periódicas de números ímpares e introduzir transições entre órbitas de várias periodicidades.

No capítulo 1 e 2, faremos uma revisão da literatura considerando os pontos que julgamos mais relevantes relacionados com a dinâmica não-linear em GaAs semi-isolante e sobre nossa opção em trabalhar com controle de caos com estabilização de órbitas instáveis de períodos ímpares das medidas de LFO bem como estudar as transições entre órbitas nas vizinhas do período ímpar escolhido. Faremos também uma descrição dos processos físicos que levam às instabilidades e às oscilações espontâneas de corrente. Os padrões auto-organizados têm uma correlação direta com regiões de condutividade diferencial negativa (NDC) na curva da corrente em função da tensão V , ou seja, na curva $I(V)$. Essas regiões são de fácil acesso e se prestam a localizar as condições experimentais para a ocorrência das LFO.

No capítulo 3 apresentaremos a descrição dos procedimentos experimentais necessários para a realização das medidas das LFO na presença de um campo magnético paralelo. A montagem experimental utilizada é extremamente simples, pois consiste, basicamente, da amostra em série com um resistor e uma fonte de tensão elétrica. Nesse capítulo, discutiremos também o papel preponderante que o campo magnético tem para se conseguir passos finos no diagrama de bifurcação e como isso é conseguido utilizando um moderno sistema de geração de campo magnético com precisão de 0.8 Gauss.

No Capítulo 4, apresentaremos os resultados obtidos com o circuito elétrico, e discutiremos os mapas das vizinhas de uma janela no caos que foi escolhido tendo como referência de partida um ciclo de periodicidade 3. Iremos então mostrar como as medidas precisas conseguidas pelo pequeno incremento no campo magnético permite estudar bifurcações nas vizinhanças de ciclo de periodicidade 3. Dessa forma, conseguimos estabilizar claros ciclos de periodicidade 4, 5, 6, 7 e 8. Tanto quanto sabemos, essa é a primeira vez que bifurcações dessa natureza são observados experimentalmente.

Na nossa avaliação, um resultado científico significativo foi alcançado. Esse trabalho trás como um parâmetro adicional, o campo magnético aplicado paralelamente, para obter janelas de período ímpar e bifurcações, e dentro delas um espaço de parâmetros de duas dimensões foi construído. Reproduzimos com sucesso observações de ciclos estáveis de periodicidade 3, 4, 5, 6, 7 e 8 dentro de uma janela de período-3; em resumo, temos um amplo enriquecimento científico. Deste modo, ao decorrer deste texto, em cada capítulo, vamos descrever os procedimentos e as metodologias de estudos, no qual teve como fruto este trabalho de mestrado.

Referências da Introdução

- [1] R. M. Rubinger, R. L. da Silva, A. G. de Oliveira, G. M. Ribeiro, H. A. Albuquerque, W. N. Rodrigues and M. V. B. Moreira, *Chaos* **13**, 457 (2003);
- [2] R. L. da Silva, H. A. Albuquerque, R. M. Rubinger, A. G. de Oliveira, G. M. Ribeiro and W. N. Rodrigues, *Physica D* **194**, 166 (2004).
- [3] F. Piazza, P. C. M. Christianen and J. C. Maan, *Phys. Rev. B* **55**, 15591 (1997).
- [4] M. Kiyama, M. Tatsumi and M. Yamada, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 012102 (2005).
- [5] Tese de doutorado do Dr. Rero Marques Rubinger, *Auto-organização Induzida por Processos de Geração e Recombinação Ativos por Campo Elétrico em Semicondutores em Regime de não Equilíbrio Térmico*, Janeiro de 2000, DPF Física – UFMG.
- [6] Dissertação de mestrado de Rodrigo Lacerda da Silva, *Análise de séries temporais não-lineares em medidas elétricas de GaAs*, março de 2001, DPF Física – UFMG
- [7] Tese de doutorado de Rodrigo Lacerda da Silva, *Oscilações Espontâneas de Corrente Elétric e Rotas para o Caos em GaAs.*, Abril de 2006, DPF Física – UFMG
- [8] E. Schöll, *Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors*, Spring, Berlin (1987)

Capítulo 1

Introdução aos conceitos de sistemas caóticos

Nas últimas décadas tem-se verificado um grande desenvolvimento no estudo dos fenômenos não-lineares com a introdução de novas abordagens e conceitos no tratamento de sistemas dinâmicos. Nesse capítulo reservamos uma atenção especial a alguns desses conceitos, para trazer ao leitor um bom acompanhamento conceitual da linguagem encerrada no desenvolvimento desse trabalho. Através de alguns exemplos de sistemas não-lineares discutiremos conceitos importantes como atratores, bifurcações, diagrama de bifurcação, janelas de ordem.

O diagrama de bifurcação

Usaremos de um modelo para dinâmica de populações biológicas para ilustrar os conceitos importantes de dinâmica não-linear. O modelo criado por Robert May, o mapa logístico, prever a evolução de uma população biológica. Nesse modelo apresenta comportamento periódico para determinados parâmetros e caótico para outros [1,2].

$$x_{n+1} = \mu x_n (1 - x_n) = f_{\mu}(x_n) \quad (1.1)$$

A equação acima, conhecida como mapa logístico, onde os valores de x representam porcentagens da população ao longo do tempo, é uma equação determinística, ou seja, sua situação futura será determinada pelas condições presentes. O comportamento desse sistema varia radicalmente para diferentes

valores do parâmetro de controle μ . Assim, o sistema pode passar de periódico a caótico devido a pequenas variações de μ . O mapa é construído para cada valor fixo de μ entre $0 \leq \mu \leq 4$ varia-se o valor de x entre $0 \leq x \leq 1$ e evolui a equação (1.1). A seqüência de valores de x gerados por essa iteração é chamada de trajetória ou órbita que depende do valor inicial de x [1,2].

Variando o parâmetro de controle μ podemos observar a complexidade do mapa logístico. Para $\mu \leq 3$ qualquer população inicial evolui em direção a um único ponto de equilíbrio estável, ou seja um ponto fixo. Veja figura 1.2a. Nessas condições o comportamento do mapa é periódico, sendo fácil prever as condições futuras, pois obedece a certa regularidade que, em longo prazo, se estabiliza na forma de um atrator [1,2].

Entendemos como um atrator, o conjunto de pontos invariante no espaço de estados, visitados pela solução de uma equação de evolução. Em um modo mais simples, diz-se simplesmente que atrator é um conjunto invariante de pontos para o qual órbitas próximas convergem depois de um tempo suficientemente longo.

No mapa logístico observamos três tipos diferentes de atratores: (a) atrator tipo ponto fixo, quando o sistema evolui para um único ponto; (b) atrator tipo duplo ciclo e ciclos ímpares, quando se estabiliza numa repetição de dois ou mais pontos e (c) atrator estranho, quando não há um padrão de repetição. Vamos ilustrar esses atratores com alguns exemplos [1,2].

Para ilustrar o atrator de ponto fixo iremos utilizar o pêndulo físico em presença de forças de amortecimento. Em seu regime estacionário ele não executa oscilações. Uma perturbação provoca um movimento oscilatório amortecido e, com o tempo, o pêndulo volta assintoticamente para o repouso. Vemos que este ponto de repouso tem características de um ponto fixo do sistema, devido à convergência assintótica da órbita no espaço de estados. Nesse caso, o ponto fixo é denominado

de ponto de atração como mostrado na figura 1.1a. Passemos a outra situação desse pêndulo físico, ou seja, aquela em que ele é colocado na posição de equilíbrio instável na parte superior do eixo de rotação. Ele permanecerá indefinidamente nessa situação, caracterizando, portanto, outro ponto fixo, até que uma perturbação, tão pequena quanto se queira, o tire dessa posição de equilíbrio instável. Devido à dissipação presente no sistema, ele irá assintoticamente para o ponto fixo estável, descrito anteriormente. Nesse caso, por haver um sistemático distanciamento (no caso, assintótico) do ponto fixo original ele é denominado como ponto fixo repulsivo.

Uma situação ligeiramente mais complexa que o caso anterior é o do atrator de órbita periódica. O exemplo clássico é o de um objeto que é lançado da Terra com uma velocidade para colocá-lo em órbita. Do ponto de referência de um observador externo a Terra, o objeto descreveria uma rota espiral contínua até atingir o movimento orbital. Esta órbita seria uma elipse. Essa órbita é chamada de ciclo limite do atrator. Nesse caso, o atrator é “de dentro para fora”, ou seja, de um ponto central para uma órbita. Por outro lado, se o objeto mudasse de órbita pela mudança de energia, para uma órbita de menor raio, o atrator seria “de fora para dentro”, como ilustrado na figura 1.1b.



Figura 1.1: Atratores no plano: (a) ponto fixo e (b) ciclo limite (pontilhado).

Para $\mu = 3$ o atrator se bifurca por uma duplicação de período, resultando em um ciclo limite de período 2 (atrator de período 2). Novas bifurcações de período ocorrem à medida que se aumenta μ , resultando numa seqüência ou cascata de bifurcações. Veja figura 2a.

Existe um valor crítico de μ_c , onde valores maiores que $\mu_c = 3,569\dots$ resultam órbitas não-periódicas (isto é caótica) com ocorrência de janelas de periodicidade. Uma janela de periodicidade pode ser observado na figura 2b para $\mu \approx 3,83$, onde um atrator de período 3 ocorre. No regime caótico o atrator possui uma órbita com alta sensibilidade às condições iniciais. Isso significa que começando com dois pontos ligeiramente separados no espaço de estados, as órbitas se distanciam exponencialmente com o passar do tempo. Nesse caso, a órbita do atrator não se fecha e ele fica descrevendo uma trajetória aperiódica numa região finita do espaço de estados. Esses atratores são conhecidos na literatura como atratores estranhos [1,2].

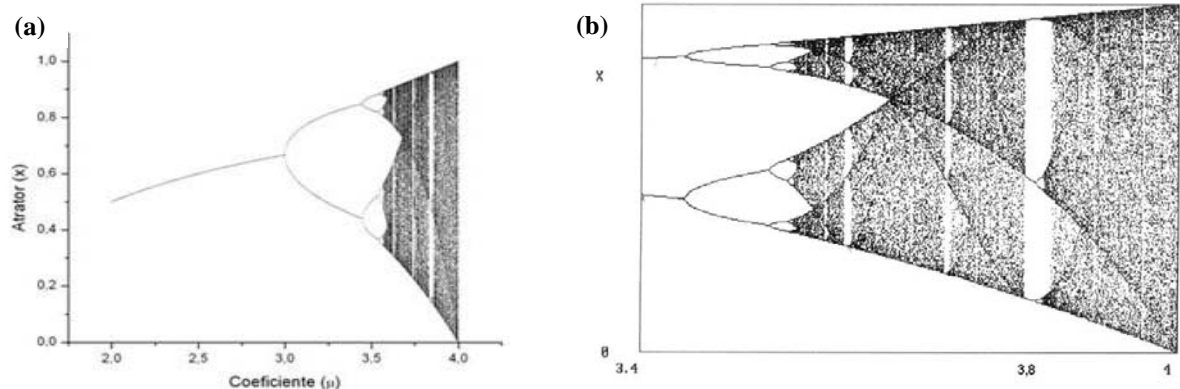


Figura 2.1: Interadas assintóticas do mapa logístico. Observa-se uma cascata com duplicação de período até $\mu_c = 3,569\dots$. Além desse valor existe comportamento caótico entremeado por janelas de periodicidade. Em (b) para $\mu \approx 3,83$, é evidente a presença de um atrator de período 3 [1,2].

Referências do Capítulo 1

[1] Robert C. Hilbom, *Chaos and Nonlinear Dynamics*, Oxford University Press, New York (1994).

[2] Nelson Fiedler-Ferrara e Carmem P. Cintra do Prado, *Caos uma introdução*, Ed Edgard Blücher Ltda, São Paulo SP – Brasil (1994).

Capítulo 2

Oscilações de Baixa Frequência em Semicondutores

Os materiais semicondutores são muito utilizados para realização de estudos que visão para entender os fenômenos de dinâmica não-linear causado por correntes elétricas, campos e outras grandezas físicas. Neste capítulo uma revisão de bibliografia será feita sobre alguns temas relacionados oscilações de baixa frequência (LFO do inglês *low frequency oscillations*) em semicondutores. Portanto, o objetivo desse capítulo é trazer ao leitor não iniciado a definição das oscilações de baixa frequência, conceito já bastante consolidado em alguns trabalhos importantes [1,2,5]. Iremos também descrever rapidamente as condições básicas que são necessárias para seu surgimento e quais os efeitos sobre elas da iluminação e temperatura. Iremos também discutir o papel do campo magnético e, nesse caso, faremos de forma menos sucinta posto ser este o parâmetro original básico para a realização de nosso trabalho.

Nas amostras semi-isolantes de GaAs, crescidas por epitaxia de feixe molecular a baixa temperatura (LT-MBE), as oscilações de baixa frequência (LFO - Low Frequency Oscillations) da corrente elétrica são observadas experimentalmente e vêm sendo sistematicamente estudadas sob a influência dos parâmetros de controle como o campo elétrico E , a iluminação do LED e a temperatura. Essas oscilações são observadas em circuitos elétricos simples, em que a amostra é conectada em série com um resistor e ligados a uma fonte de tensão DC (corrente contínua). As LFO são oscilações espontâneas caracterizadas pelo valor das frequências observadas, que se encontram localizada na faixa de sub-Hz a 10^5 Hz. Essas oscilações espontâneas de corrente, observadas sob condições controladas, apresentam rotas de bifurcação para o caos quando os parâmetros de controle são

alterados. Os processos físicos responsáveis pelos comportamentos não-lineares da corrente são conhecidos como processo de geração e recombinação (g-r) de portadores de carga e é de uma competição entre a geração e a recombinação que as oscilações espontâneas são geradas. As LFO foram primeiramente observadas nos meados da década de 60 e foram descritas por vários trabalhos teóricos e experimentais [1,2,6,7]. O fenômeno é ilustrado na figura 2.1 para medidas em uma amostra de GaAs semi-isolante.

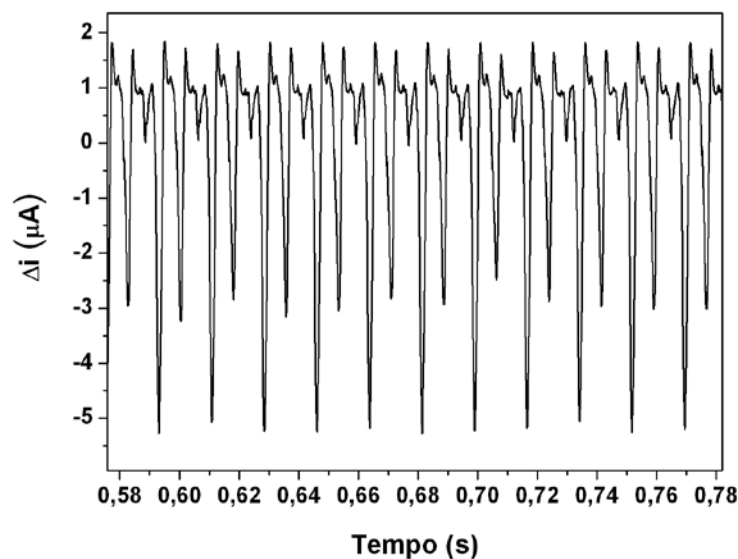


Figura 2.1: Uma LFO padrão para uma amostra de GaAs semi-isolante com ciclo de periodicidade 3 obtida em nossas medidas.

Diversos trabalhos realizados indicam, de forma já consistente, que as oscilações ocorrem pela formação de domínios de campo elétrico que propagam através da amostra, sendo gerados no catodo e destruídos no anodo [1-5]. Resultados já amplamente divulgados associam as LFO ao aparecimento de uma região de condutividade diferencial negativa (NDC), em suas curvas $I(V)$, quando aplicamos ao circuito uma tensão DC ajustável (veja figura 2.2). Nessas condições, quando essas amostras são perturbadas o sistema está sujeito a fazer transições entre diferentes padrões auto-organizados que estão correlacionados com as LFO

devido a efeitos não-lineares de transporte podendo levar a regime de condução caótico, obtido ao se variar um parâmetro que leva a um processo de duplicação de períodos sucessivos no espaço de estados.

Como uma informação adicional, o fenômeno de NDC permite distinção quanto à forma da curva característica. Tradicionalmente, dizemos que ela pode ser do tipo SNDC e NNDC. Essa notação decorre da semelhança da curva característica com as letras **S** e **N** no sentido de que a região de derivada negativa é a parte central de S ou de N. Isso é ilustrado na Figura 2.2 (a) e (b).

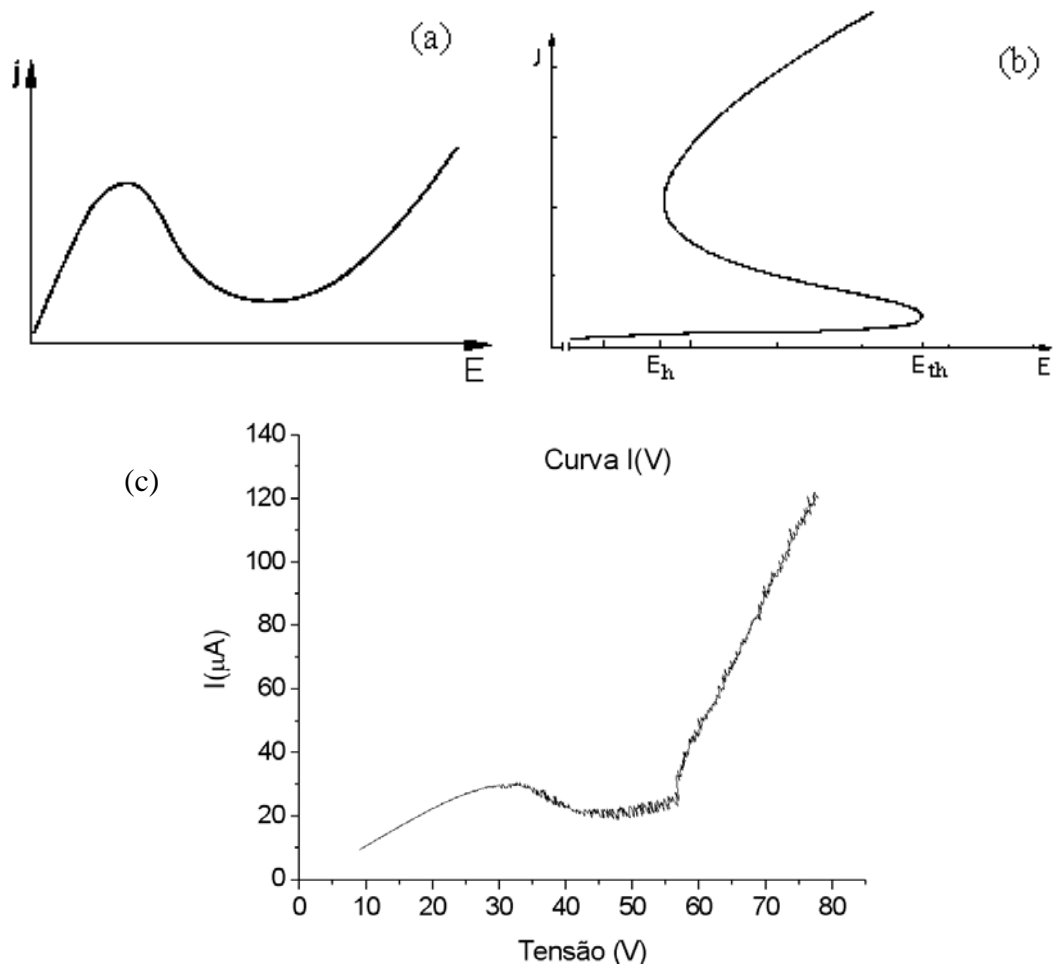


Figura 2.2: Densidade de corrente j em função do campo elétrico E para os dois tipos de NDC: (a) NNDC, (b) SNDC [5]. Em (c) Curva $I(V)$ típica, medida a temperatura de 200 K e sob iluminação de 30 mA no LED. LFO espontâneas são observadas para valores da tensão acima de cerca de $V_c = 30$ V.

Observando a figura 2.2 (c) da curva $I(V)$ nota-se que a existência de uma região de resposta linear e que, portanto, vale a Lei de Ohm. Com o aumento de V , fenômenos não-lineares aparecem fazendo com que um crescimento sub-linear seja observado, inclusive com a presença de uma região de derivada negativa parecendo bastante ruidosa. Esse aparente ruído é, na realidade, decorrência da presença das LFO. Fazendo crescer ainda mais V , observa-se um crescimento rápido da corrente. Nesse caso, um *threshold* (gatilho) físico, leva a um crescimento rápido da função.

Experimentos com semi-isolantes GaAs

Nesse trabalho, como em muitos outros, estudamos a dependência das LFO dentro da região NDC estão relacionados, além da tensão aplicada, com alguns outros parâmetros utilizados na medida da amostra, como o campo elétrico aplicado, a iluminação do LED e a temperatura da amostra. Assim, esses três parâmetros exercem uma grande influência sobre as oscilações da corrente na amostra. Nos próximos parágrafos discutiremos um pouco dessa influência sobre as oscilações de corrente em amostras semi-isolante de GaAs. Discutiremos o comportamento das LFO em função desses três parâmetros de controle e, de forma especial, iremos introduzir o quarto parâmetro, o campo magnético, para realizar a nossa contribuição, inédita, na compreensão do diagrama de bifurcação.

A temperatura e a iluminação exercem uma grande influência sobre as oscilações de corrente em GaAs semi-isolante. O resultado dela é o deslocamento do potencial elétrico e, conseqüentemente, da alteração no padrão de oscilação, veja figura 2.3. Na figura 2.4 (a) e (b) podemos ver seu efeito sobre o aumento da velocidade de domínio e da amplitude das oscilações com a temperatura.

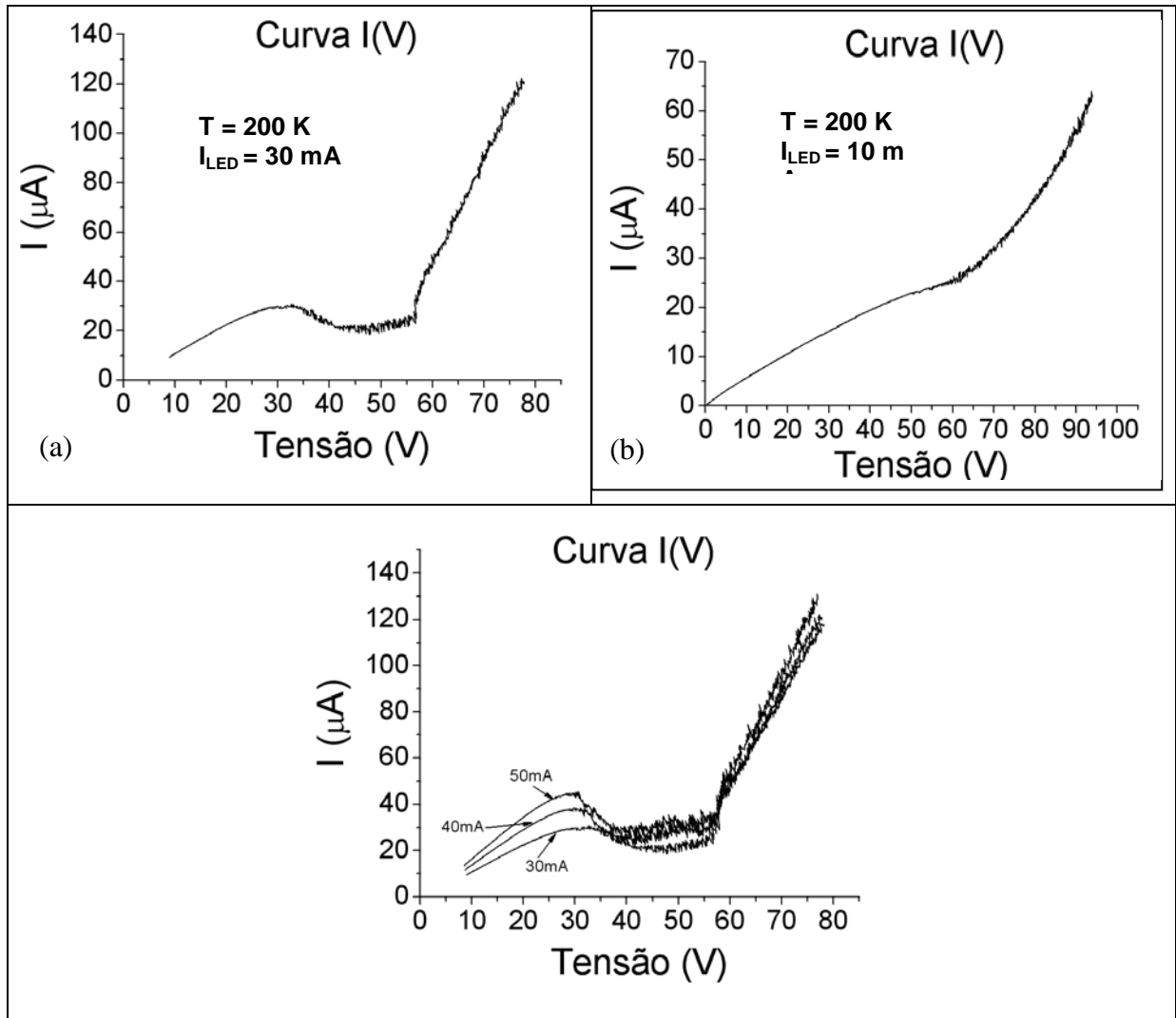


Figura 2.3: Ilustração da dependência das propriedades de transporte para com a iluminação de uma amostra semi-isolante de GaAs crescida por MBE à temperatura de 315 °C.

A luz do LED produz uma alteração na densidade de elétrons livres que, via o processo de foto-excitação, por sua vez altera as condições de condução da amostra e conseqüentemente, alterando as curvas $I(V)$. Para temperatura e tensão elétrica constante, quanto maior a intensidade luminosa, tanto maior é a densidade de elétrons fotogerados. Igualmente, mudanças na temperatura também alteram a resistividade elétrica, e foi observado que quanto menor a temperatura tanto maior é a sua resistividade, num comportamento típico de materiais semicondutores.

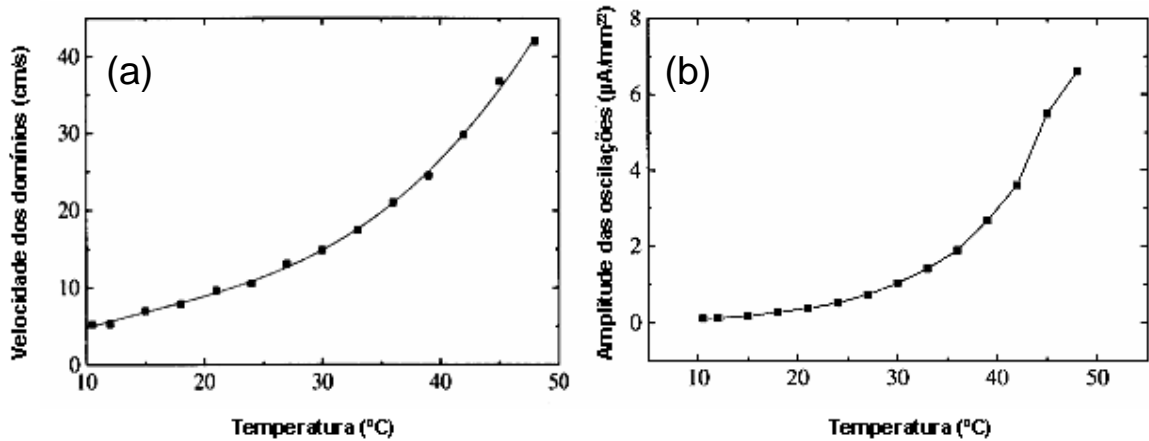


Figura 2.4: (a) dependência da velocidade dos domínios com a temperatura em SI GaAs. $V_{app} = 1400$ V. (b) dependência das amplitudes de oscilações com a temperatura em SI GaAs, $V_{app} = 1400$ V [5].

Alguns poucos trabalhos têm abordado de medidas em presença de campo magnético \mathbf{B} em amostras semi-isolantes de GaAs e sua correlação com as medidas de LFO realizadas no escuro, em temperatura ambiente, no qual podemos citar o trabalho de Vaitkus et al.[7]. Suas principais conclusões o levaram a propor que o campo magnético induz oscilações e que ele pode causar ou destruir tais oscilações, dependendo do acoplamento dos campos elétrico e magnético oscilantes. Neumann et al. [5] investigaram o efeito do campo magnético perpendicular acima de 14 T e mostraram a existência de um extraordinário efeito sobre o transporte elétrico.

Neumann mostrou também que o efeito do campo magnético sobre as LFO é mais significativo quando \mathbf{B} é aplicado perpendicularmente a corrente da amostra ou sobre sua superfície. Mas se \mathbf{B} for aplicado paralelo a corrente ou a superfície da amostra nenhum efeito significativo sobre o transporte elétrico foi observado [5].

Em um trabalho recente em nosso grupo [6], utilizando uma amostra semi-isolante de GaAs crescida por LT-MBE, onde as LFO, diagrama de bifurcações e atratores foram estudados na presença de campo magnético paralelo, e influencia fortemente o diagrama de bifurcações. A proposta dos autores sobre o efeito do campo magnético paralelo é que ele possui uma dependência com \mathbf{B}^2 , e sua ação

deve esta associada com portadores de carga. O efeito no campo elétrico externo é devido à repulsão Coulombiana entre portadores livres e *hopping* e também no mecanismo de recombinação de cargas em uma banda de impurezas.

Neste trabalho de dissertação de mestrado, novos estudos foram feitos sobre o efeito do campo magnético paralelo em oscilações de baixa frequência de corrente em amostras semi-isolante GaAs crescidas por epitaxia de feixe molecular a 265°C. Mostraremos como é possível fazer um controle das oscilações de forma bem mais detalhada, com o campo magnético aplicado paralelamente ao sentido de propagação dos domínios associados às LFO. Através da combinação adequada de quatro parâmetros majoritários, sendo eles: o campo elétrico, o campo magnético, a intensidade de iluminação do LED e a temperatura da amostra, foi possível observar órbitas de períodos ímpares 3, 5 e 7 e os pares intermediários, 4, 6 e 8. Os períodos ímpares são de difícil observação experimental pois, normalmente, aparecem como janelas de ordem dentro do regime caótico e que são difíceis de estabilizar. Foi nesse sentido que a introdução do campo magnético foi relevante, pois ele age como um parâmetro fino.

Nos próximos capítulos iremos descrever a montagem experimental e apresentar alguns resultados em que o uso do campo magnético \mathbf{B} paralelo a corrente elétrica e ao plano da amostra mostram grande eficiência para estabilizar órbitas instáveis de regiões caóticas em órbitas estáveis como os ciclos ímpares.

Referências do Capítulo 2

- [1] R. M. Rubinger, R. L. da Silva, A. G. de Oliveira, G. M. Ribeiro, H. A. Albuquerque, W. N. Rodrigues and M. V. B. Moreira, *Chaos* **13**, 457 (2003);
- [2] R. L. da Silva, H. A. Albuquerque, R. M. Rubinger, A. G. de Oliveira, G. M. Ribeiro and W. N. Rodrigues, *Physica D* **194**, 166 (2004).
- [3] F. Piazza, P. C. M. Christianen and J. C. Maan, *Phys. Rev. B* **55**, 15591 (1997).
- [4] M. Kiyama, M. Tatsumi and M. Yamada, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 012102 (2005).
- [5] A. Neumann, *J. Appl. Phys.* **90**, 1 (2001).
- [6] A.G. de Oliveira, R. L. da Silva, G. M. Ribeiro, M. V. B. Moreira, J. C. González and R. M. Rubinger, *Physical Review B* **76**, 155206 (2007)
- [7] J. Vaitkus, R.-P. Kiliulis, and J. Storasta, *Lith Phys. J.* **29**, 97 (1989)

Capítulo 3

Detalhes e Procedimentos Experimentais

Neste capítulo vamos descrever os procedimentos experimentais que foram utilizados para a realização do presente trabalho que foi direcionado ao estudo do controle das oscilações de baixas frequências (LFO). Estas são oscilações espontâneas de corrente elétrica em amostras de GaAs semi-isolantes crescidas por Epitaxia por Feixe Molecular a Baixas Temperaturas - LT-MBE, quando aplicado um campo magnético paralelo ao sentido de propagação dos domínios de campo associados às LFO.

As LFO podem ser medidas e gravadas digitalmente na forma de séries temporais. É a partir das séries temporais que os parâmetros que regulam a dinâmica podem ser obtidos. Esse já é um procedimento padrão e foi amplamente utilizado em trabalhos de colegas que me antecederam nesses estudos [1-3].

Para realizarmos os estudos de LFO é necessário obter regiões não-lineares nas curvas características $I(V)$. O seu aparecimento está associado à existência de processos de geração-recombinação dependentes do campo elétrico aplicado ($g-r$). A baixa temperatura de crescimento dessas amostras dificulta mobilidades dos átomos em suas superfícies ocasionando elevadas concentrações de defeitos estruturais, tais como vacâncias e defeitos de anti-sítios As_{Ga} . Alguns desses defeitos são eficientes centros de recombinação (*traps*) para portadores livres residuais em semicondutores intrínsecos, tanto nas bandas de condução ou valência. Assim, as propriedades de transporte elétrico têm uma forte dependência para com a temperatura de crescimento das amostras.

A amostra utilizada em nosso trabalho foi crescida a uma temperatura de 265°C, que como já dissemos, a amostra de GaAs incorpora uma alta densidade de níveis associados a defeitos profundos. Uma característica interessante desses defeitos profundos é a de produzir materiais de elevada resistividade elétrica, ou seja, eles definem o comportamento de amostras semi-isolante (SI) pela captura de portadores de carga que, em ausência deles estariam livres nas bandas. Essa propriedade pode ser entendida como a definição de um material SI, ou seja, embora o material preserve a sua característica semicondutora pela presença das bandas separadas por um *gap* compatível, o esvaziamento delas leva a um significativo aumento da resistividade tendo, assim, comportamento de isolantes mesmo à temperatura ambiente.

Nossa amostra SI de GaAs é chamada como BH9817 como referência à nomenclatura do laboratório, tem uma espessura de 2,8 μm de camada ativa. Para as medidas de transporte elétrico, um pedaço na forma de barra, tendo 1,3 mm de largura e 0,5 mm de comprimento foi tomado como padrão. Na superfície da amostra são colocadas duas tiras paralelas de Índio (In) separadas por $d = 0,2$ mm e largura de 1,0 mm ao longo da direção ortogonal à separação dos contatos. Essas tiras são necessárias para fazer os contatos ôhmicos, como é mostrado na figura 3.1. Na amostra, foi feita a difusão dos contatos numa temperatura de 220°C.



Figura 3.1: Ilustração esquemática das amostras utilizadas para medidas elétricas. Foram clivadas de GaAs SI crescidas por LT-MBE e tem-se $d \sim 0,2$ mm e área da seção do filme $A \sim 3,64 \times 10^{-5}$ cm^2 .

As medidas para obtenção das curvas $I(V)$, ou seja, medidas da corrente I em função da tensão elétrica aplicada foram realizadas em função da temperatura, campo magnético e de iluminação com um LED emitindo no infravermelho.

As medidas foram feitas em um criostato da firma Oxford, onde o controlador, também da firma Oxford. Uma câmara externa evacuada a esta isola o criostato da temperatura ambiente. O sistema, operando tanto com o hélio quanto com o nitrogênio, apresenta uma grande estabilidade térmica da ordem de 100 graus. O sistema de refrigeração foi configurado para operar de 300 K a 8 K, porém, em nossas medidas utilizamos apenas uma pequena faixa de temperatura de 185 K a 195 K, pois nessa faixa encontramos a condição que nos permitiu estudar as bifurcações dentro de uma janela de caos. Dois sensores de temperatura monitoram a temperatura no criostato, um na câmara do criostato que recebe o hélio ou nitrogênio e, o outro, na câmara interna, na ponta da haste, bem próximo da amostra.

A amostra é iluminada por um LED de GaAs (infravermelho) com pico de emissão em $(E_g - 100 \text{ meV})$, sendo E_g a energia do *gap* do GaAs que à temperatura ambiente é de 1,39 eV. O fluxo de fótons foi avaliado experimentalmente com um sensor óptico do tipo CCD, e foi encontrado $P \approx 2,2 \times 10^{10} \times I$ (fótons/cm².s), onde I é a corrente no LED em *mA*, alimentado por uma fonte de corrente da Keithley modelo 220. Uma fonte de tensão da Keithley modelo 237 foi utilizada para aplicar a tensão elétrica DC à amostra.

As melhores LFO para nossos objetivos foram encontradas usando uma resistência de 100 Ω em série com a amostra e variando tensão entre 10 V e 50 V, para temperaturas de 170 K a 210 K, e sobre iluminação com correntes de 10 mA a 50 mA através do LED. Particularmente, nossas medidas se restringiram a uma

tensão variando entre 27,00 V a 30,00 V, e iluminação com correntes de 10 mA a 25 mA no LED.

Um eletroímã modelo 5403 da marca GMW foi utilizado para gerar o campo magnético \mathbf{B} , que foi o parâmetro fundamental para obtenção de nossos resultados. O criostato é colocado entre as bobinas e, dessa forma, a amostra pode ficar paralela ou perpendicular ao campo magnético \mathbf{B} gerado pelo eletroímã, como ilustrado na figura 3.2. Para tornar a aplicação do campo magnético eficiente em nossas medidas, utilizamos fontes de energia bipolar, Kepco's bipolar BOP, que são fontes transistorizadas chaveadas de potência e de alta velocidade que podem ser usadas para fornecer dinamicamente a tensão para teste e simulação. Com elas é possível variar grandes valores de campo magnético em poucos segundos. Esse eletroímã possui uma precisão de 0,8 G.

Nessas medidas utilizamos uma placa *DAQ-MX board PCI* de 16 bits e com capacidade de medir 1,2 milhões de pontos/segundo, fabricada pela *National Instruments*. Essa placa de aquisição de dados (DAQ-MX) possibilita obter os dados da série temporal e gravá-los em um arquivo de computador. Os limites da placa são de -10 V à 10 V. O número de algarismos significativos numa medida obedece à equação:

$$R = \frac{V_{\max}}{2^N} \quad (3.1)$$

onde N é o número de *bits* da placa e V_{\max} é o valor de pico da tensão elétrica. As séries temporais foram obtidas com oito decimais, ou seja, uma precisão suficiente para preservar as características da dinâmica do sistema. Para gerenciar as medidas foram necessários produzir programas na plataforma de programação LabVIEW® para tornar o processo de aquisição de dados automatizado.

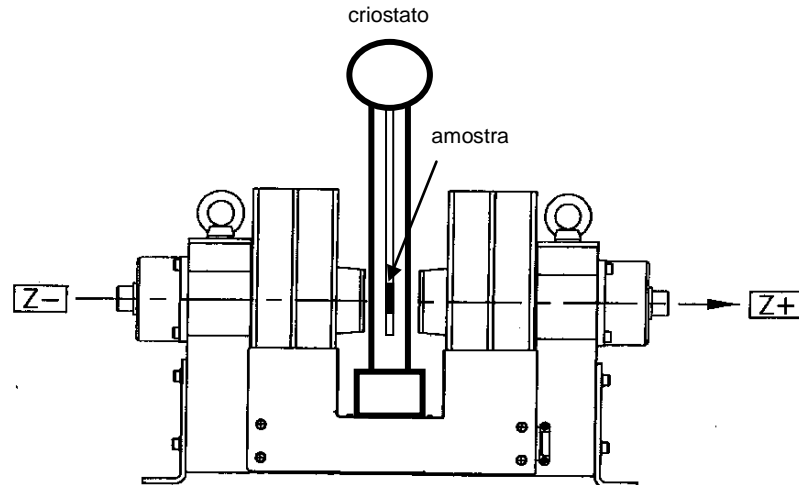


Figura 3.2: Esquema do campo magnético e o criostato.

A figura 3.3 mostra um esquema simplificado do circuito utilizado em que estão incorporados o criostato, o eletroímã, a fonte de tensão variável, a placa DAQ, fornecedores de energia de energia bipolar, Kepco's bipolar BOP, controlador de temperatura, o computador e *softwares* para aquisição de dados, e o LED de GaAs para iluminação.

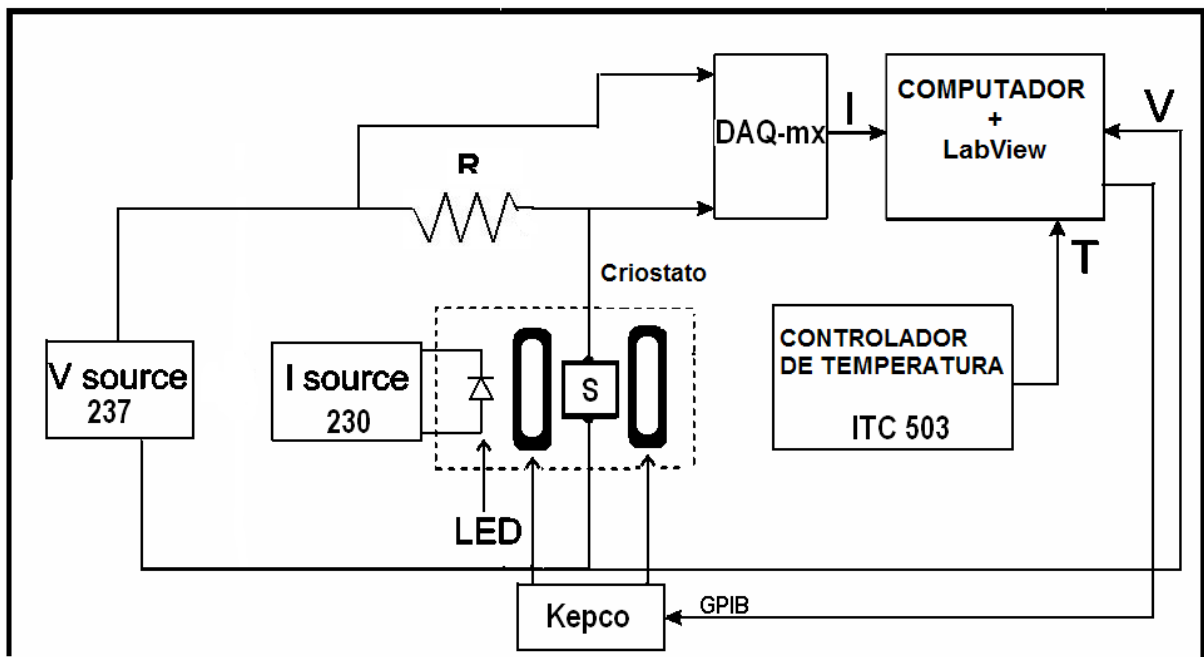


Figura 3.3: Esquema do circuito utilizado para obtenção das medidas de I(V) e de LFO.

As curvas $I(V)$ podem ser obtidas variando de forma sistemática a temperatura, a iluminação e o campo magnético \mathbf{B} . Para se observar as LFO, é necessário fixar uma tensão elétrica DC na amostra e utilizar a placa DAQ-MX para medir as oscilações da corrente elétrica no tempo. Estas oscilações $I(t)$, que são as LFO procuradas, foram observadas através de medidas na queda de tensão no resistor de precisão de acordo com a equação $V(t)/R$. Para realizar nossas medidas dispomos de dois programas elaborados na plataforma LabVIEW® capazes de registrar as oscilações $I(t)$. Um programa chamado *OscDAQ-mx-2006-M-6052E* de autoria do *Dr. Rodrigo Lacerda da Silva* [2-3] é capaz de gravar a oscilação $I(t)$, calcular sua transformada de Fourier (FFT) e traçar seu atrator, tudo em tempo real, proporcionando ao usuário uma maior facilidade para variar qualquer um dos quatro parâmetros, V , \mathbf{B} , I_{LED} e T , e observar na tela do monitor o resultado decorrido das novas condições aplicadas. Isso está ilustrado na figura 3.4. Tendo-se encontrado as condições desejadas, o usuário pode gravar os dados da oscilação $I(t)$. O outro programa, o *Medidas-LFO-Mag* de autoria do *Emilson Ribeiro Viana Junior*, aluno de mestrado e colaborador, consegue fazer medidas para vários $I(t)$ variando o campo magnético por um passo pré-estabelecido, mantendo fixa a temperatura, a iluminação e a tensão elétrica V na amostra. Veja figura 3.5.

Esses dois programas são fundamentais na procura series $I(t)$ que possuam um atrator de período ímpar. Através do primeiro programa podemos variar todos os quatro parâmetros e visualizar no monitor os ciclos até se encontrar um ciclo ímpar de período 3. Esse é um trabalho árduo e pode levar muito tempo, mas com um pouco de paciência e um toque de sorte podemos ter sucesso. Após obter um ciclo-3 limpo, podemos usar as condições fixas de tensão, temperatura e iluminação como parâmetros no segundo programa e medir diversas $I(t)$ variando apenas o campo magnético com um passo desejado e obtendo-se uma série temporal para $I(t, \mathbf{B})$.

Capítulo 3

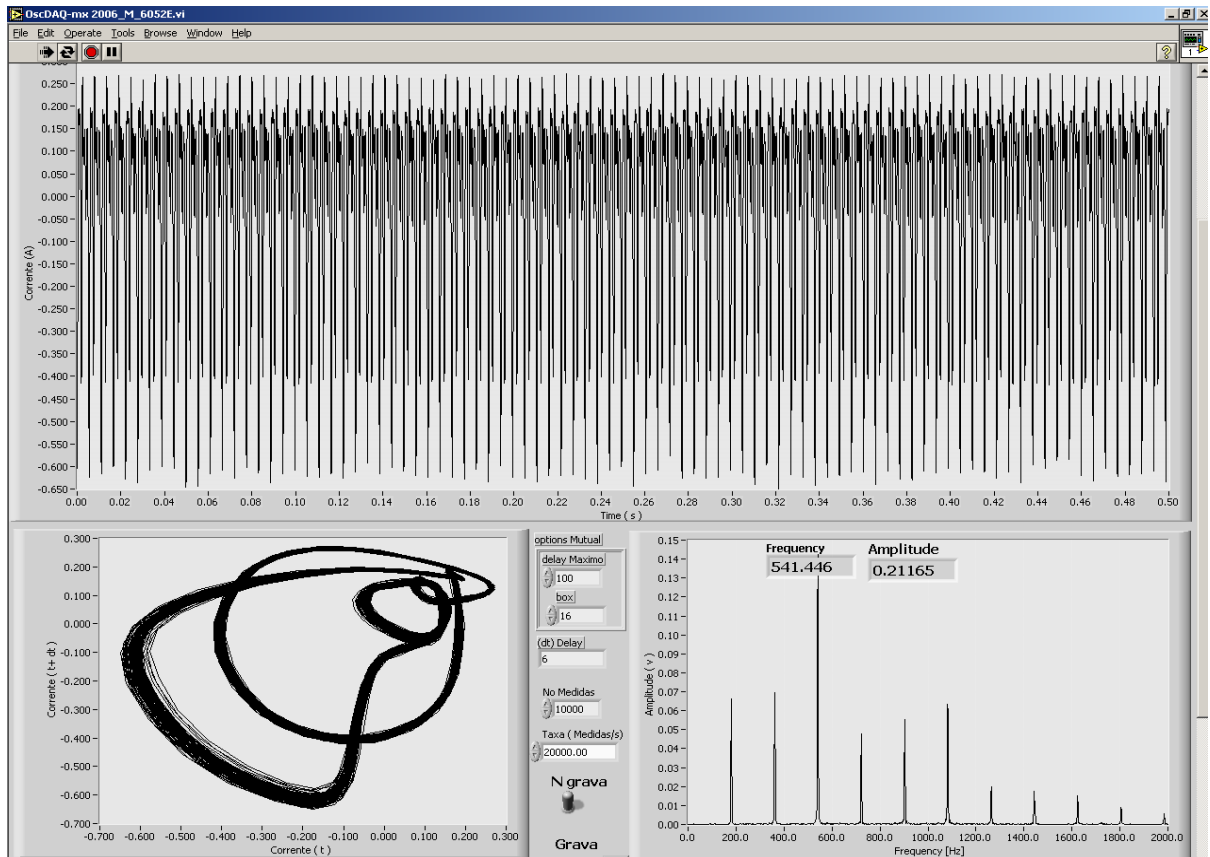


Figura 3.4: Ilustração do programa *OscDAQ-mx-2006-M-6052E*.

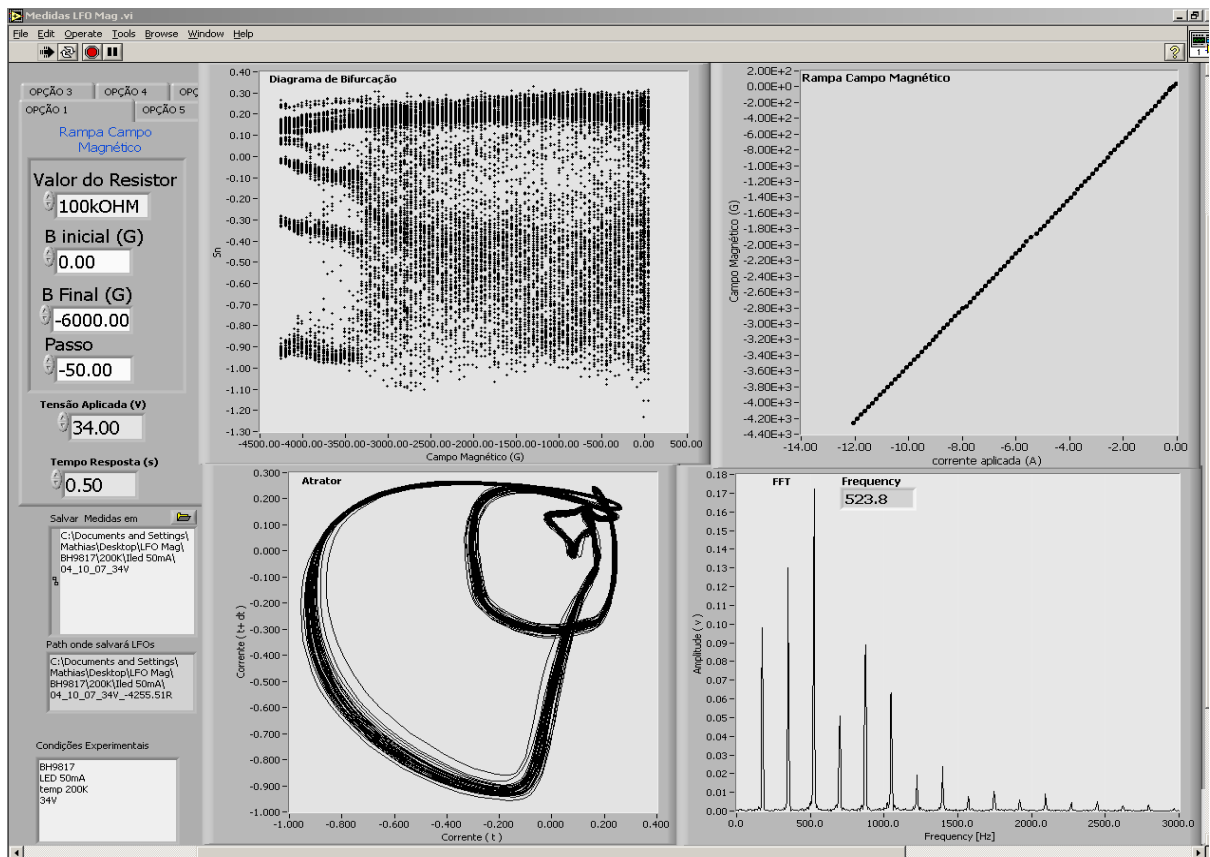


Figura 3.5: Ilustração do programa *Medidas LFO Mag.*

A análise desses dados é feita através de um outro programa chamado *OscDAQ-2008* de minha autoria. Veja a figura 3.6. Esse programa em LabVIEW® automatiza a visualização de atratores e suas correspondentes transformadas de Fourier (FFT) para cada um dos arquivos obtidos para condições específicas. Nesse programa é possível ver uma lista com o nome de cada arquivo da série $I(t, \mathbf{B})$ e, com apenas um toque, é traçado o atrator com o valor de sua transformada FFT para um dado valor de campo magnético \mathbf{B} . Com essa ferramenta podemos classificar com facilidade os ciclos para se obter um mapa de dois parâmetros. Os ciclos são classificados observando a forma do atrator e os picos da transformada de Fourier - FFT.

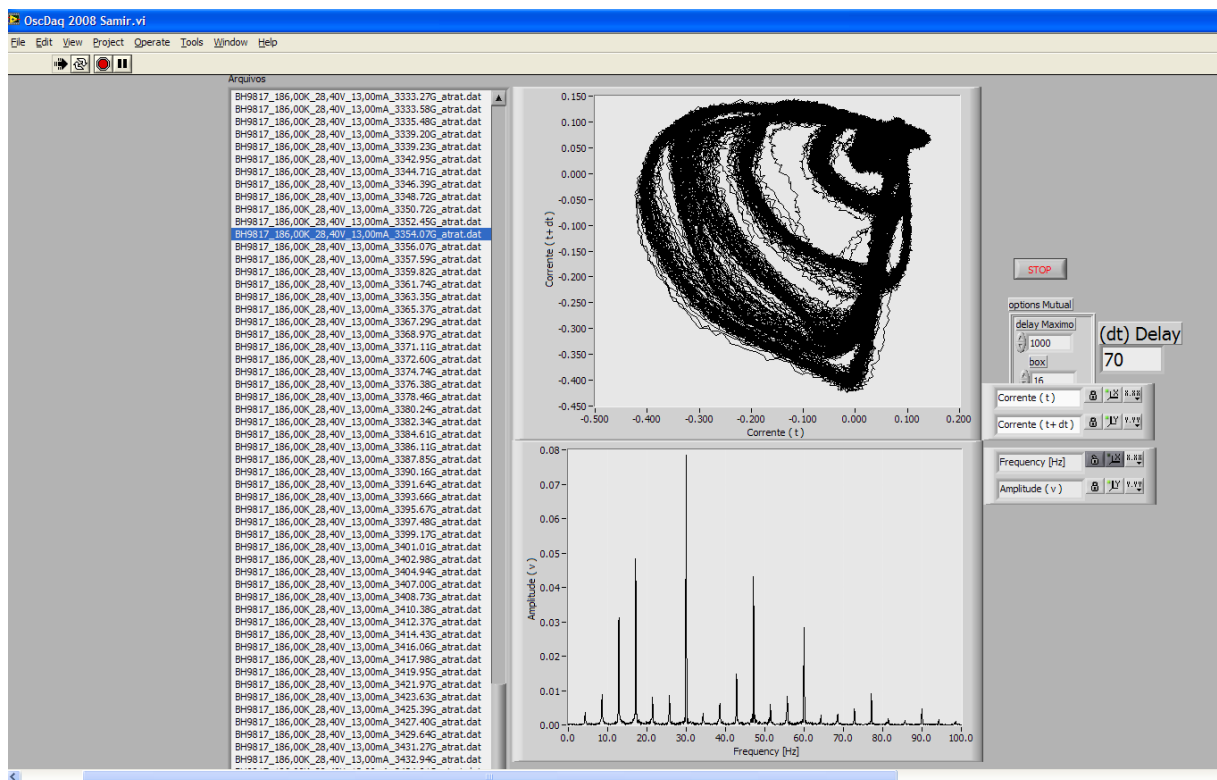


Figura 3.6: Ilustração do programa *OscDAQ-2008*.

Para obter um resultado de boa qualidade temos que encontrar uma taxa de amostragem adequada. Para isso, usamos o teorema de Shannon-Nyquist, que diz

que o sinal deve ser obtido com uma frequência igual ou superior ao dobro de sua maior frequência, ou seja:

$$F_a \geq 2F_s \quad (2.1)$$

Para medir séries temporais que possam ser tratadas com a dinâmica não-linear, temos que manter a integridade das informações da dinâmica das séries. Para isso, devemos ajustar a taxa de amostragem sintonizando-a via o atraso temporal (*time delay*) que é necessário para fazer a reconstrução do atrator do sistema. Sendo assim, para cada série temporal ou para cada conjunto de séries temporais, deve-se ter um atraso temporal específico de modo a preservar as características da dinâmica. O valor otimizado do atraso temporal deve ser previsto em um ensaio, antes de se gravar definitivamente a medida. Em nossas medidas utilizamos a taxa de 50 mil medidas por segundo, para uma série temporal com 150 mil pontos.

Há muito tempo o problema de ruídos merece uma atenção especial quando se fala de estudos de fenômenos da dinâmica não-linear. A questão está diretamente ligada com as análises das séries temporais, pois se obtivermos uma série temporal com alto nível de ruído, muito pouco poderá ser dito sobre o caos do sistema. Além disso, esses sistemas são fortemente sensíveis a ruídos que, rapidamente, se equiparam ao próprio sinal. O ruído dificulta a análise das séries, tornando impreciso o cálculo de parâmetros, tais como o expoente de Lyapunov e a dimensão de correlação. Meus antecessores no laboratório despenderam grande tempo no desenvolvimento de métodos para reduzir boa parte dos ruídos intrínsecos das medidas elétricas. Sabemos que qualquer medida física no âmbito experimental

está sujeita a ruídos, e isto é bem acentuado em se tratar de uma seqüência de medidas elétricas em função do tempo.

Não entraremos em detalhes como alguns ruídos foram eliminados em nosso sistema de medidas, mas colocarei alguns exemplos de ruídos que podem interferir e até atrapalhar as análises de medidas desta natureza.

Existem diversas fontes de ruídos para as séries temporais experimentais. Os mais comuns são o ruído da rede elétrica, no Brasil de 60 Hz, os ruídos da conversão Analógico/Digital - A/D e os ruídos intrínsecos da amostra (tipo efeito Thomson). Mesmo tendo-se eliminado ruídos do tipo rede, as medidas apresentam um nível de ruído significativo. Acredita-se que esse ruído ainda residual esteja diretamente relacionado com a amostra, via efeito Thomson (ruído branco), pois a amostra é altamente resistiva e através dela flui uma corrente elétrica. É inevitável, portanto, que o calor seja dissipado na amostra. Como uma característica intrínseca da amostra, julgamos não ser possível elaborar uma forma de eliminar esse ruído no processo de medida das séries temporais experimentais.

Para tratar esses ruídos intrínsecos, utilizamos algoritmos de redução de ruído [3-5]. Ou seja, admite-se a presença desses ruídos e procede-se a um tratamento dos sinais utilizando um programa específico para identificar o padrão do ruído e eliminá-lo dos dados. Tais algoritmos, quando bem empregados, ajudam na identificação do padrão do ruído, apresentando resultados muito bons no sentido de “limpar” o sinal. Um programa em LabVIEW®, elaborado pelo Dr. Rodrigo Lacerda da Silva [3] usa desses algoritmos e são de grande ajuda no tratamento do sinal $I(t)$.

Como um exemplo, a figura 3.7, ilustra a eficiência do algoritmo de redução de ruído para um atrator de ciclo-4.

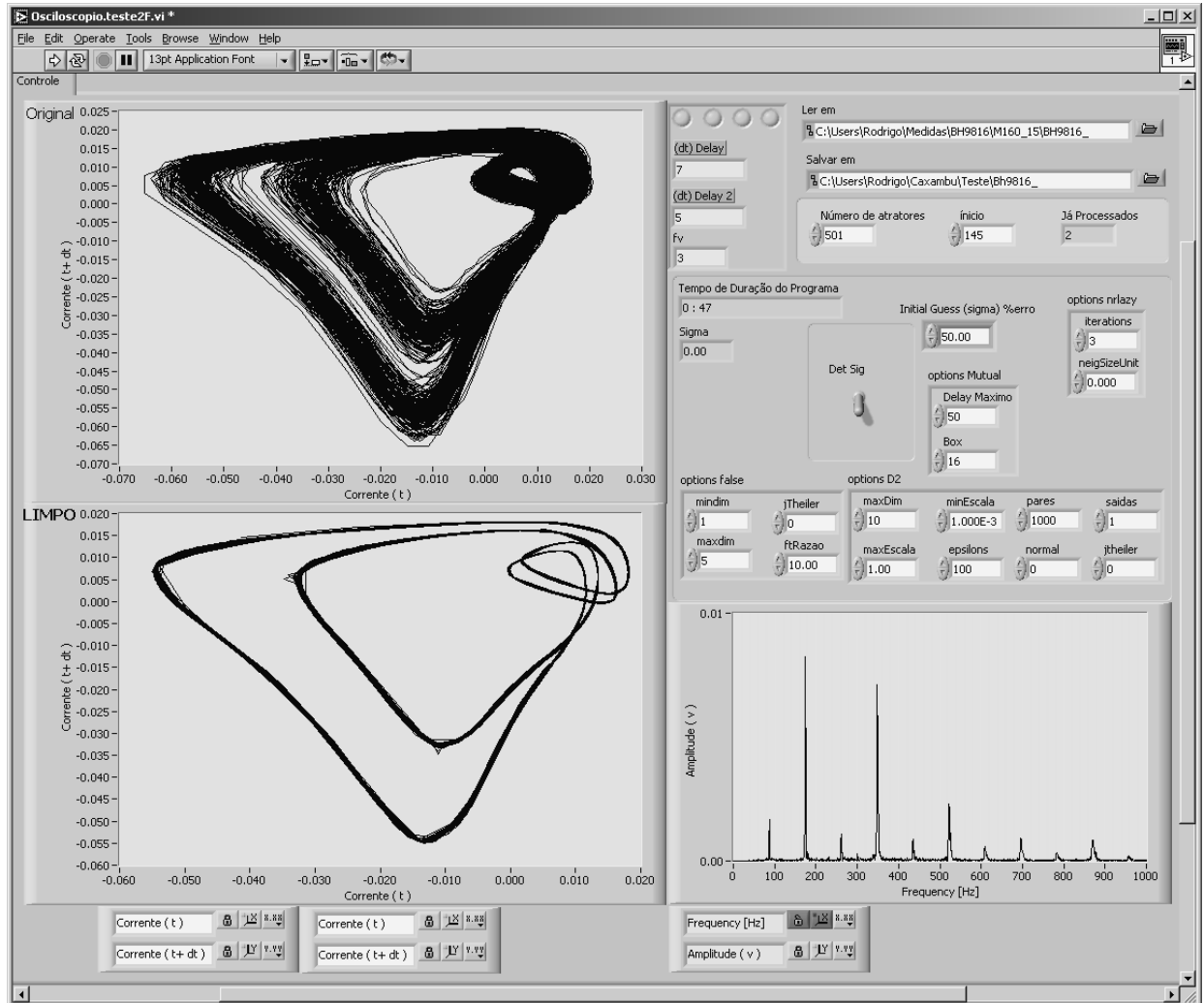


Figura 3.7: Ilustração da redução de ruído intrínseco de um atrator de ciclo-4. A medida foi realizada com a mostra *BH9816*, a 160 K e com uma corrente 15 mA alimentando o LED.

Em suma, nesse capítulo apresentamos uma breve descrição da amostra utilizada nas medidas e dos aparelhos de medidas. Damos destaque para o efeito do campo magnético que, como um parâmetro fino, nos permitiu observar as bifurcações dentro de uma janela de caos, como será mostrado no capítulo a seguir. Ao campo magnético atribuímos, portanto, a essência de nosso trabalho. Finalmente, fizemos uma breve discussão sobre a questão dos ruídos que, se acoplado com os resultados obtidos em função do campo magnético, poderão nos propiciar condições de estudar uma rica rede de bifurcações.

Referências do capítulo 3

- [1] Tese de doutorado do Dr. Rero Marques Rubinger, *Auto-organização Induzida por Processos de Geração e Recombinação Ativos por Campo Elétrico em Semicondutores em Regime de não Equilíbrio Térmico*, Janeiro de 2000, DPF Física – UFMG.
- [2] Dissertação de mestrado do Dr Rodrigo Lacerda da Silva, *Análise de séries temporais não-lineares em medidas elétricas de GaAs*, março de 2001, DPF Física – UFMG
- [3] Tese de doutorado do Dr Rodrigo Lacerda da Silva, *Oscilações Espontâneas de Corrente Elétric e Rotas para o Caos em GaAs.*, Abril de 2006, DPF Física – UFMG
- [4] R. Hegger, H Kantz, and T. Schreiber, *CHAOS* **9**, 413 (1999)
- [5] T. Schreiber, *Phys. Rev. E* **47**, 2401 (1993)

Capítulo 4

Resultados e discussões

Estudos recentes revelam que o uso de campo magnético paralelo \mathbf{B} permite estabilizar órbitas periódicas instáveis [1]. Nosso objetivo é estudar o controle das oscilações provocadas pelo campo magnético aplicado paralelamente ao sentido de propagação dos domínios associados às LFO. Através da combinação de quatro parâmetros, o campo elétrico, o campo magnético, a iluminação do LED e a temperatura da amostra, é possível visualizar órbitas de período ímpar, que ocorrem em janelas do caos. De fato, essas órbitas são estabilizadas a partir de órbitas periódicas instáveis que coexistem com o comportamento caótico. Especificamente, iremos mostrar como, a partir do sistema em regime caótico, estabilizar as órbitas periódicas de números ímpares, particularmente órbitas de período-3, e introduzir transições entre órbitas de várias periodicidades. Após a identificação de um ciclo de período-3 vamos construir mapas, chamados de espaço de parâmetros, onde em sua vizinhança, janelas periódicas são observadas. Os espaços de parâmetros apresentarão uma janela periódica colorida com dois de quatro parâmetros de controle fixos e os outros dois representando a coordenada e a abscissa. Esse processo de colorir o espaço foi a metodologia que utilizamos para permitir a fácil visualização das bifurcações. Em alguns dos espaços de parâmetros pudemos observar ciclos de periodicidade 3, 4, 5, 6, 7, 8 além de caos. Os espaços de parâmetros, que serão aqui apresentados, partiram de uma localização de uma janela do caos de período-3. Apresentaremos alguns atratores de período-5 e 8 que se localizam em uma outra janela, de período-5, porém não vamos apresentar seus espaços de parâmetros. Faremos isso para ilustrar que a metodologia se presta a

estudar o diagrama de bifurcações de uma forma mais ampla e o processo pode ser repetido em diversas posições no diagrama de bifurcações.

Na figura 4.1 (a) apresentamos a série temporal de um ciclo limite de período-5 de uma LFO obtida com tensão $V = 28,40$ V, com a iluminação através do LED $I_{LED} = 15$ mA, $T = 186$ K e $B_{||} = 3191$ G. A seqüência de mínimos que define a periodicidade 5 é indicado na figura 4.1 (b) e as respectivas transformada de Fourier com as 5 freqüências características são indicadas. As freqüências características são: 32, 64, 96, 128 e 160 Hz, respectivamente.

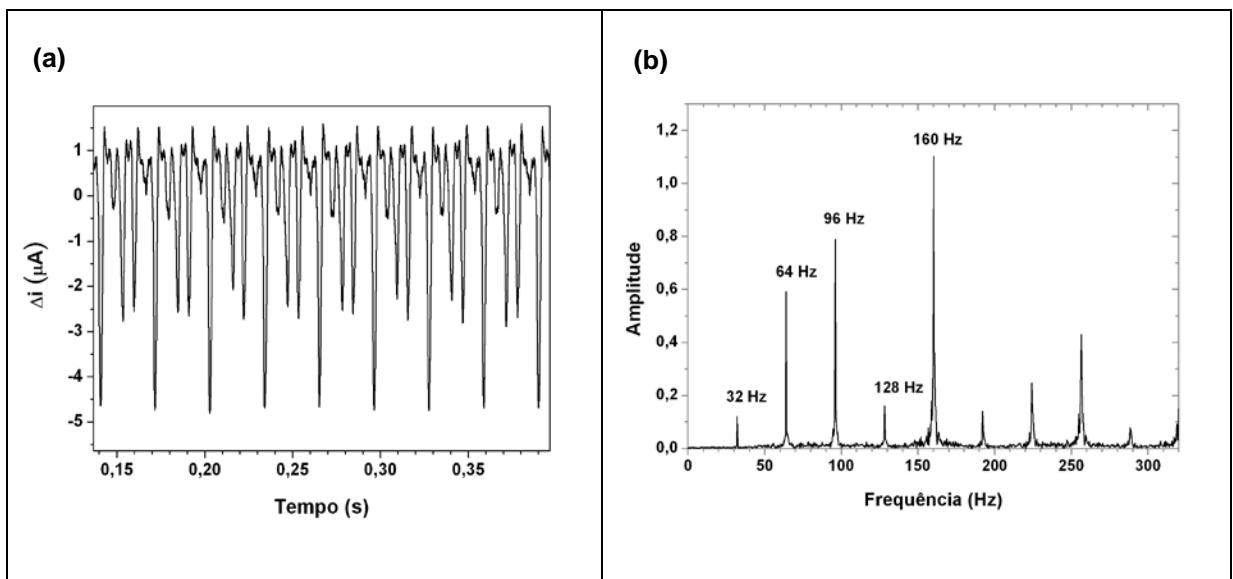


Figura 4.1: (a) LFO de período-5 para tensão $V = 28,40$ V, $I_{LED} = 15$ mA, $T = 186$ K e $B_{||} = 3191$ G e em (b) a sua FFT.

A seguir, apresentaremos uma seqüência de atratores que são construídos pela técnica de atraso temporal (time delay) com períodos 3, 4, 5, 6, 7, 8 e seus correspondentes atratores limpos, as séries temporais e as FFT.

Para $T = 185$ K, $I_{LED} = 16$ mA apresentamos na figura 4.2 (a) um atrator de período-3, obtidas com tensão $V = 28,64$ V, $B_{||} = 2110$ G; na figura 4.2 (b) apresenta seu atrator limpo, (c) apresenta sua série temporal e (d) a correspondente FFT.

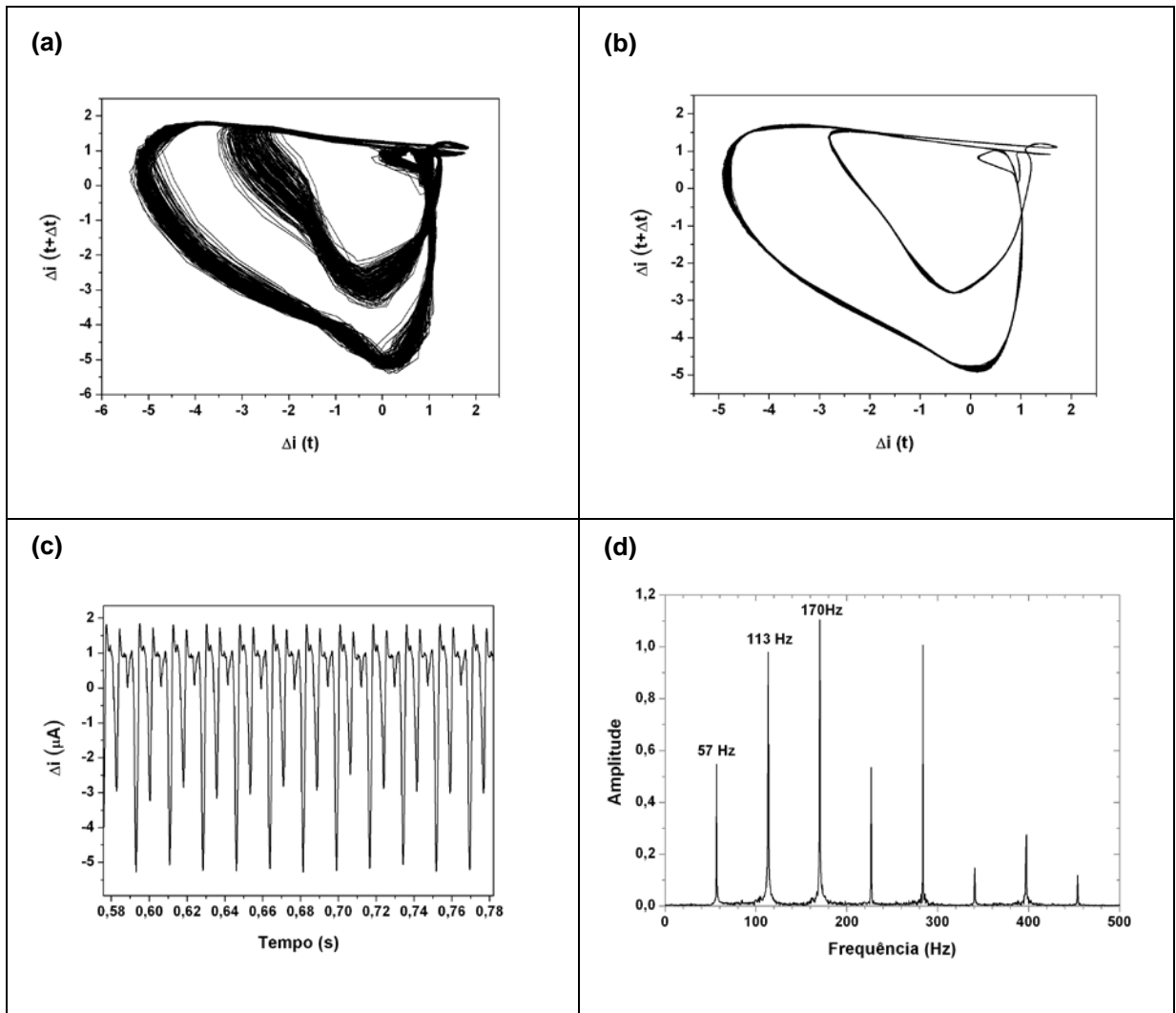


Figura 4.2: Para $T = 185$ K, $I_{LED} = 16$ mA, $V = 28,64$ V e $B_{||} = 2110$ G temos (a) atrator de período-3, (b) atrator limpo, (c) série temporal e (d) sua FFT.

Para $T = 186$ K, $I_{LED} = 16$ mA apresentamos na figura 4.3 (a) um atrator de período-4, obtidas com a tensão $V = 28,50$ V, $B_{||} = 2085$ G; na figura 4.3 (b) apresenta seu atrator limpo, (c) apresenta sua série temporal e (d) a correspondente FFT.

Para $T = 186$ K, $I_{LED} = 15$ mA apresentamos na figura 4.4 (a) um atrator de período-5, obtidas com tensão $V = 28,40$ V, $B_{||} = 3191$ G; na figura 4.4 (b) apresenta seu atrator limpo, (c) apresenta sua série temporal e (d) a correspondente FFT.

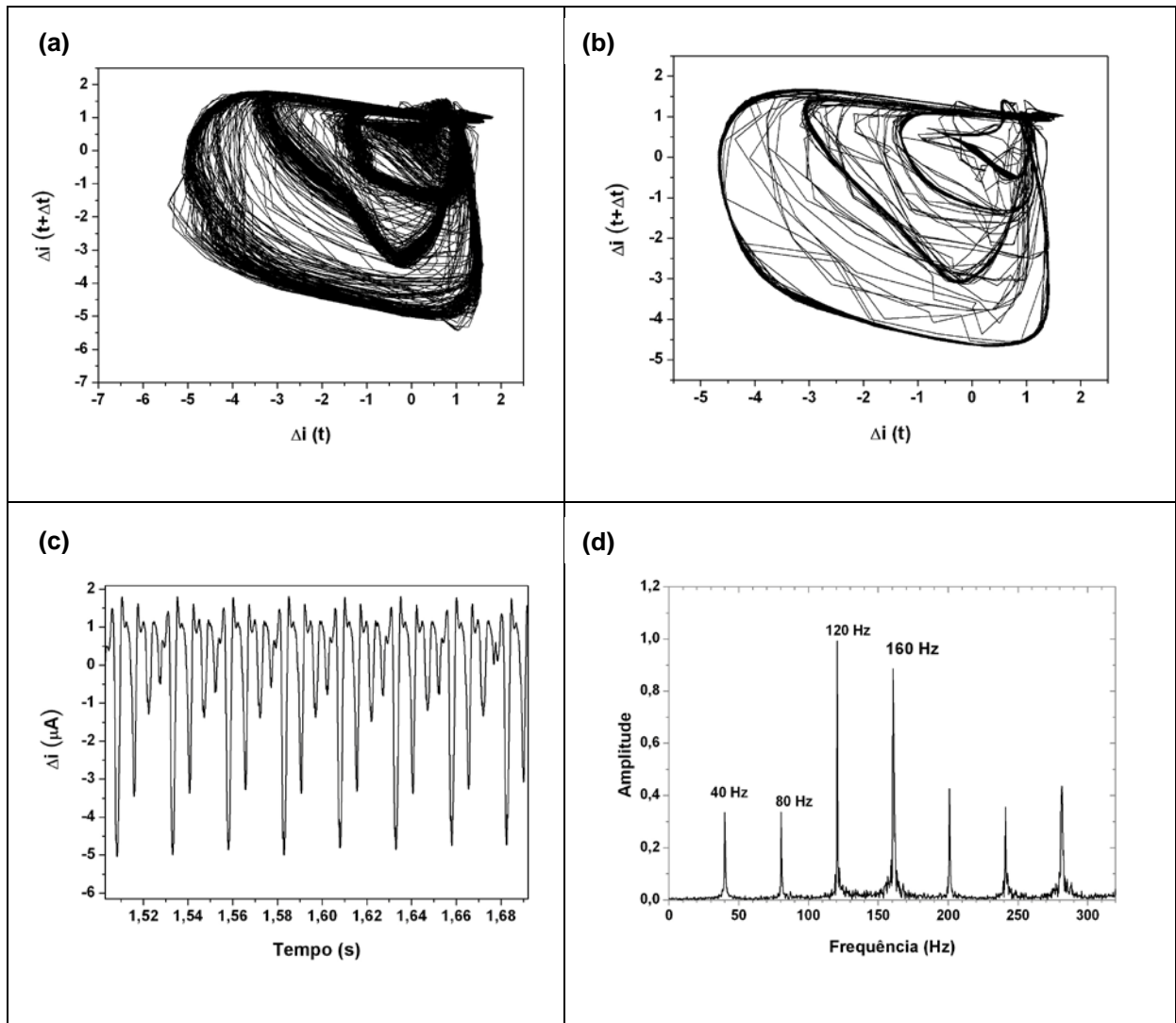


Figura 4.3: Para $T = 186$ K, $I_{LED} = 16$ mA, $V = 28,50$ V e $B_{||} = 2085$ G temos (a) atrator de período-4, (b) atrator limpo, (c) série temporal e (d) sua FFT.

Para $T = 187$ K, $I_{LED} = 16$ mA apresentamos na figura 4.5 (a) um atrator de período-6, obtidas com tensão $V = 28,60$ V, $B_{||} = 2054$ G; na figura 4.5 (b) apresenta seu atrator limpo, (c) apresenta sua série temporal e (d) a correspondente FFT.

Para $T = 186$ K, $I_{LED} = 13$ mA apresentamos na figura 4.6 (a) um atrator de período-7, obtidas com tensão $V = 28,40$ V, $B_{||} = 3354$ G; na figura 4.6 (b) apresenta seu atrator limpo, (c) apresenta sua série temporal e (d) a correspondente FFT.

Para $T = 195$ K, $I_{LED} = 50$ mA apresentamos na figura 4.7 (a) um atrator de período-8, obtidas com tensão $V = 32,70$ V, $B_{||} = 3790$ G; na figura 4.7 (b) apresenta seu atrator limpo, (c) apresenta sua série temporal e (d) a correspondente FFT.

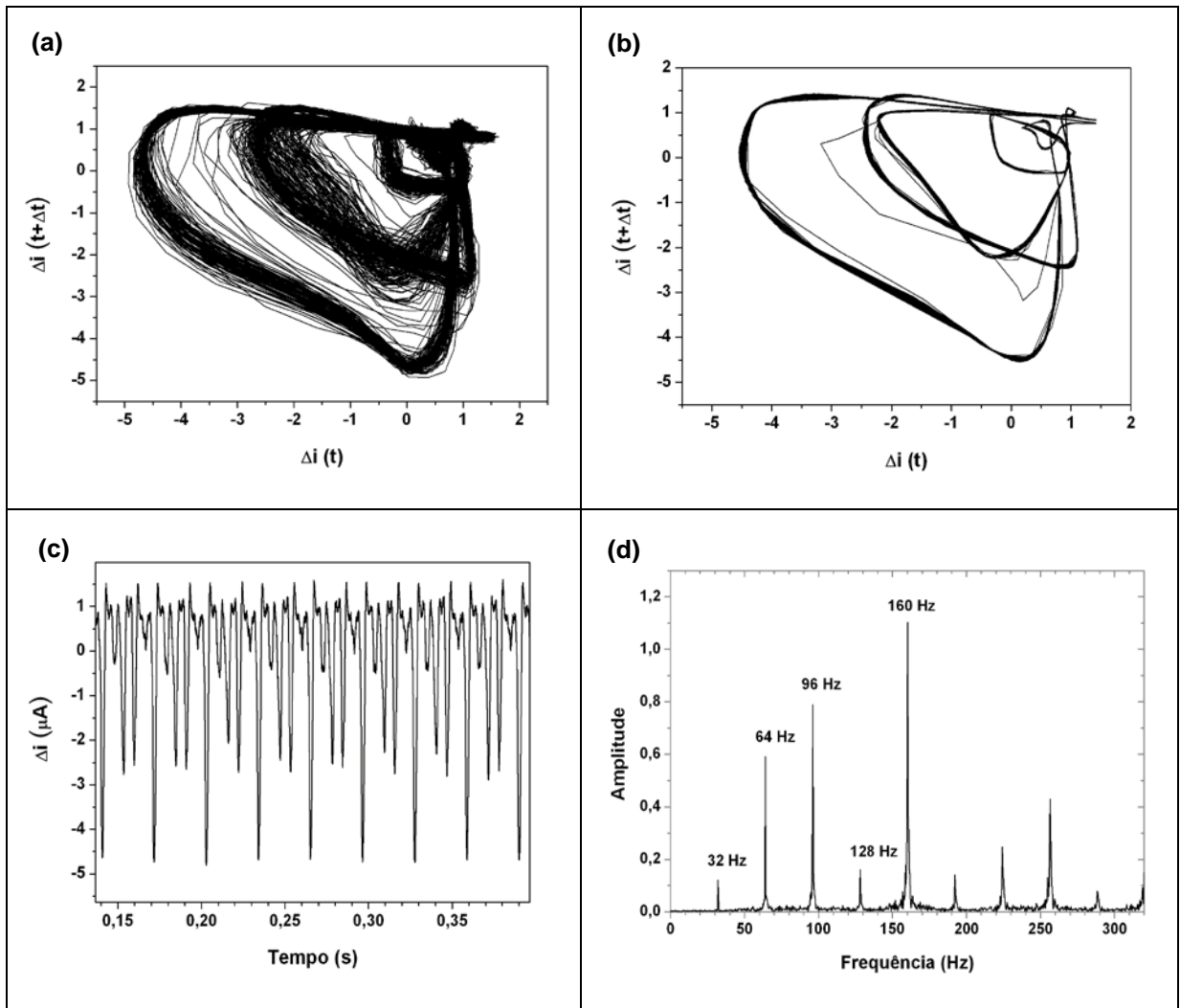


Figura 4.4: Para $T = 186$ K, $I_{\text{LED}} = 15$ mA, $V = 28,40$ V e $B_{\parallel} = 3191$ G temos (a) atrator de período-5, (b) atrator limpo, (c) série temporal e (d) sua FFT.

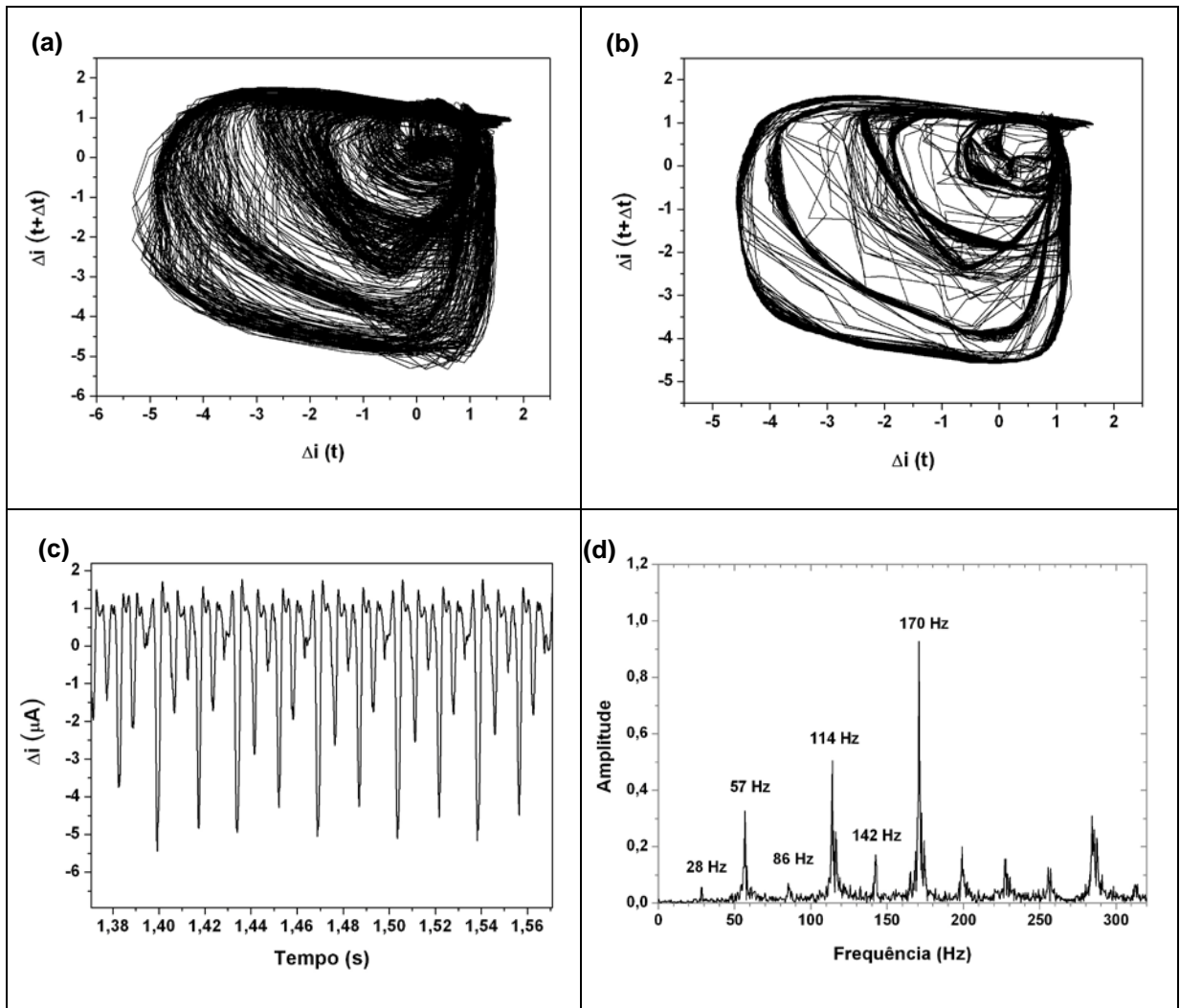


Figura 4.5: Para $T = 187$ K, $I_{LED} = 16$ mA, $V = 28,60$ V e $B_{||} = 2054$ G temos (a) atrator de período-6, (b) atrator limpo, (c) série temporal e (d) sua FFT.

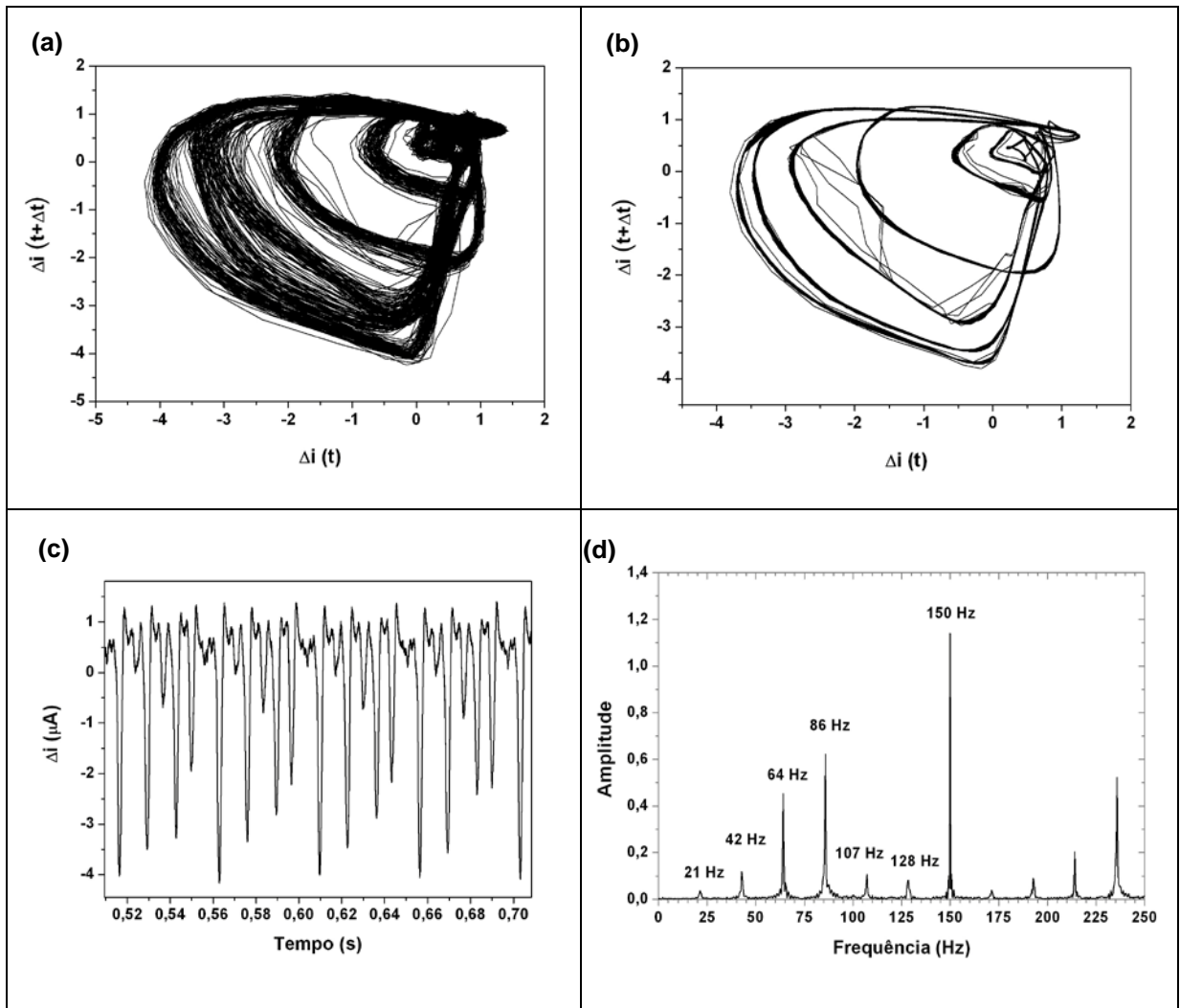


Figura 4.6: Para $T = 186$ K, $I_{\text{LED}} = 13$ mA, $V = 28,40$ V e $B_{\parallel} = 3354$ G temos (a) atrator de período-7, (b) atrator limpo, (c) série temporal e (d) sua FFT.

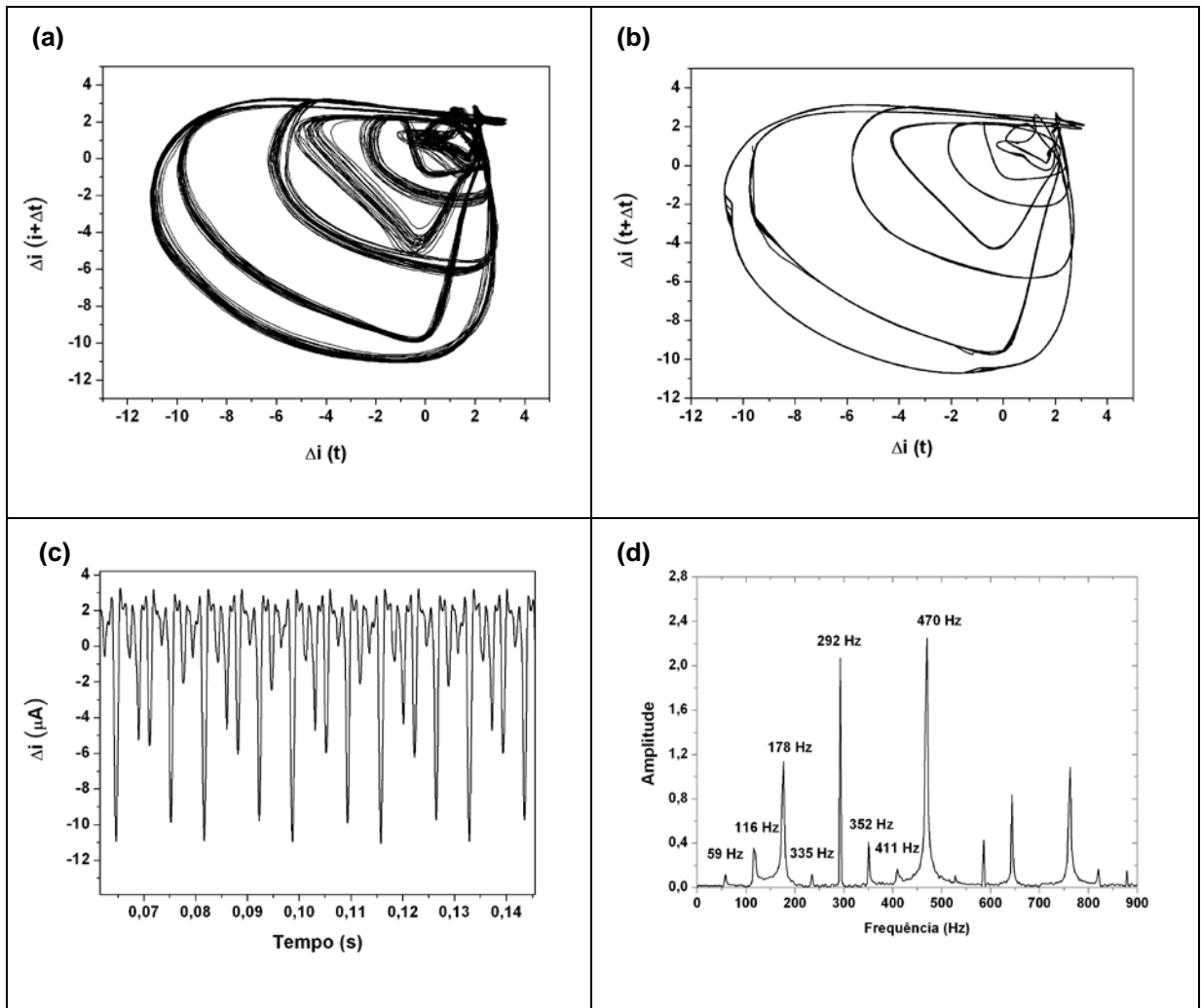


Figura 4.7: Para $T = 195$ K, $I_{LED} = 50$ mA, $V = 32,70$ V e $B_{||} = 3790$ G temos (a) atrator de período-8, (b) atrator limpo, (c) série temporal e (d) sua FFT.

Finalmente para $T = 194$ K, $I_{LED} = 50$ mA apresentamos na figura 4.8 (a) um atrator de período-5, obtidas com tensão $V = 32,07$ V, $B_{||} = 3877$ G; na figura 4.7 (b) apresenta seu atrator limpo, (c) apresenta sua série temporal e (d) a correspondente FFT.

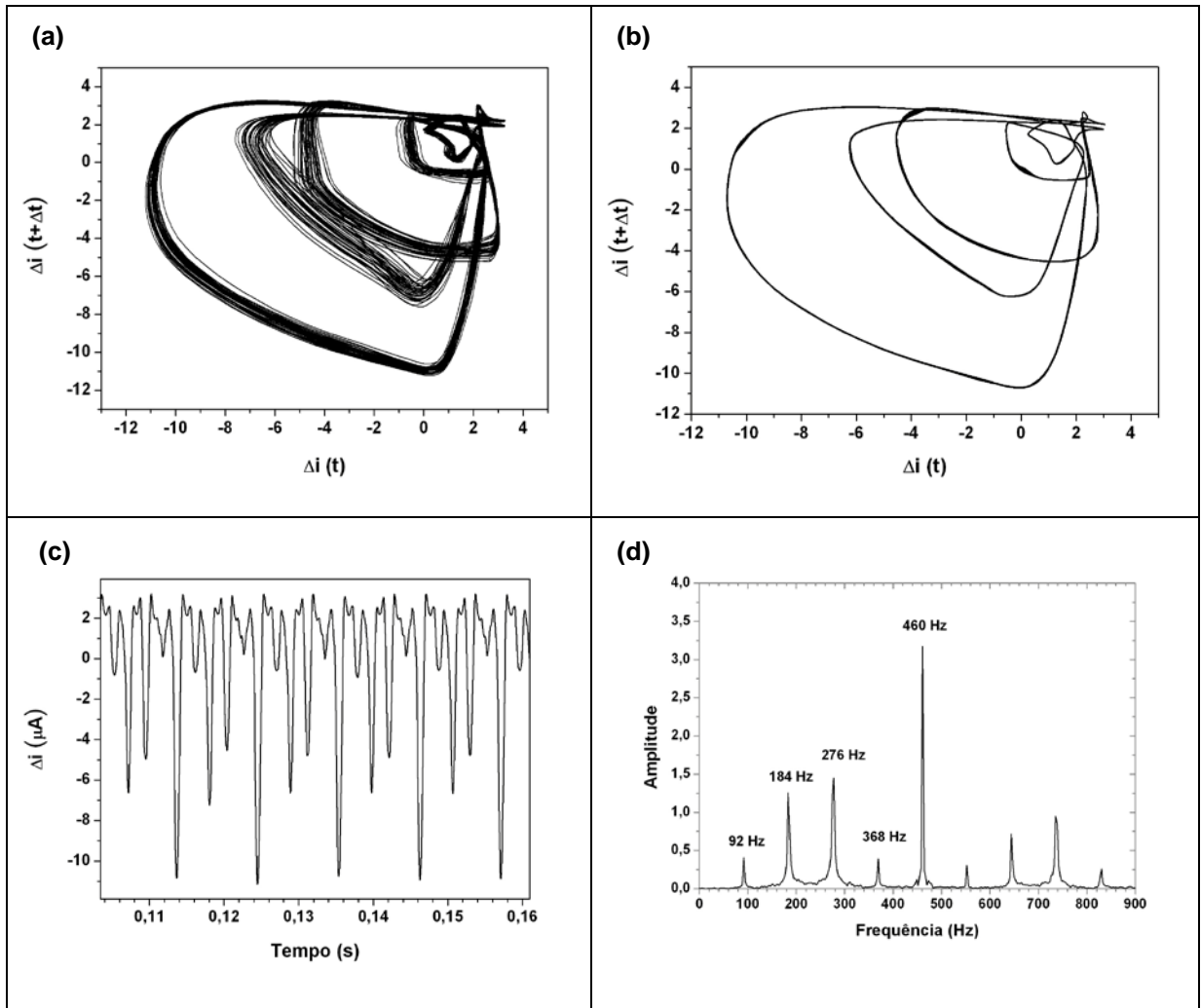


Figura 4.8: Para $T = 194$ K, $I_{\text{LED}} = 50$ mA, $V = 32,07$ V e $B_{\parallel} = 3877$ G temos (a) atrator de período-5, (b) atrator limpo, (c) série temporal e (d) sua FFT.

A seguir, construímos o espaço de parâmetros que apresentamos na forma de regiões periódicas coloridas. Mas antes de apresentar os diagramas, desejamos discutir o algoritmo que foi utilizado para gerá-los.

- i. Através de um diagrama de bifurcação, feito com $B = 0$ T e I_{LED} fixo, podemos escolher uma determinada região e tentar estabilizar órbitas periódicas instáveis com o uso de campo magnético \mathbf{B} paralelo externo. A referência [01] traz exemplos de possíveis diagramas de bifurcação observados nessa mesma amostra. A figura 4.9 ilustra um diagrama de bifurcação para um mapa logístico. Não apresentaremos um dos nossos diagramas, pois possuem ruído, dificultando o caráter didático de definir o conceito de uma janela de período-3.

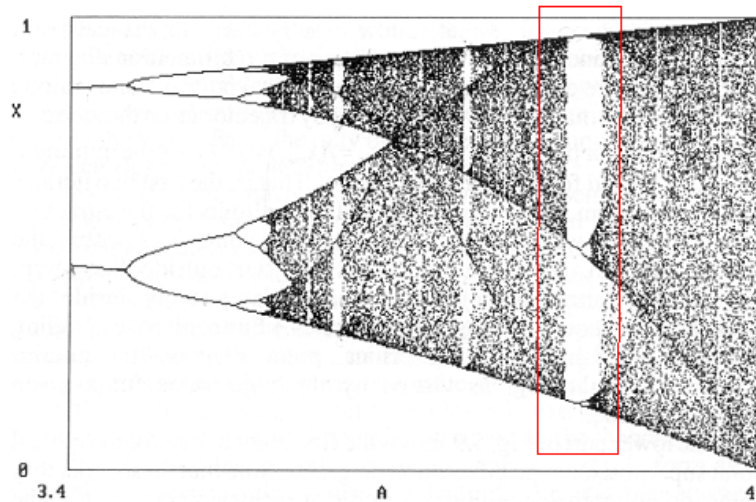


Figura 4.9: Ilustração de um diagrama de bifurcação. O retângulo vermelho mostra a região do diagrama onde se procura os ciclos de período-3 e bifurcações.

- ii. Utilizando os outros parâmetros de controle, podemos sintonizar as condições experimentais para a observação otimizada de ciclos de período-3 em uma determinada região do diagrama de bifurcação. O atrator de período-3 foi o mais recomendado, uma vez que ele se mostrou ser o mais fácil de estabilizar. Para tanto, uma tensão é aplicada em um intervalo que resulta em comportamento caótico e variamos o campo magnético na busca de um atrator de período-3.
- iii. Se nenhum atrator de período-3 for encontrado, mudamos a tensão e repetimos a etapa *ii* até que o atrator desejado seja encontrado.
- iv. Depois de seguir esse procedimento tanto quanto necessário, começamos a construir o espaço de parâmetros desejado, pela variação de dois parâmetros escolhidos até os limites da janela periódica, coletando cada série temporal para cada par coordenado (X, Y) definido por eles.
 - a. A resolução do mapa foi definida pela nossa capacidade de distinguir atratores com um comportamento periódico do outro. Ruídos e comportamento de intermitência (ou seja, uma mudança na série temporal entre dois atratores) foram os fatores que determinaram a resolução das regiões.

- b. Escolhemos como um bom compromisso, a utilização de um passo constante de X associada com o campo magnético paralelo de 5 G, e para a etapa Y 0,05 V e 0,5 mA para o espaços de parâmetros de tensão versus campo magnético paralelo B e iluminação versus campo magnético paralelo.
- v) A terceira coordenada do mapa é Z , que é definida pela análise da periodicidade do atrator e uma cor é atribuída a ele. Nossa escolha foi de preto para o regime caótico, vermelho para o período-3, verde para o período-4, para amarelo o período-5, azul para o período-6, para cinza o período-7 e branco para o período-8.
- a. A periodicidade foi identificada pela contagem de períodos mínimos distintos que aparecem em uma completa seqüência do atrator, como em um mapa de Poincaré. Um atrator de período-3, por exemplo, tem simples seqüência mínima como essa: ABC, ABC, em que A, B e C são os valores da corrente através da amostra em cada mínimo.
- b. Esta seqüência de mínimos está associada com distintas freqüências em um espectro Fourier, que foram, assim, utilizadas para verificar a periodicidade do atrator. Esta verificação é importante, uma vez que alguns mínimos podem ser deslocados devido ao ruído, o que conduz a uma periodicidade maior que a real. Essa distinção é possível, uma vez que, em um espectro Fourier aparecem ruídos de intensidade bem menor que os sinais das LFO em todo o intervalo espectral.

Uma vez tendo definido a estrutura e o significado do espaço de parâmetros, como acabamos de fazer, estamos agora em condições de apresentá-los. Na figura 4.10, mostramos o primeiro espaço de parâmetro de tensão versus campo magnético B paralelo obtidas em $T = 185$ K, $I_{LED} = 16$ mA. A Com a convenção de cores já apresentada podemos identificar uma região estável de atratores de período-3. À sua esquerda uma pequena região de período-4 e, à sua direita, uma

região de período-5. As fronteiras das regiões da janela bifurcações são detectadas por último e vamos apresentar um esboço da rota de bifurcação correspondente. É importante mencionar que as bifurcações observadas não seguem a conhecida rota para o caos por duplicação de período. Os atratores aqui relatados são órbitas periódicas instáveis para $B = 0$ G no regime caótico e são estabilizados após aplicação B com valores acima de 1500 G.

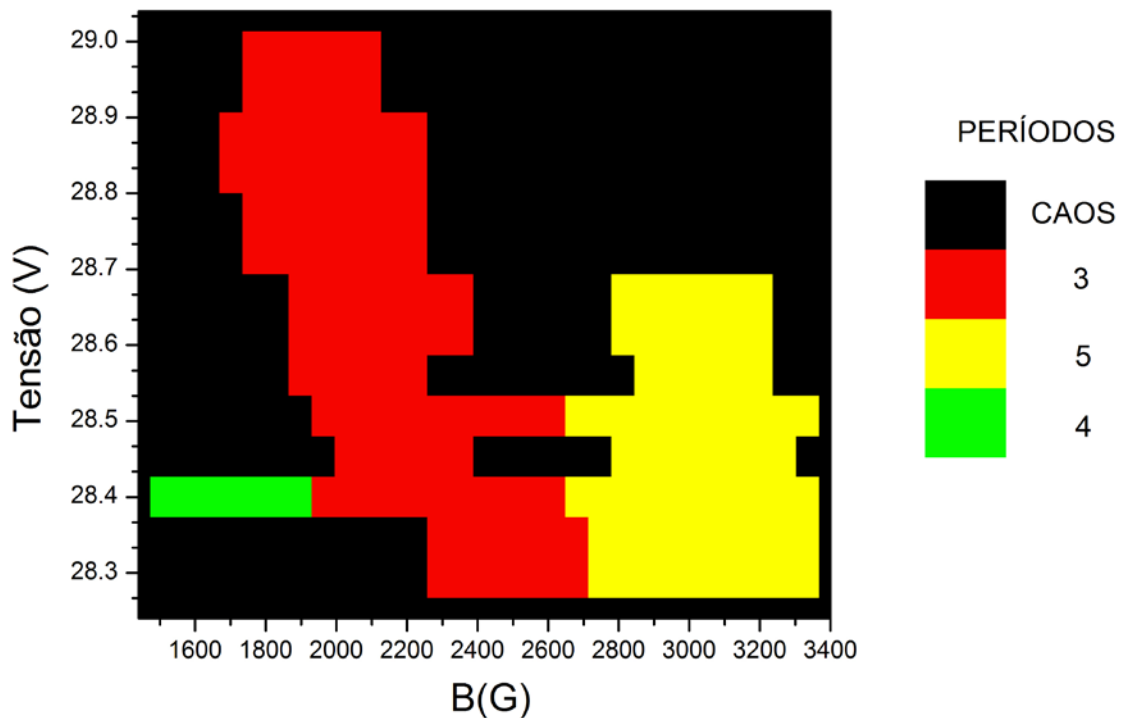


Figura 4.10: Espaço de parâmetro de tensão versus campo magnético B paralelo obtidas em $T = 185$ K, $I_{LED} = 16$ mA.

Ao aumentar a temperatura de 185 K para 186 K, obtém-se o espaço de parâmetros apresentado na Figura. 4.11. Neste espaço de parâmetros há uma grande região de período-4 que bifurca em período-3 aumentando B e depois para o período-5. Pequenas regiões de período-6 são encontradas dentro da região de período-3 e, nas suas fronteiras, observa-se bifurcações para período-3.

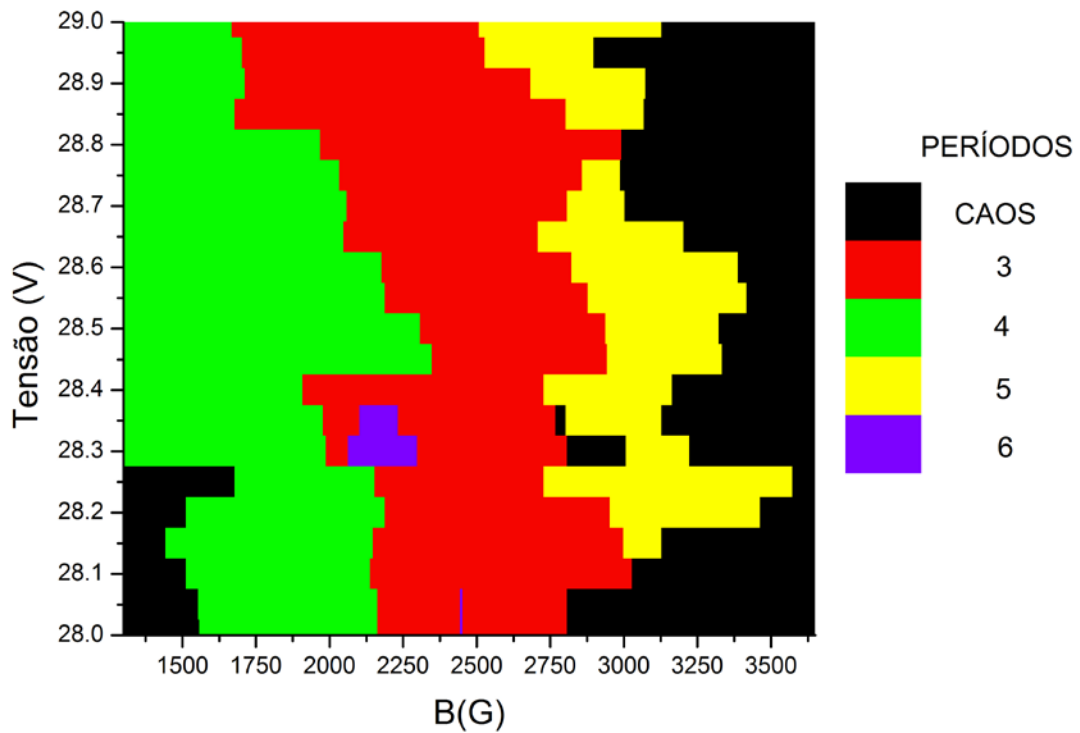


Figura 4.11: Espaço de parâmetro de tensão versus campo magnético B paralelo obtidas em $T = 186$ K, $I_{LED} = 16$ mA.

A figura 4.12 apresenta o espaço de parâmetros obtido aumentando mais 1 K, ou seja, para 187 K. A esta temperatura, a região de período-6 é maior do que os da figura 4.11 e para tensão constante existem bifurcações diretas de período-4 para o período-6. Uma pequena região de período-7 encontra-se dentro da área de período-5, e isso indica bifurcações de período-5 ao período-7.

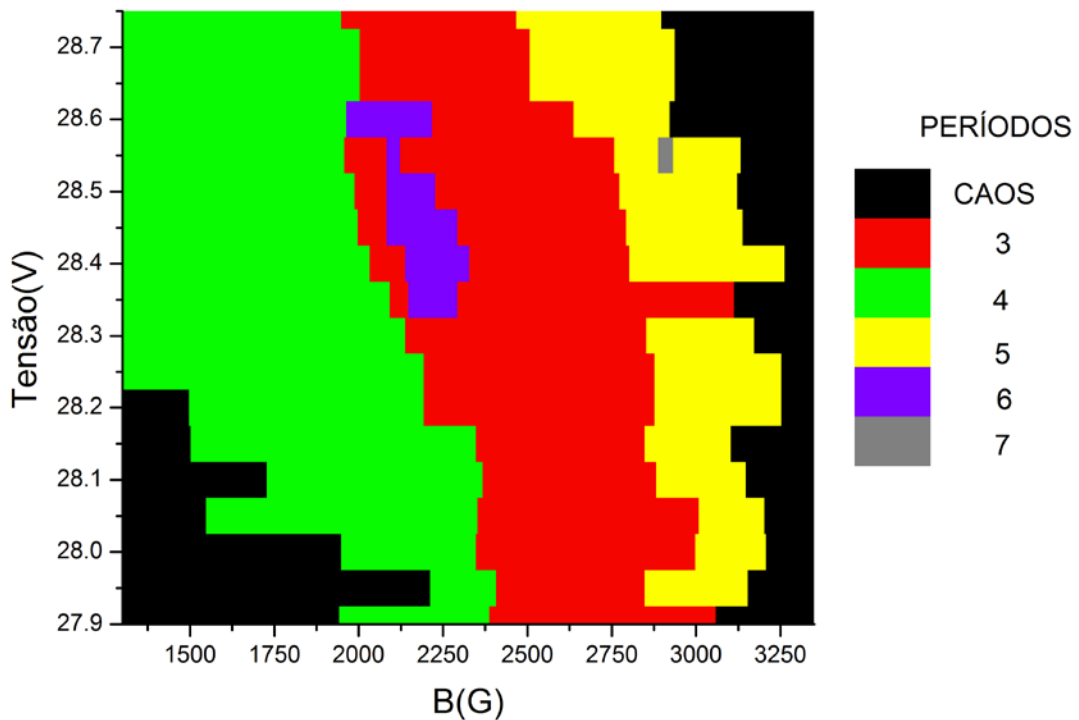


Figura 4.12: Espaço de parâmetro de tensão versus campo magnético **B** paralelo obtidas em $T = 187 \text{ K}$, $I_{\text{LED}} = 16 \text{ mA}$.

Um espaço de parâmetros diferente é obtido através da fixação da tensão em 28,40 V e da temperatura em $T = 186 \text{ K}$ e da variação da corrente através do LED e do campo magnético paralelo. Este espaço de parâmetros é apresentado na figura 4.13. Isso corresponde à condição de 28,40 V da figura 4.11. Com $10 \text{ mA} \leq I_{\text{LED}} \leq 25 \text{ mA}$ em passos de 0,5 mA, é possível também observar a bifurcações entre ímpares e pares janelas periódicas. Mais uma bifurcação entre atratores do período-4 e período-8 foi encontrado com a janela de período-8 estendendo de 3160 G e 3250 G para 22 mA. Outras bifurcações associadas com fronteiras entre as janelas de período-4 e período-3, período-3 e período-5, período-5 e período-7 também foram identificadas neste espaço de parâmetros.

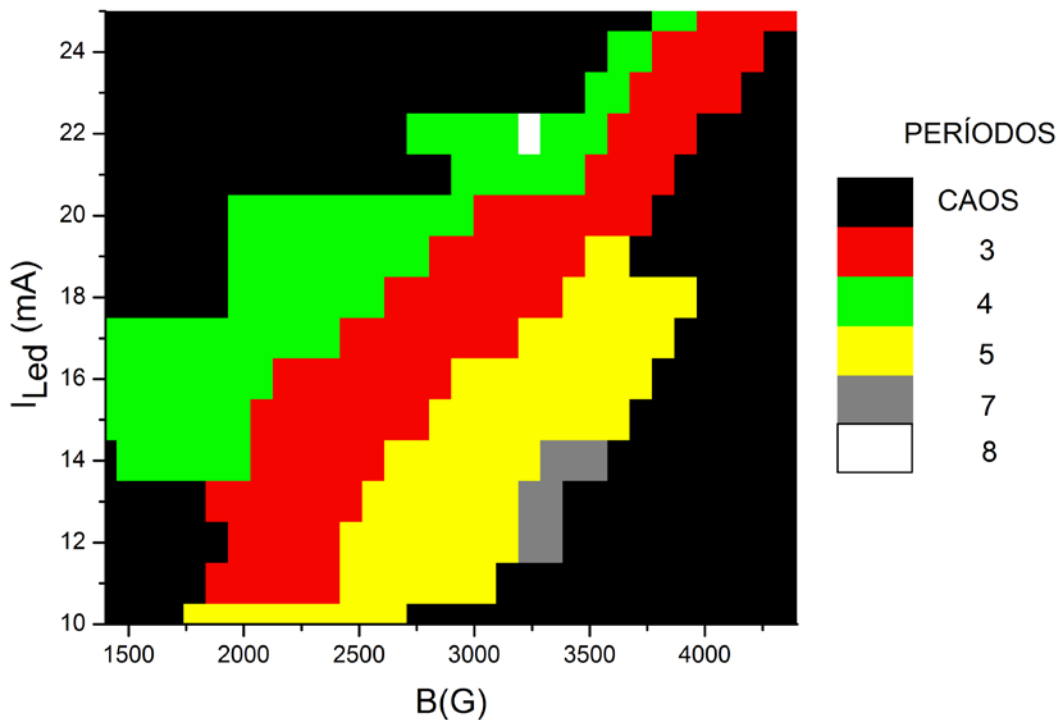


Figura 4.13: Espaço de parâmetro de tensão versus campo magnético **B** paralelo obtidas em $T = 186 \text{ K}$, $V = 28,40 \text{ V}$.

No espaço de parâmetro da figura 4.12 traçamos uma curva $V(B) = 28 + a\sqrt{b(B-c)}$, com $a = 1,15$, $b = 0,0001$ e $c = 1290$. Essa curva não tem nenhum significado físico e foi escolhida somente para dar um tom matemático à nossa escolha da rota de bifurcação, mas poderíamos argumentar que ela se presta a parametrizar as bifurcações com **B**. Por esta curva, seguimos uma rota de bifurcação que é mostrada na figura 4.14. Embora não representem uma real amplitude ou mínimo da posição em curso, (por uma questão de simplicidade) este esboço indica qual o mínimo que está bifurcando quando o campo magnético paralelo **B** é aumentado. Assim, de $B = 1500 \text{ G}$ a $B = 2083 \text{ G}$ e $V = 28,20 \text{ V}$ para $V = 28,35$ existe um atrator de período-4 que muda para um atrator de período-3 em $B = 2083 \text{ G}$ e $V = 28,35 \text{ V}$. Aumentando **B** ainda mais, a partir de $B = 2083 \text{ G}$ a $B = 2134 \text{ G}$ e $V = 28,35 \text{ V}$ para $V = 28,38 \text{ V}$, há atratores de período-3 que bifurcam

em atratores de período-6 com $B = 2134$ G e $V = 28,38$ V. Atratores de Período-6 são formados pela bifurcação de todos os três ramos anteriores, existindo três mínimos que persiste até $B = 2300$ G e $V = 28,42$ V, quando então, eles bifurcam de volta à condição de um atrator de período-3. O atrator de período-3 é obtido pelo colapso dos três pares de mínimos. Atratores de período-3 são, então, obtidos para B entre $B = 2300$ G e $B = 2772$ G e para V entre $V = 28,42$ V e $V = 25,51$ V, quando ocorre uma bifurcação em um atrator de período-5. A bifurcação em período-7 ocorre em $B = 2895$ G e $V = 28,53$ V, com os três níveis mínimos superior de bifurcações. O mesmo mínimo retorna ao período-5 em $B = 2930$ G e $V = 28,54$ V. Assim, para a curva $V(B) = 28 + a\sqrt{b(B-c)}$ temos uma seqüência de bifurcações de atratores com periodicidade caos-4-3-6-3-5-7-5-caos.

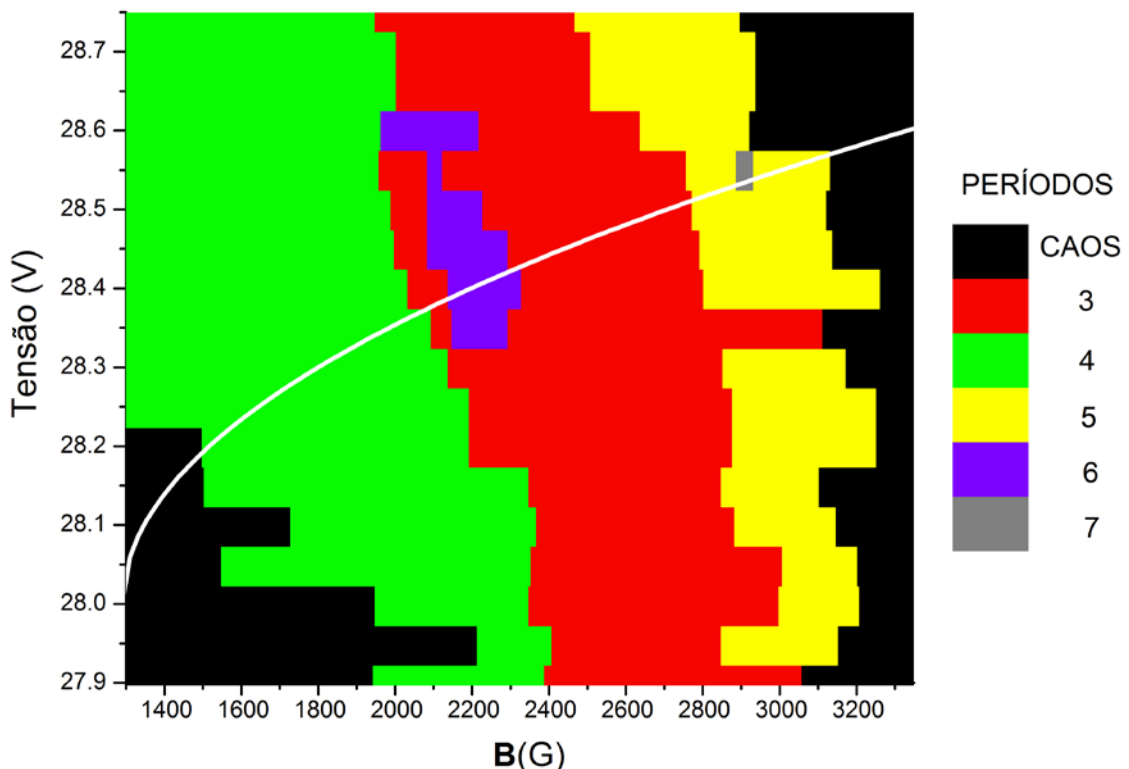


Figura 4.14: Espaço de parâmetro de tensão versus campo magnético B paralelo obtidas em $T = 186$ K, $I_{LED} = 16$ mA. Através da curvas $V(B)$ temos uma seqüência de bifurcações de atratores com periodicidade caos-4-3-6-3-5-7-5-caos.

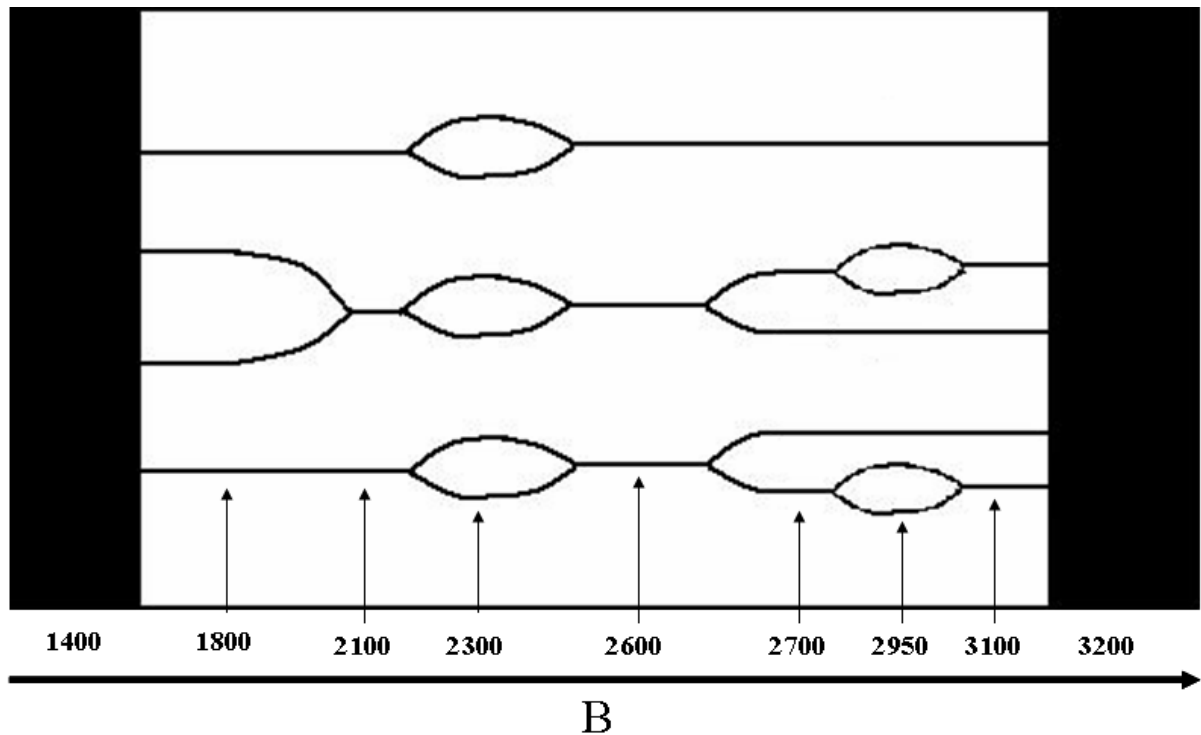


Figura 4.15: Esboço de uma rota de bifurcação para a curva $V(B)$ traçada no espaço de parâmetro da figura 4.13 contendo a seqüência de bifurcação caos-4-3-6-3-5-7-5-caos.

A evolução da forma do atrator, em função dos parâmetros de controle externos, revela mudanças na forma dos domínios de campo elétrico no interior da amostra associada a alterações na dinâmica de transporte. Considerando que os portadores de cargas, via o processo de *hopping*, constituem a parte da frente do domínio de campo e que impedem a passagem dos portadores livres, [2] a magnetoresistência associada com *hopping* [1] sugere que o papel do B paralelo é o de mudar a velocidade dos domínios campo elétrico. Assim, a magnetoresistência, que aumenta com B , resulta de alterações dos domínios de campo elétrico e redução da velocidade de propagação fazendo com que as LFO mudem suas características. Por outro lado, o campo elétrico não só acelera os domínios, mas também controla a taxa de geração e recombinação (GR) que dependem nos processos de ionização por impacto e de *field enhanced trapping*. Os outros dois parâmetros também desempenham um papel nas LFO características. A

temperatura controla a taxa de processos de recombinação térmica e os processos de espalhamento dominantes (i.e. por Fônons e impurezas ionizadas), de portadores livres. Desta forma, através do aumento da temperatura, espera-se um aumento da densidade de portadores livres e também sobre os centros ativos da banda de impurezas (considerando um intervalo variável do cenário *hopping*). Além disso, o espalhamento aumenta com a temperatura, reduzindo a mobilidade dos portadores livres. Considerando a iluminação das amostras, o efeito é apenas para aumentar a densidade de portadores livres a baixo campo elétrico, a uma temperatura fixa, através da foto-excitação dos portadores provenientes de defeitos neutros na banda de impurezas.

Nos próximos dois parágrafos apresentamos uma transcrição de uma parte do artigo [1], apesar de não representar os objetivos desse trabalho. O texto apresenta esclarecimentos importantes sobre as características físicas das oscilações.

“Os efeitos secundários da mudança nos parâmetros experimentais estão relacionados com a intensidade da interação Coulombiana entre a banda e os portadores *hopping*. Essa interação repulsiva entre os dois canais resulta que o campo elétrico local sentido pelos portadores *hopping* no domínio enfrente mudanças em relação ao valor calculado dividindo a tensão aplicada pela separação dos contatos. Espera-se que o campo elétrico, causada pela repulsão Coulombiana, aumente com a densidade de elétrons livres que se acumula por detrás da frente de portadores *hopping*. O resultado final é que a magnetoresistência de *hopping* e acumulação na banda de portadores estabeleça as condições responsáveis na definição de uma rota de bifurcação como função **B** paralelo. Ao aumentá-lo, o primeiro efeito é dominado pela magnetoresistência e uma ordenação das oscilações é observada. Essa ordem pode ser pensada no sentido de oscilações

periódicas que venham a surgir a partir do caos. Para mais reforço no **B** paralelo, a repulsão Coulombiana começa a dominar, resultando em um aumento global da velocidade de domínio e, conseqüentemente, bifurcações. Em conclusão, usando um **B** paralelo, fomos capazes de controlar a dinâmica dos portadores lentos e isso nos permite sondar o efeito da repulsão Coulombiana sobre os domínios de campo elétrico que dá origem as LFO. Este resultado experimental abre possibilidades para testar as propriedades físicas de tais sistemas oscilatórios.

Consideramos que, no mínimo dois pontos notáveis saíram desses resultados. Primeiro que o campo magnético é um parâmetro eficaz para controlar o caos e induzir a estabilização de oscilações ou de desestabilizá-las. Em segundo lugar, **B** paralelo influencia a dinâmica dos domínios de campo até mesmo para valores acima do regime ôhmico da curva $I(V)$, ou seja, após o aparecimento das oscilações espontâneas. Acreditamos que esta segunda vertente se assenta no fato de que os domínios de campo só estão presentes no regime de condução mista onde a condução por *hopping* é o principal efeito, a fim de construir uma baixa velocidade de propagação de domínios de campo elétrico. O acoplamento entre o **B** paralelo e cargas relacionadas com o mecanismo de condução por *hopping* é eficaz, a fim de produzir controle de caos no nosso sistema através de um ajuste fino do encolhimento das suas funções de onda [3]. Tanto quanto sabemos esta é a primeira vez que o espaço de parâmetros detalha órbitas periódicas estáveis usando campo magnético paralelo externo **B** como um parâmetro na LFO em SI GaAs.”

Referências do capítulo 4

[1] A. G. de Oliveira, R. L. da Silva, G. M. Ribeiro, M. V. B. Moreira, J. C. González, and R. M. Rubinger, *Phys. Rev. B* **76**, 155206, (2007)

[2] A. G. de Oliveira, G. M. Ribeiro, H. A. Albuquerque, M. V. B. Moreira, W. N. Rodrigues, J. C. González, and R. M. Rubinger. *Phys. Rev. B*, **74**, 35204 (2006).

[3] V.A. Samuilov, G. Kiss, V.K. Ksenevich, G. Remenyi, and B. Pödör, *Physica B*, **256-258**, 654 (1998).

Conclusões

Nessa dissertação, realizamos estudos experimentais de oscilações de baixa frequência de corrente em amostras de GaAs semi-isolante, crescidas pela técnica de epitaxia por feixe molecular a baixas temperaturas. O uso do eletroímã, modelo 5403 da marca GMW, utilizado para gerar o campo magnético \mathbf{B} , foi o ponto fundamental para obtenção de nossos resultados. Mostramos, com sucesso, que o uso do campo magnético paralelo \mathbf{B} se presta não só para obter o controle de caos [01], mas também para estabilizar órbitas de período ímpares a partir de um sistema em regime caótico.

Além do fino controle do campo magnético, a utilização de uma placa de aquisição de dados *DAQ* da *National Instruments* e de alguns programas elaborados na plataforma LabVIEW® para realizar e tratar as medidas foram decisivos. Dessa forma, foi possível construir o espaço de parâmetros considerando quatro parâmetros de controle, o campo elétrico, o campo magnético (com \mathbf{B} paralelo à corrente), a temperatura e a iluminação. Para um conjunto de resultados, utilizamos espaços de parâmetros construídos com a temperatura e a iluminação constantes, e estudamos a periodicidade dos atratores em função da tensão aplicada e do campo magnético. Nesse caso, as representações gráficas de espaços de parâmetros foram apresentadas para três diferentes temperaturas, quais sejam: 185 K, 186 K e 187 K. Outro espaço de parâmetros também utilizado foi obtido fixando a tensão em 28,40 V e temperatura em 186 K e variado a iluminação e o campo magnético.

A partir de nossos resultados, desenvolvemos uma metodologia para representar as regiões estáveis de órbitas e, a partir dessa metodologia, pudemos construir espaços de parâmetros a partir de uma janela de caos de período-3, onde

regiões periódicas estáveis são estudadas em sua vizinhança. Em alguns dos espaços de parâmetros pudemos observar ciclos de periodicidade 3, 4, 5, 6, 7 e 8, além de caos. Um exemplo de rota de bifurcação é apresentado seguindo a seqüência de caos para 4, 3, 6, 3, 5, 7, 5, e de volta ao caos no espaço de parâmetro de tensão aplicada versus campo magnético. Tanto quanto sabemos, esta é a primeira vez que atratores com alta periodicidade, apresentando períodos ímpares são obtidos experimentalmente pela estabilização de órbitas periódicas instáveis embutidas no comportamento caótico. Como pudemos mostrar, tendo uma janela de período-5 como referência, outras janelas de caos podem igualmente serem estudadas. Esperamos também que com um pouco mais de sistematização na variação dos parâmetros de controle possamos observar órbitas de período superior a 8. Além disso, esperamos também que a utilização de algoritmos de redução de ruído possam contribuir para atingir órbitas de periodicidade mais elevada.

Explicações físicas sobre os efeitos da interação do campo magnético **B** paralelo com a corrente na amostra ainda estão em aberto, e pretendemos trabalhar com essa questão na produção de minha tese de doutorado. Acreditamos que, para o momento, conseguimos um grande avanço no estudo fino de órbitas instáveis de oscilações de baixa freqüência em um semiconductor semi-isolantes. Sabemos também que muito ainda tem que ser feito, pois entendemos que ao se conseguir um controle tão fino no estudo experimental de bifurcações abrimos a porta para avanços ainda mais significativos nos estudos teóricos, tanto do ponto de vista da física quanto de suas explicações matemáticas, e podemos começar a pensar nas aplicações práticas de controle de caos.