

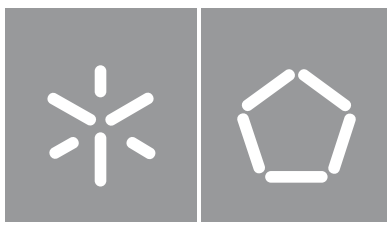


Hugo Martins Pereira

**Magnetómetros atómicos baseados em
células de vapor para medição de
campos magnéticos cerebrais**

Universidade do Minho
Escola de Engenharia





Universidade do Minho

Escola de Engenharia

Hugo Martins Pereira

**Magnetómetros atómicos baseados em
células de vapor para medição de
campos magnéticos cerebrais**

Dissertação de Mestrado

Mestrado Integrado em Engenharia Biomédica

Eletrónica Médica

Trabalho efetuado sob a orientação do

Doutor Marino Maciel

Direitos de Autor e Condições de Utilização do Trabalho por Terceiros

Este é um trabalho académico que pode ser utilizado por terceiros desde que respeitadas as regras e boas práticas internacionalmente aceites, no que concerne aos direitos de autor e direitos conexos.

Assim, o presente trabalho pode ser utilizado nos termos previstos na licença abaixo indicada.

Caso o utilizador necessite de permissão para poder fazer um uso do trabalho em condições não previstas no licenciamento indicado, deverá contactar o autor, através do RepositóriUM da Universidade do Minho.

Licença concedida aos utilizadores deste trabalho



Atribuição-NãoComercial-SemDerivações
CC BY-NC-ND

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>

Agradecimentos

Começo por agradecer ao meu orientador, Doutor Marino Maciel, por toda a orientação, disponibilidade e paciência que demonstrou ao longo desta dissertação. Foi, durante todo este ano, um apoio imprescindível e uma motivação fundamental nos momentos mais complicados.

Agradeço, também, ao professor José Higinio Correia pela oportunidade de trabalhar neste projeto e a todos os colegas de laboratório de Azurém e Gualtar, Artur Rodrigues, Sara Pimenta, Manuel Silva, Eliana Silva, Rui Freitas, José Pereira, Nuno Gomes e Hugo Dinis pelo constante bem estar e simpatia, e pelos contributos valiosos e recomendações.

Um genuíno obrigado ao Sr. Carlos, ao Sr. Paulo e ao Rui "Fixe", que sem a sua ajuda e disponibilidade este trabalho ter-se-ia revelado bastante mais complicado.

A todos os meus amigos, não existem palavras para descrever a minha gratidão por todos os momentos vividos. Foram anos inigualáveis e espero que se continuem a criar histórias como aquelas que, neste momento, preenchem a nossa memória. Que continuem a vir as braguinhas com bicho, os Corsa fora do Sardinha, as Grândola na casa do PDM, e que, fundamentalmente, nunca esqueçamos que "o nosso país deve muito ao Eusébio, à Amália e ao Tinoco!". Um profundo agradecimento ao Bruno Esteves, ao Diogo Pereira e ao Rúben Freitas pelo ânimo, pela disponibilidade e pelos conselhos oferecidos ao longo deste ano, e ainda ao Camilo Vaz, ao Diogo Pinho e ao Guillaume Cardoso por serem, também eles, uma presença essencial neste ano extremamente atípico.

À Catarina, um especial obrigado por lidar comigo diariamente; obrigado pelos bons momentos, pelos desabafos, pelos incentivos e pela compreensão nos dias mais difíceis.

Aos meus pais e ao meu irmão, estarei eternamente agradecido por todas as conversas, por todos os sacrifícios, por todo o apoio e por todo o incentivo fornecido ao longo desta jornada.

A investigação foi suportada pelo projeto OCT-RAMAN, PTDC/FIS-OTI/28296/2017, código de operação NORTE-01-0145-FEDER-028296. Em setembro de 2019 iniciei uma bolsa de investigação com a referência UMINHO/BI/261/2019 no projeto UID/EEA/04436/2019. Em dezembro de 2020 iniciei uma bolsa de investigação com a referência UMINHO/BIM/2020/76 no projeto PTDC/FIS-OTI/28296/2017.

Declaração de Integridade

Declaro ter atuado com integridade na elaboração do presente trabalho académico e confirmo que não recorri à prática de plágio nem a qualquer forma de utilização indevida ou falsificação de informações ou resultados em nenhuma das etapas conducente à sua elaboração.

Mais declaro que conheço e que respeitei o Código de Conduta Ética da Universidade do Minho.

Resumo

Magnetômetros atômicos baseados em células de vapor para medição de campos magnéticos cerebrais

A crescente necessidade de estudar o cérebro humano resultou no desenvolvimento de tecnologias de imagiologia médica. Das tecnologias existentes, pode destacar-se o exame de magnetoencefalografia (MEG) que permite realizar um mapeamento da eletrofisiologia cerebral, sendo a sua contribuição em estudos neurocientíficos e no diagnóstico de doenças cerebrais bastante notável. Isto torna-se possível através do registo dos campos magnéticos produzidos pelo fluxo de correntes elétricas neuronais. O MEG convencional recorre a dispositivos supercondutores de interferência quântica (SQUIDs) como técnica de sensorização dos campos magnéticos cerebrais. Contudo, os SQUIDs necessitam de arrefecimento criogénico por hélio líquido, que se traduz num custo de fabrico e manutenção elevados, e implica que os sensores estejam fixos numa determinada posição, resultando num equipamento volumoso e não adaptável à cabeça de cada paciente. Recentemente, têm sido desenvolvidas alternativas de sensorização magnética, com sensibilidades equiparáveis aos SQUIDs e capazes de solucionar alguns dos problemas mencionados. Destas podem-se destacar os magnetômetros de bombeamento ótico (OPMs) que apresentam elevada sensibilidade, flexibilidade e capacidade de ajuste à cabeça de cada paciente.

A presente dissertação explora o conceito de sensorização por OPMs recorrendo a duas células de vapor de metais alcalinos distintas, o rubídio-87 (^{87}Rb) e o célio (Cs). São analisadas duas abordagens magnéticas implementadas no presente estudo, incluindo uma análise através de simulações computacionais que recorrem ao método de elementos finitos (FEM) e uma análise experimental com o *setup* ótico-magnético adequado. Adicionalmente, são explorados diversos fatores que influenciam a sensibilidade destes dispositivos. Os resultados obtidos favorecem o uso de um par de *Helmholtz Coils* para aplicação de campos magnéticos no sensor e indicam que o método de isolamento antimagnético é apropriado e essencial para estabilidade de resultados e eliminação de interferências externas. Adicionalmente, as medições experimentais refletem que a polarização circular apresenta melhores resultados do que a polarização linear ou ausência de polarização. À temperatura ambiente, a célula de vapor de ^{87}Rb apresenta maior sensibilidade do que a célula de Cs. Com a aplicação de uma temperatura de 90°C, temperatura limitada pelas células de vapor em estudo, a célula de vapor de Cs exhibe melhores resultados. Genericamente, foi otimizado um sensor capaz de registar campos magnéticos na ordem de 1 nT, para um intervalo de comprimentos de onda do feixe de bombeamento ótico.

Palavras-chave: biomagnetismo, células de vapor de metais alcalinos, célio, magnetômetros de bombeamento ótico, rubídio-87.

Abstract

Atomic magnetometers based on vapor cells for measurement of brain magnetic fields

The need of analyzing the intricacies of the human brain has resulted in the development of several medical imaging technologies. The magnetoencephalography (MEG) is one of the existing exams that allows the mapping of the brain electrophysiology by measuring the magnitude of the magnetic fields produced by electric current flows of the neurons. It has majorly contributed to neuroscientific studies and investigations, and it is a powerful tool in the diagnosis of brain related diseases. The conventional MEG relies on the use of superconducting quantum interference devices (SQUIDs) for sensing the magnetic fields produced by the brain. However, SQUIDs need to be cryogenically cooled by liquid helium in order to fully operate, which greatly elevates the price of manufacturing and maintenance of these equipments. Consequently, these sensors must be in a fixed position, resulting in a one-size-fits-all inflexible imaging equipment. Advances in magnetic field sensing have shown viable alternatives to SQUIDs, that show similar sensitivity but provide solutions to several of the issues mentioned. Of the existing alternatives, optically pumped magnetometers (OPMs) have been the most promising technology. They can achieve high values of sensitivity and present a high degree of flexibility that allows the sensor to be placed on the scalp.

This dissertation explores the use of OPMs for magnetic field sensing by using two distinct alkali metal vapor cells, rubidium-87 (^{87}Rb) and cesium (Cs). Two different magnetic configurations are analyzed, both by means of computational finite element method (FEM) simulations and experimentally. Additionally, the use of several factors that can potentially influence the sensitivity of this device is explored. The results obtained in computational simulations and in laboratory-based experiments put in advantage the incorporation of a pair of Helmholtz Coils for magnetic field generation and indicate that the magnetic shielding box used is adequate to the conducted experiments. Furthermore, the use of circular polarization of the emitted light beam presents the best results in terms of transmittance comparatively to the use of linear polarization or without polarization. By operating this sensor at room temperature, the ^{87}Rb vapor cell shows higher sensitivity than the Cs cell. However, by heating the vapor cells to a temperature value of 90 °C, limited by the type of vapor cells used in this experiment, the Cs cell shows the highest sensitivity. Lastly, the present work shows an optimized OPM sensor able to register magnetic fields in the 1 nT orders of magnitude, for a large range of wavelengths of the emitted light.

Key words: Alkali metal vapor cells, biomagnetism, cesium, optically pumped magnetometers, rubidium-87.

Conteúdo

1	Introdução	1
1.1	O sinal biomagnético do cérebro	1
1.1.1	Neurónios: fonte do sinal biomagnético	2
1.1.2	Importância dos sinais biomagnéticos para o diagnóstico de doenças	6
1.2	Tecnologias de MEG	8
1.2.1	Sistema de MEG convencional	9
1.2.2	Tecnologias emergentes	12
1.3	Motivação e objetivos	12
1.4	Organização da Dissertação	14
2	Sensorização magnética: estado da arte	16
2.1	SQUIDs	16
2.1.1	<i>High-T_c</i> SQUIDs	17
2.1.2	<i>HyQUIDs</i>	18
2.2	OPMs	21
2.3	Outros sensores magnéticos	23
2.3.1	Sensores <i>spintronic</i> magneto-resistivos	24
2.3.2	Centros de vacância-azoto	25
3	Magnetómetros de bombeamento ótico	28
3.1	OPMs: princípio de funcionamento	28
3.2	Níveis atômicos de energia	30
3.2.1	Estrutura Fina	32
3.2.2	Estrutura Hiperfina	33
3.2.3	Estrutura de Zeeman	34
3.3	Bombeamento ótico	35

3.4	Supressão das trocas de spin	36
3.5	Isolamento magnético	38
4	Metodologia	40
4.1	Primeira abordagem ótico-magnética	40
4.1.1	Células de vapor de ^{87}Rb e Cs	41
4.1.2	Configuração ótica	42
4.1.3	Configuração magnética	44
4.1.4	Metodologia de medição	45
4.2	Segunda abordagem ótico-magnética - <i>Helmholtz Coil</i>	46
4.3	Simulações FEM	50
4.3.1	Módulo magnético	50
4.3.2	Módulo ótico	52
4.4	Sensibilidade magnética da configuração	53
5	Resultados e discussão	55
5.1	Simulações FEM das configurações magnéticas	55
5.2	Medições ótico-magnéticas	59
5.2.1	Estudo da polarização	59
5.2.2	Comparação entre as configurações magnéticas implementadas	61
5.2.3	Efeito da temperatura	64
5.2.4	Comparação entre as células de vapor de ^{87}Rb e de Cs	67
6	Conclusões e trabalho futuro	70
6.1	Conclusões	70
6.2	Trabalho futuro	72
	Bibliografia	74
	Anexo A Pressão de vapor e densidade atômica de metais alcalinos	84
	Anexo B Cálculo da densidade de fluxo magnético gerado por um solenoide	87
	Anexo C Cálculo da densidade de fluxo magnético gerado por um par de <i>Helmholtz Coils</i>	89

Siglas e Acrónimos

3D	Tridimensional
AC	Corrente Alternada
AMR	Sensor Magneto-Resistivo Anisotrópico
AVC	Acidente Vascular Cerebral
DALY	<i>Daily-Adjusted-Life-Years</i>
EPSP	Potencial Pós-Sináptico Excitatório
FDM	Modelagem por Deposição Fundida
FEM	Método de Elementos Finitos
GMR	Sensor Magneto-Resistivo Gigante
IPSP	Potencial Pós-Sináptico Inibitório
MEG	Magnetoencefalografia
MEMS	Sistemas MicroEletroMecânicos
MR	Sensor Magneto-Resistivo
NVC	Centro de Vacância-Azoto
OMS	Organização Mundial de Saúde
OPM	Magnetómetro de Bombeamento Ótico
PLA	Ácido Polilático

SERF	Trocas de Spin Sem Relaxamento
SNR	Relação Sinal-Ruído
SQUID	Dispositivos Supercondutores de Interferência Quântica
TMR	Sensor Magneto-Resistivo baseado no efeito de Túnel
UV	Ultravioleta
YBCO	Óxido de Ítrio, Bário e Cobre

Lista de Símbolos Químicos

Símbolo	Descrição
K^+	Ião Positivo de Potássio
Na^+	Ião Positivo de Sódio
Cl^-	Ião Negativo de Cloro
Nb	Nióbio
He	Hélio
Al	Alumínio
Rb	Rubídio
^{87}Rb	Isótopo de Rubídio-87
Cs	Césio
Mg	Magnésio
Sb	Antimónio
Bi	Bismuto
Co	Cobalto
Ni	Níquel
Fe	Ferro
Si	Silício
C	Carbono
SiO₂	Dióxido de Silício

Lista de Grandezas

Símbolo	Descrição	Unidade (SI)
B	Densidade de Fluxo Magnético	T
r	Distância	m
T	Temperatura	°C
T_c	Temperatura de Transição Crítica	°C
λ	Comprimento de Onda	m
n	Número Quântico Principal	-
l	Número Quântico Azimutal	-
s	Número Quântico de Spin	-
m_l	Número Quântico Magnético de Orbital	-
m_s	Número Quântico Magnético de Spin	-
L	Momento Angular Orbital	-
S	Momento Angular de Spin	-
J	Momento Angular do Eletrão	-
I	Momento Angular de Spin do Núcleo	-
F	Momento Angular Total	-
μ	Permeabilidade Magnética	H m ⁻¹
μ_0	Permeabilidade Magnética do Vazio	H m ⁻¹
μ_r	Permeabilidade Magnética Relativa	-
N	Número de Espiras	-
I	Corrente Elétrica	A
R	Raio	m
n_r	Índice de Refração	-

Lista de Figuras

1.1	Esquemático ilustrativo de um neurónio.	3
1.2	Fisiologia anatômica de uma sinapse	4
1.3	Potencial pós-sináptico: perfil do potencial transmembranar e correntes geradas.	5
1.4	Potencial ação do neurónio e representação das respetivas correntes elétricas geradas	6
1.5	Taxa de ocorrência de DALYs por 100 000 pessoas, na Europa, em 2017, para diversos intervalos de idade	7
1.6	Comparação entre os campos magnéticos existentes no meio ambiente e os campos biomagnéticos	8
1.7	Instrumentação de um sensor SQUID	10
1.8	Comparação entre um sistema de MEG convencional e um sistema baseado em sensores OPM	13
2.1	Esquemático da estrutura de um sensor <i>High-T_c</i> SQUID e representação de um protótipo com dois sensores desenvolvido	18
2.2	Desenho esquemático de um sensor <i>HyQUID</i>	19
2.3	Dispositivos OPMs completos fabricados atualmente	22
2.4	Contraste entre o MEG convencional e o novo sistema com sensores OPM, com a qual se torna possível a realização de certas atividades motoras	23
2.5	Sensor <i>spintronic</i> magneto-resistivo: imagem microscópica de um sensor magneto-resistivo baseado numa ponte de Wheatstone completa e ilustração do modo de operação, com respetivos sinais de saída	25
2.6	Sensor de centro de vacância-azoto: estrutura cristalina do diamante com um centro de vacância-azoto e ilustração do modo de operação	26
3.1	Etapas de funcionamento de um magnetómetro de bombeamento ótico baseado em células de vapor de metais alcalinos	29
3.2	Configuração geral de um feixe de luz utilizado em sensores OPM	30

3.3	Orbitais de energia e estrutura fina dos eletrões de valência do ^{87}Rb e Cs	32
3.4	Representação da estrutura fina e separação na estrutura hiperfina, para o eletrão de valência do ^{87}Rb e do Cs	33
3.5	Representação da estrutura hiperfina e da respetiva separação em níveis de energia que formam a estrutura de Zeeman	34
3.6	Representação da estrutura hiperfina e da estrutura de Zeeman para a transição D1 do ^{87}Rb , ilustrando as transições que os eletrões efetuam, $m_f = -1$, até ficarem spin-polarizados e ocuparem o nível de Zeeman $F = 2, m_f = -2$	36
3.7	Variação da densidade de metal alcalino com aumento da temperatura	37
3.8	Permeabilidade magnética: simulação das linhas de campo magnético na presença de um material com elevada permeabilidade e variação da permeabilidade magnética relativa de um material ferromagnético em função do aumento da densidade de fluxo magnético do campo aplicado	39
4.1	Células de vapor de metal alcalino: modelo 3D das células de vapor e gráfico de transmitância de luz através das células de vapor em função do comprimento de onda	42
4.2	Equipamento ótico utilizado: representação da fonte de luz visível <i>Newport Quartz Tungsten Halogen Lamp 200 W</i> , do monocromador <i>Newport 74125</i> , da fibra ótica para luz visível e do fotodetetor <i>Hamamatsu S1336-5BQ</i> conectado ao picoamperímetro <i>Keithley 487</i>	43
4.3	Fotossensibilidade do fotodetetor <i>Hamamatsu S1336-5BQ</i> utilizado, para diferentes comprimentos de onda	43
4.4	Primeira configuração magnética utilizada: vista do solenoide em perspetiva com uma das células de vapor incluída e caixa antimagnética utilizada em que se observa o fotodetetor e a fibra ótica acoplados às respetivas aberturas	45
4.5	Configuração magnética baseada num par de <i>Helmholtz Coils</i> : esquemático da configuração e representação das linhas de campo magnético geradas	48
4.6	Desenho 3D da configuração magnética baseada num par de <i>Helmholtz Coils</i> : modelo da estrutura da bobina e da estrutura de encaixe, e o modelo da estrutura completa com a célula de vapor entre o par de <i>Helmholtz Coils</i>	49
4.7	Fotografias da nova configuração magnética desenvolvida: estrutura completa com o par de <i>Helmholtz Coils</i> e célula de vapor incorporada, e nova caixa antimagnética construída com dimensões apropriadas à nova configuração	49

4.8	Simulações FEM em <i>COMSOL Multiphysics 5.4</i> de ambas configurações magnéticas utilizadas nas medições experimentais: configuração magnética inicial constituída por um solenoide e configuração magnética do par de <i>Helmholtz Coils</i>	51
4.9	Simulação FEM no <i>COMSOL Multiphysics 5.4</i> da caixa antimagnética desenvolvida para a segunda configuração magnética implementada, com $\mu_r = 80\,000$	52
4.10	Simulações FEM óticas no <i>COMSOL Multiphysics 5.4</i> : observação do efeito da polarização circular e da célula de vapor no feixe de luz emitido	53
4.11	Equipamento utilizado para melhoramento da sensibilidade do dispositivo: polarizador circular utilizado montado num suporte próprio e resistência térmica incorporada, enrolada em torno da célula de vapor para minimizar perdas de temperatura	54
5.1	Simulações FEM da distribuição da densidade de fluxo magnético para a configuração magnética composta pelo solenoide e para a configuração magnética do par de <i>Helmholtz Coils</i>	56
5.2	Variação da densidade de fluxo magnético ao longo do comprimento da célula de vapor para a configuração magnética com a solenoide e para a configuração magnética com o par de <i>Helmholtz Coils</i>	57
5.3	Modelo 3D ilustrativo da posição do feixe de luz de emissão para a configuração magnética composta pelo solenoide e para a configuração magnética com o par de <i>Helmholtz Coils</i>	57
5.4	Simulação FEM da caixa antimagnética desenvolvida na segunda abordagem magnética implementada: observação do comportamento das linhas de campo magnético em torno da caixa e avaliação da densidade de fluxo magnético residual dentro da caixa . . .	58
5.5	Variação da transmitância da luz (%) em função do comprimento de onda (nm) para a configuração magnética de um solenoide, utilizando um feixe de luz não polarizado . . .	60
5.6	Resultados experimentais da transmitância (%) através da célula de vapor de ^{87}Rb em função do comprimento de onda (nm), para vários valores de densidade de fluxo magnético (T) e para um feixe com polarização linear e com polarização circular	61
5.7	Resultados experimentais da configuração magnética de um solenoide, com variação da transmitância (%) em função do comprimento de onda (nm) e da densidade de fluxo magnético (T), para as células de vapor de ^{87}Rb e Cs	62

5.8	Resultados experimentais da configuração magnética composta por um par de <i>Helmholtz Coils</i> , com variação da transmitância (%) em função do comprimento de onda (nm) e da densidade de fluxo magnético (T), para as células de vapor de ⁸⁷ Rb e Cs . . .	64
5.9	Medição experimental da transmitância (%) em função do comprimento de onda (nm), para diferentes valores de densidade de fluxo magnético (nT) quando aplicada uma temperatura de 90 °C.	66
5.10	Medição experimental da transmitância (%) em função do comprimento de onda (nm), para diferentes valores de densidade de fluxo magnético (nT) quando aplicada uma temperatura de 90 °C, para ambas as células de vapor de ⁸⁷ Rb e Cs	67
5.11	Regressão exponencial dos valores de transmitância (%) em função do campo magnético aplicado (nT), para a transição D1 e D2 das células de vapor de ⁸⁷ Rb e Cs	68

Lista de Equações

3.1	Frequência de Larmor	29
3.2	Momento angular total do elétron	31
3.3	Momento angular total do átomo	31
3.4	Níveis de energia que a estrutura fina pode apresentar	32
3.5	Níveis de energia que a estrutura hiperfina pode apresentar	33
3.6	Número de níveis de energia existentes na estrutura de Zeeman	34
4.1	Densidade de fluxo magnético gerado por um solenoide	44
4.2	Cálculo da transmitância da luz através da célula de vapor em estudo	46
4.3	Densidade de fluxo magnético gerado por um par de <i>Helmholtz Coils</i>	47
A.1	Equação de Clausius-Clapeyron	84
A.2	Lei dos gases ideais	85
A.3	Coefficientes de calor latente	85
A.4	Curva de pressão de vapor de um metal alcalino	85
A.5	Densidade atômica de metal alcalino dentro de uma célula de vapor	85
B.1	Lei de Bio-Savart	87
B.2	Densidade de fluxo magnético gerado pelo solenoide implementado	88
C.1	Densidade de fluxo magnético gerado por uma bobina em qualquer ponto do eixo central que a atravessa	89
C.2	Densidade de fluxo magnético gerado por um par de <i>Helmholtz Coils</i> para qualquer ponto no eixo central que o atravessa	90
C.3	Densidade de fluxo magnético no centro do par de <i>Helmholtz Coils</i>	90

Capítulo 1

Introdução

Este capítulo apresenta de forma sucinta a fisiologia do cérebro humano, desde a sua constituição fundamental à formação de correntes elétricas pelos neurónios e, conseqüentemente, à formação de campos magnéticos. É descrita a importância da deteção destes campos magnéticos para o diagnóstico de doenças, sendo abordadas as técnicas de magnetoencefalografia existentes. Após apresentação da motivação e objetivos da dissertação, é descrita a estrutura e organização do presente documento.

1.1 O sinal biomagnético do cérebro

Tudo o que fazemos, todos os pensamentos que temos, é produzido pelo cérebro humano. Mas exatamente como este funciona continua a ser um dos maiores mistérios da humanidade, e quantos mais segredos são explorados, mais surpresas são encontradas¹. Toda esta complexidade inerente ao cérebro humano é resultado da sua estruturação e da interação de cerca de 100 mil milhões de neurónios. O neurónio é a unidade básica do cérebro humano, sendo responsável pelo processamento de toda a informação e pela comunicação da mesma a todas as partes do corpo humano. Isto é possível devido ao fluxo de pequenas correntes elétricas quer no interior do neurónio, quer entre outros neurónios. Estas correntes elétricas produzem, conseqüentemente, pequenos campos magnéticos. Uma vez que existem continuamente milhares e milhares de neurónios a interagir entre si, estes pequenos campos interferem construtivamente e criam sinais biomagnéticos que, apesar de baixa magnitude, são possíveis de serem medidos. O registo deste sinal biomagnético pode ser efetuado de forma não invasiva e com

¹Adaptado de uma citação de Neil deGrasse Tyson: "Everything we do, every thought we've ever had, is produced by the human brain. But exactly how it operates remains one of the biggest unsolved mysteries, and it seems the more we probe its secrets, the more surprises we find."

o recurso a equipamentos de elevada sensibilidade, capazes de detetar campos magnéticos na ordem do femtotesla (fT, que corresponde a 10^{-15} T). O estudo destes sinais permite não só o diagnóstico de doenças neurológicas, como também a análise da resposta neuronal a diferentes estímulos externos. Esta capacidade de medir os sinais biomagnéticos resultantes do fluxo neuronal e de mapear a atividade cerebral em tempo real constitui a base da magnetoencefalografia (MEG) [1, 2].

1.1.1 Neurónios: fonte do sinal biomagnético

O corpo humano é constituído por vastas redes de neurónios interligados. A cada minuto, estas são responsáveis pelo processamento de milhões de conjuntos de informação provenientes de órgãos e nervos sensoriais de todo o corpo humano e são capazes de desenvolver uma resposta que determina a forma como este deve atuar. Isto só se torna possível devido a processos eletroquímicos que ocorrem dentro de, e entre neurónios [1].

Na Figura 1.1 encontra-se apresentada a estrutura de um neurónio, constituído pelas seguintes partes:

- **Corpo celular** - também conhecido como o soma. Contém o núcleo do neurónio e é o local onde ocorrem as atividades metabólicas.
- **Dendrite** - extensões ramificadas que surgem do corpo celular; recebem informação proveniente de outros neurónios sob a forma de impulsos eletroquímicos.
- **Axónio** - estrutura em forma de tubo onde se propaga o impulso elétrico, designado de potencial de ação, desde o soma até outras células nervosas. É coberto por uma camada isoladora, a **bainha de mielina**, com pequenos espaços designados de **nódulos de Ranvier**, que servem para acelerar o processo de propagação do impulso.
- **Cone axonal** - local da célula onde se inicia o potencial de ação [1, 3].

No estado de repouso de um neurónio, existe uma diferença de concentrações de iões entre o meio intracelular e o meio extracelular. Esta diferença é mediada por proteínas na membrana de separação entre os dois meios, a membrana celular, que controlam a entrada e saída de iões de potássio (K^+), sódio (Na^+) e cloro (Cl^-). O desequilíbrio iónico descrito resulta numa diferença de potencial de -70 mV entre o meio intracelular e o meio extracelular [1, 4].

O estado de repouso é alterado quando ocorre transmissão de informação entre neurónios. Esta comunicação deve-se à ocorrência de processos eletroquímicos designados de sinapses entre os terminais do axónio de um neurónio, neurónio pré-sináptico, e as dendrites do neurónio seguinte,

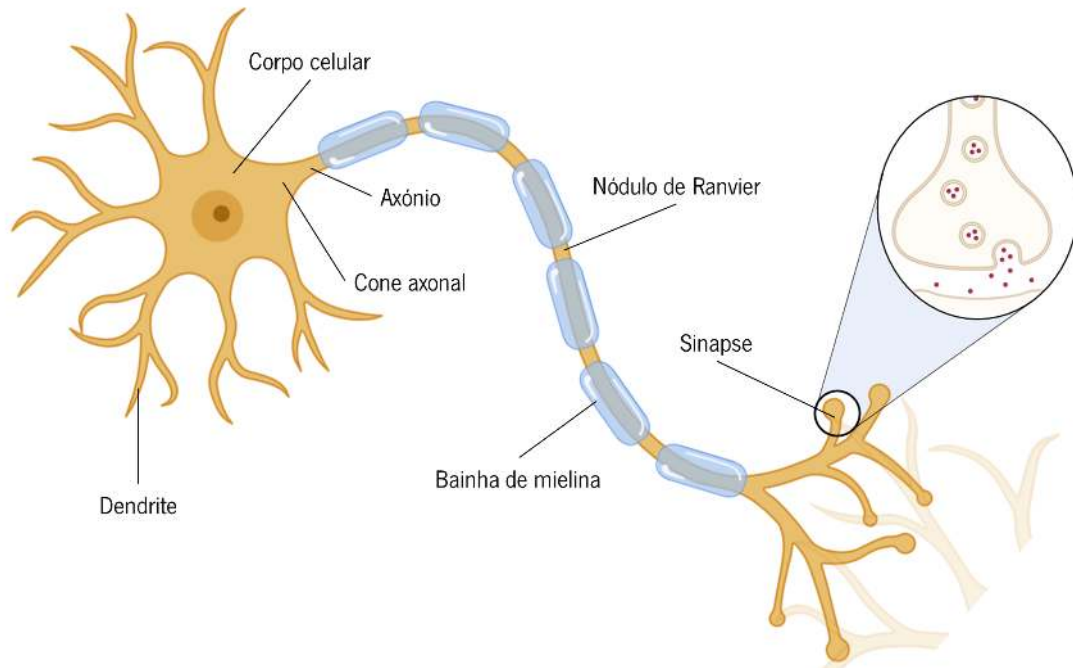


Figura 1.1: esquemático ilustrativo de um neurónio.

neurónio pós-sináptico, como demonstrado na Figura 1.2. Nas sinapses ocorre a libertação de substâncias químicas, designadas de neurotransmissores, por parte do neurónio pré-sináptico. Os neurotransmissores ligam-se à membrana do neurónio pós-sináptico e causam a abertura de canais iónicos que permitem o fluxo de iões para dentro da célula, alterando a diferença de potencial através da membrana. Consequentemente, gera-se uma corrente eléctrica que flui através das dendrites do neurónio pós-sináptico, chamado de *potencial pós-sináptico*. Se este potencial for suficientemente elevado quando chega ao cone axonal, o neurónio "dispara" e cria um impulso eléctrico que se propaga ao longo do axónio, designado de *potencial de ação*. Sucessões destes impulsos nervosos, de neurónio em neurónio, permitem que a informação seja enviada pelo cérebro humano aos locais pretendidos, e vice-versa [1, 3].

Desta forma, existem duas classes distintas de correntes eléctricas que fluem dentro os neurónios: correntes correspondentes ao potencial pós-sináptico e correntes associadas ao potencial de ação. Ambas criam sinais magnéticos registáveis no exterior do crânio [5].

Potencial pós-sináptico

Tal como referido anteriormente, a libertação de neurotransmissores do neurónio pré-sináptico provoca a abertura de canais iónicos no neurónio pós-sináptico. Assim, se iões Na^+ entrarem na célula, o potencial intracelular aumenta e causa despolarização da mesma. Adicionalmente, também existe a possibilidade de iões K^+ saírem para o meio extracelular e de iões Cl^- entrarem para o meio intracelular.

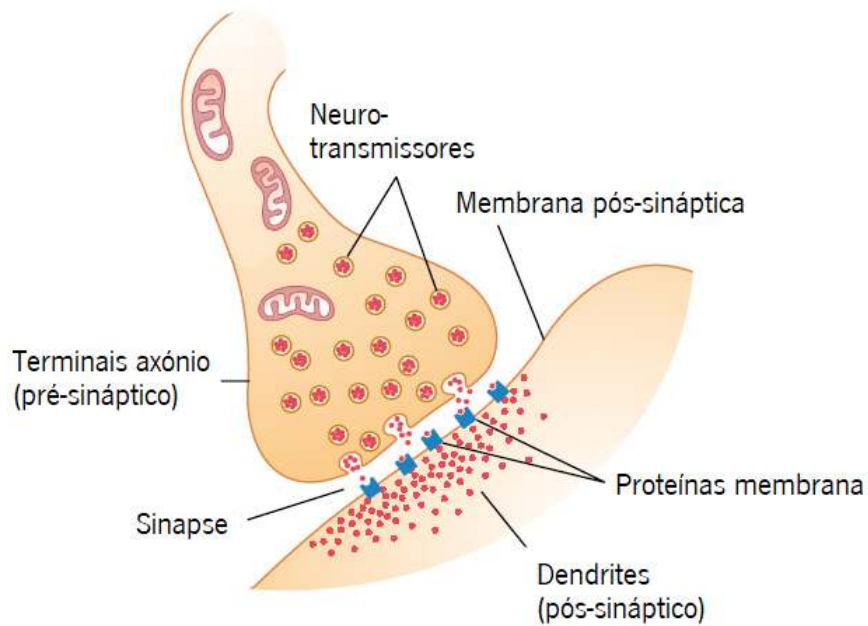


Figura 1.2: fisiologia anatómica de uma sinapse (adaptado de [1]).

Isto faz com que o potencial dentro da célula diminua e a célula hiperpolarize. Ao primeiro caso designa-se de potencial pós-sináptico excitatório (EPSP, do inglês *excitatory postsynaptic potential*), e ao segundo caso de potencial pós-sináptico inibitório (IPSP, do inglês *inhibitory postsynaptic potential*), sendo que várias quantidades de ambos estes potenciais podem ocorrer simultaneamente num só neurónio. No cone axonal ocorre a conjugação dos diferentes EPSPs e IPSPs: se a quantidade de EPSPs superar a de IPSPs e se a soma total dos potenciais for suficientemente elevada para ultrapassar o valor de *threshold* de excitação (-55 mV), forma-se um potencial de ação ao longo do axónio do neurónio. Este fenómeno encontra-se representado no gráfico da Figura 1.3a [3].

Os potenciais pós-sinápticos, quer excitatórios quer inibitórios, alteram a diferença de potencial entre o meio intracelular e extracelular, criando correntes elétricas que fluem desde as dendrites até ao corpo celular. Estas correntes designam-se de correntes primárias e são fontes de campos magnéticos. Existem também as correntes secundárias, normalmente designadas de correntes volúmicas que resultam do bombeamento de catiões do interior da célula para o exterior, de modo a restabelecer o potencial de repouso da membrana após passagem de um EPSP. São correntes extracelulares de sentido oposto às correntes primárias, e o impacto destas no campo magnético medido exteriormente é muito pouco significativo (cerca de três ordens de grandeza inferior aos campos magnéticos gerados pelas correntes intracelulares). As correntes primárias e secundárias podem ser visualizadas na Figura 1.3b [5, 6].

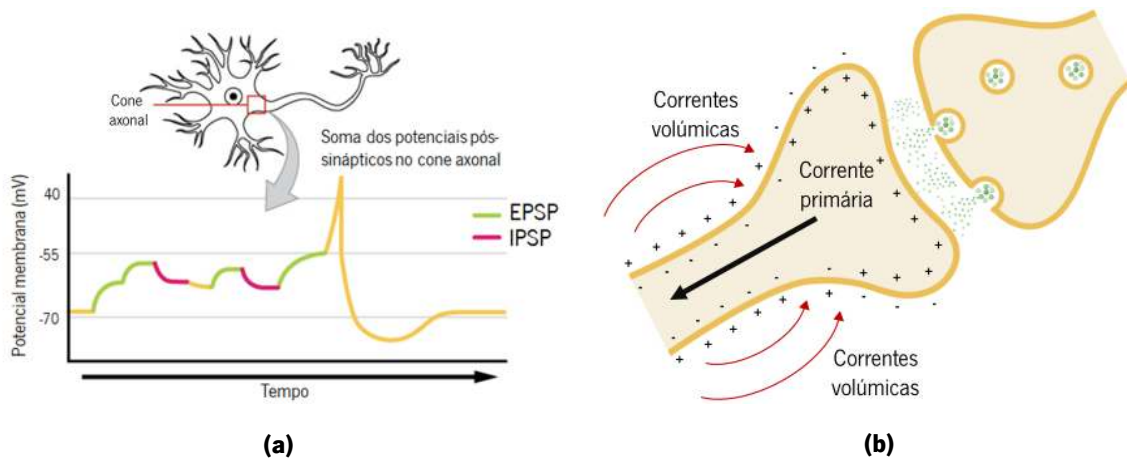


Figura 1.3: potencial pós-sináptico: perfil de potencial transmembranar e correntes geradas. (a) Efeitos dos potenciais pós-sinápticos excitatórios e inibitórios no potencial membranar e sua soma no cone axonal (adaptado de [3]). (b) Corrente primária e correntes volúmicas originadas pela ocorrência de um potencial pós-sináptico.

Potencial de ação

Se o potencial no cone axonal for suficientemente elevado para ultrapassar o *threshold* de -55 mV, ocorre a despolarização da membrana do neurónio ao longo do axónio, desencadeando-se o potencial de ação. Este estímulo elétrico aumenta a condutividade dos canais de sódio da membrana e provoca a entrada rápida de iões Na^+ . A membrana despolariza e o potencial no interior aumenta para $+40$ mV relativamente ao meio extracelular. De seguida, os canais de sódio começam a fechar e os canais de potássio a abrir em maior quantidade do que o normal. Ocorre uma rápida difusão de iões K^+ para o meio extracelular e a célula hiperpolariza, fazendo com que o potencial da membrana se torne negativo e inferior ao potencial de repouso da célula. Eventualmente os canais de sódio reabrem novamente e atinge-se o potencial de repouso, tornando-se possível a ocorrência de um novo potencial de ação. As várias etapas do potencial de ação ao longo do tempo encontram-se representadas na Figura 1.4a [1].

Sinal neuromagnético

A transmissão de informação no corpo humano ocorre, assim, por meio de potenciais de ação gerados pelos neurónios, que são fonte de sinais biomagnéticos. É importante qualificar a forma como os dois potenciais principais acima descritos influenciam a amplitude do sinal magnético registado. Segundo Richerson et al. e Cannings et al., o potencial de ação pode ser aproximado por dois dipolos de correntes elétricas: um dipolo entre o estado de repouso e repolarização na direção do corpo celular, e outro dipolo entre o estado de repolarização e despolarização na direção dos terminais do axónio. Originam-se, ainda, correntes volúmicas extracelulares tal como verificado para o potencial pós-sináptico. Estas correntes

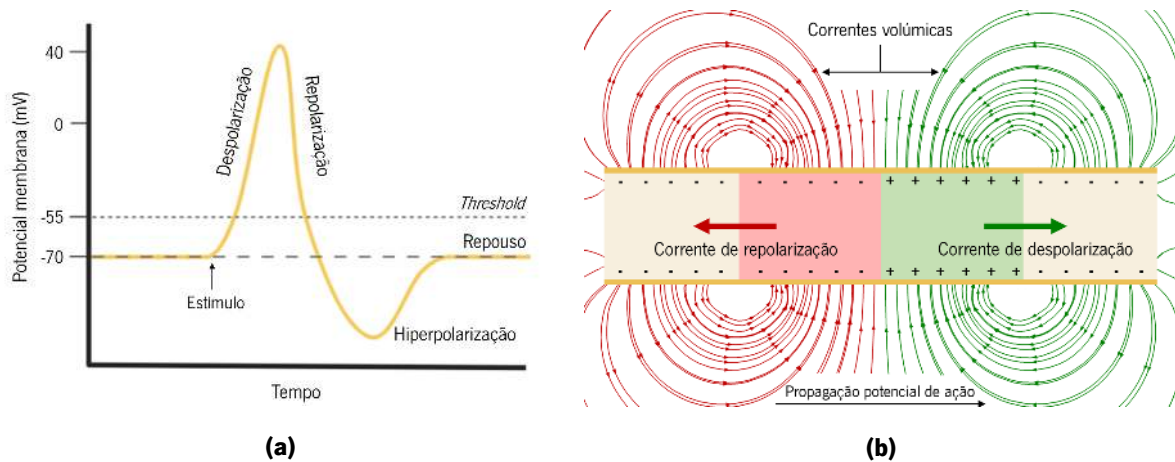


Figura 1.4: potencial de ação do neurónio: (a) variações do potencial transmembranar devido a um potencial de ação (adaptado de [3]); (b) representação de um axónio com os dipolos de corrente gerados pela despolarização e repolarização do potencial membranar, bem como as consequentes correntes volúmicas extracelulares.

encontram-se representadas na Figura 1.4b. Deste modo, o potencial de ação pode ser aproximado por uma corrente quadripolar. Isto significa que o campo magnético criado por estas correntes decresce a uma taxa de $1/r^3$, sendo r a distância à fonte de sinal, ao passo que o campo magnético criado pelo potencial pós-sináptico pode ser aproximado apenas um dipolo de corrente, em que a amplitude do sinal decresce a uma taxa de $1/r^2$. Adicionalmente, a duração dos potenciais pós-sinápticos (dezenas de milissegundos) é significativamente superior à duração do potencial de ação (sensivelmente 1 ms) nos neurónios cerebrais. Isto faz com que a probabilidade dos sinais pós-sinápticos estarem sincronizados e se interferirem construtivamente seja superior [7–9].

Conclui-se assim que a origem neuronal do sinal de MEG deve-se maioritariamente à sincronização de milhares de campos magnéticos originados por correntes pós-sinápticas e não tanto devido a campos gerados por potenciais de ação.

1.1.2 Importância dos sinais biomagnéticos para o diagnóstico de doenças

Segundo a Organização Mundial de Saúde (OMS) centenas de milhões de pessoas por todo o mundo sofrem de distúrbios neurológicos. Destes destacam-se os distúrbios neurodegenerativos como a demência, que compreende a doença de Alzheimer, e, também, a epilepsia. Sensivelmente, 47 milhões e 50 milhões de pessoas a nível mundial sofrem de demência e epilepsia respetivamente, segundo os números lançados pela OMS em dezembro de 2019. Estes distúrbios neurológicos englobam ainda acidentes vasculares cerebrais (AVCs), doença de Parkinson, esclerose múltipla, enxaquecas recorrentes e infeções neurológicas [10, 11].

A aquisição dos sinais biomagnéticos gerados pelo cérebro humano permite o estudo detalhado destas doenças. Os exames de MEG permitem o mapeamento da atividade neurológica cerebral e, conseqüentemente, o diagnóstico dos diferentes distúrbios acima descritos, e ainda permitem analisar a evolução dos mesmos ao longo do tempo. Adicionalmente, os exames de MEG facultam uma análise em tempo real da resposta neuronal a diferentes estímulos externos, facilitando a investigação de potenciais soluções para o abrandamento ou cura destas patologias [11].

Com o aumento da esperança média de vida e envelhecimento da população, é expectável um aumento considerável deste tipo de condições neurológicas crónicas e progressivas, como é demonstrado na Figura 1.5 com dados de países europeus de 2017. Esta representa o número de DALYs (do inglês: *daily-adjusted-life-years*, métrica utilizada neste tipo de estudos que traduz a soma de possíveis anos de vida perdidos por morte prematura e anos de vida produtivos perdidos por incapacidade, causado por estes distúrbios) por 100 000 pessoas, para vários intervalos de idade [10, 12]. É notável que distúrbios neurológicos, principalmente demências e AVCs, e as suas conseqüências, quer mortalidade, quer incapacidade, aumentam significativamente com a idade. O estudo de sinais biomagnéticos e, conseqüentemente, o aperfeiçoamento das tecnologias de MEG, torna-se, assim, cada vez mais importante.

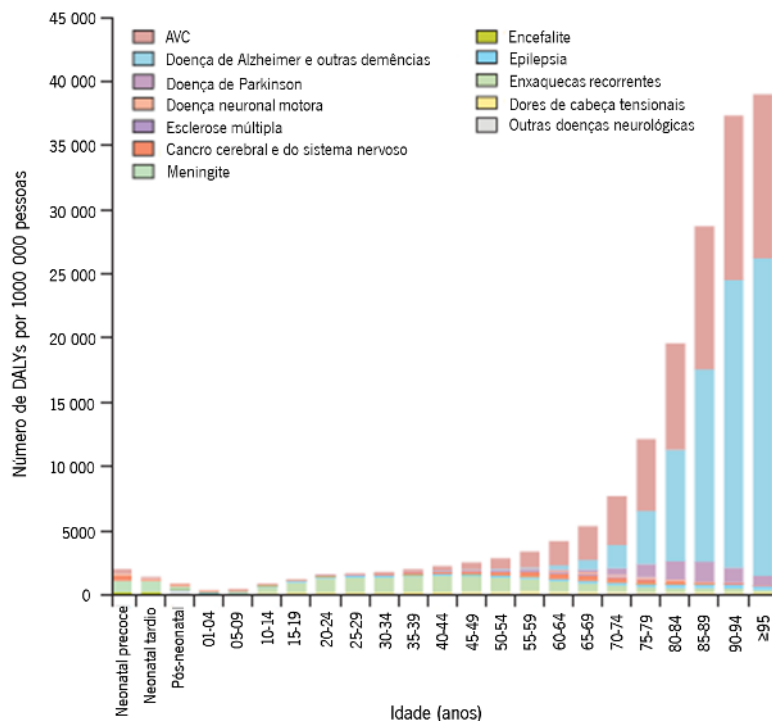


Figura 1.5: taxa de ocorrência de DALYs por 100 000 pessoas, na Europa, em 2017, para diversos intervalos de idade (adaptado de [12]).

1.2 Tecnologias de MEG

Os sinais produzidos pelas fontes neuromagnéticas são na ordem das dezenas a centenas de fT. Como é possível de imaginar, existem outras fontes de campo magnético no meio ambiente que são de ordens de grandeza significativamente superiores aos campos biomagnéticos produzidos pelo cérebro humano. A Figura 1.6 compara a magnitude de diferentes campos magnéticos presentes no meio ambiente com os campos biomagnéticos. De acordo com a figura, um sistema de MEG sensível a sinais neuromagnéticos é capaz de detetar outros sinais magnéticos indesejados, resultantes de fontes externas existentes no meio ambiente (circulação automóvel, linhas de transmissão de eletricidade, equipamento laboratorial), e também de outras partes do corpo humano (coração, músculos, movimento ocular) [13].

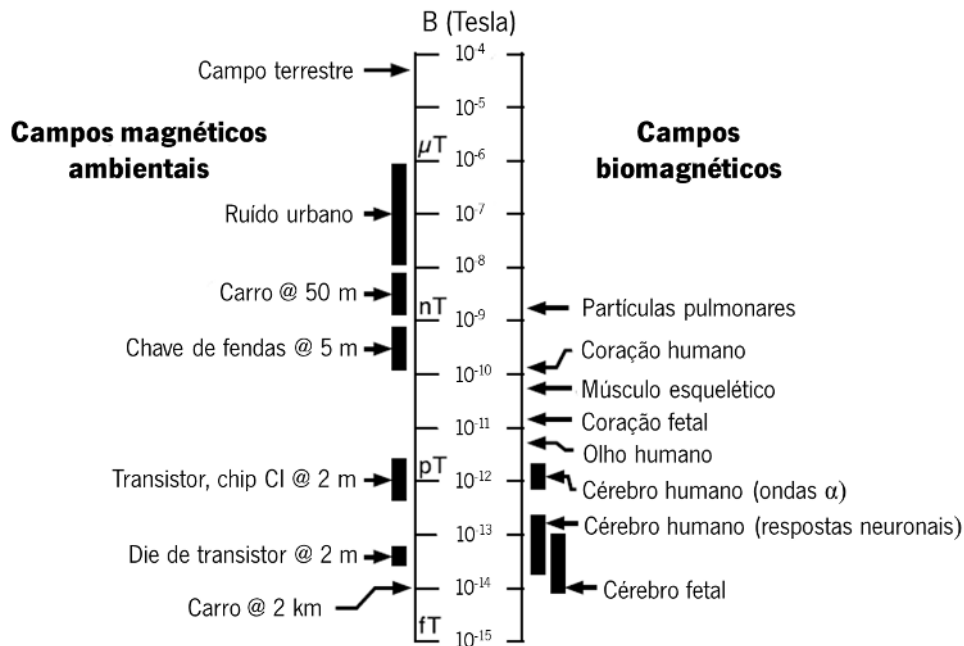


Figura 1.6: comparação entre os campos magnéticos existentes no meio ambiente e os campos biomagnéticos (adaptado de [13]).

Assim, para a medição de campos magnéticos gerados pelo cérebro humano, sem ruído e interferências externas, é necessário um conjunto de detetores devidamente localizados e sensíveis às gamas de campo magnético e uma redução da magnitude dos campos provenientes de ruído ambiental e outras interferências biomagnéticas.

1.2.1 Sistema de MEG convencional

Em 1968, o físico David Cohen [14] apresentou o primeiro método de medir sinais magnéticos provenientes de tecidos cerebrais. Para tal, recorreu a uma bobina com 1 milhão de espiras em que campos magnéticos alternados de baixa intensidade do cérebro induziam tensão na bobina. Contudo, os sinais registados apresentavam muito ruído e este método revelou-se pouco viável para uma medição prática e precisa dos sinais neuromagnéticos [14].

Contudo, foi em 1963 que investigadores da Ford Research Labs [15] começaram a desenvolver os dispositivos designados supercondutores de interferência quântica (SQUIDs, do inglês *Superconducting QUantum Interference Devices*) que até à atualidade são os sensores utilizados para o registo de sinais neuromagnéticos cerebrais. Nos anos 90, começaram a aparecer os primeiros dispositivos de MEG baseados em matrizes de SQUIDs colocados em torno de toda a cabeça, com isolamento magnético de fontes exteriores indesejadas, sendo estes os aparelhos comercialmente disponíveis e universalmente utilizados [15–18].

A conceptualização dos sensores SQUID foi fruto de trabalhos e descobertas sucessivas ao longo do século 20. H. K. Onnes [19], em 1911, descobriu a propriedade dos materiais que serve de base para o funcionamento destes sensores: a supercondutividade. Um material é supercondutor quando não oferece qualquer tipo de resistência elétrica ao movimento de cargas, e ocorre quando este é sujeito a temperaturas muito baixas, perto dos 0 K. Registou ainda que para alguns materiais, a partir de uma dada temperatura - temperatura de transição crítica, T_c - a sua resistência elétrica descia abruptamente para 0 [19].

Em 1957, foi apresentada por Bardeen, Cooper e Schrieffer [20] a teoria sobre supercondutividade, designada teoria de BCS (Bardeen–Cooper–Schrieffer). Esta explica que os eletrões no estado de supercondutividade encontram-se ligados entre si em pares, designados de pares de Cooper, e não interagem com iões presentes no material. Isto faz com que corrente elétrica circule sem perdas de energia [20].

Seguidamente, B. D. Josephson [21], em 1962, extrapolou a teoria da supercondutividade para temperaturas inferiores à temperatura crítica ($T < T_c$). Segundo Josephson, os pares de Cooper não só permitem o fluxo de corrente elétrica sem perdas de energia como também conseguem atravessar barreiras isoladoras entre dois materiais supercondutores. A este fenómeno chama-se efeito de túnel e às barreiras isoladoras junções de Josephson. Isto ocorre para supercorrentes, ie. correntes elétricas que fluem num material supercondutor, abaixo do valor crítico; e quando o valor da corrente crítica é excedido, gera-se uma tensão AC através da junção [21].

Estas três descobertas são essenciais para perceber o funcionamento dos SQUIDs. A parte fundamental de um sensor SQUID, representada na Figura 1.7a, consiste num anel de metal, normalmente de Nióbio (Nb) puro, criogenicamente arrefecido com Hélio (He) líquido a 4 K para se atingir o estado de supercondutividade, que compreende duas junções de Josephson. Quando existem variações de campo magnético através da área do anel, induzem-se correntes elétricas que se vão somar às supercorrentes que já fluem no material. Assim, quando a soma destas correntes atinge o valor crítico, cria-se uma diferença de potencial através do anel, proporcional ao fluxo magnético, com um comportamento alternado semelhante ao ilustrado na Figura 1.7b. Idealmente deve-se operar na região do gráfico assinalada, onde a relação tensão em função do fluxo magnético, $dV/d\phi$, é de maior declive [22, 23].

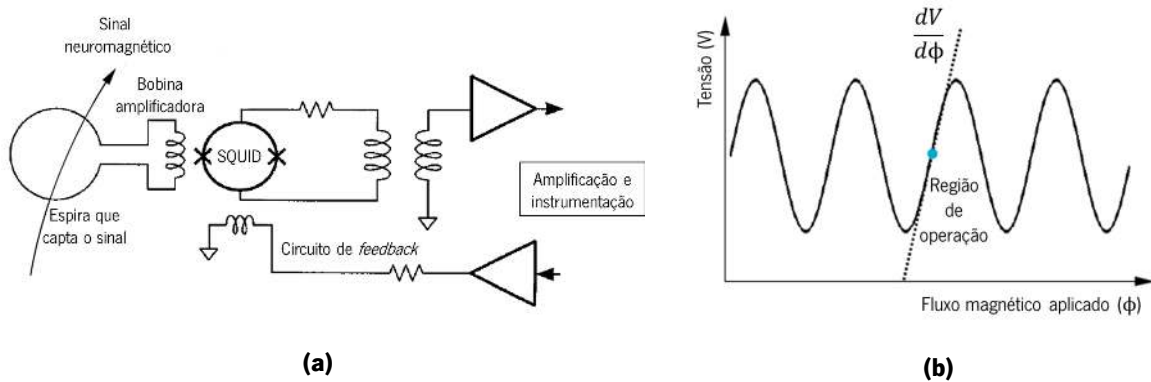


Figura 1.7: instrumentação de um sensor SQUID: (a) eletrónica utilizada para o registo do sinal neuromagnético com um sensor SQUID; (b) sinal de saída do circuito, tensão em função do fluxo magnético, e delineamento da região de operação.

Atualmente, os sensores SQUID apresentam sensibilidades na ordem $\text{sub-fT}\sqrt{\text{Hz}}$, sensibilidade esta abaixo da magnitude dos sinais magnéticos produzidos pelo cérebro humano, sendo os magnetómetros ideais para a sua incorporação em MEGs. Com base no diagrama da Figura 1.7a, o processo de funcionamento dos SQUIDs atuais para a captação de campos magnéticos cerebrais pode resumir-se nos seguintes passos:

1. O sinal neuromagnético induz uma corrente elétrica numa espira que, por sua vez, flui por uma bobina e gera um campo magnético amplificado que vai ser captado pelo anel supercondutor;
2. Quando a corrente elétrica gerada pelo fluxo magnético através do anel excede o valor crítico, regista-se uma diferença de potencial;

3. De modo operar-se na região de maior declive representada na Figura 1.7b, a instrumentação eletrónica associada induz uma corrente de *feedback* para balancear o fluxo de campo magnético através do anel;
4. A intensidade da corrente de *feedback* aplicada serve de métrica para inferir a magnitude do campo neuromagnético.

Redução da interferência magnética

Como explicado anteriormente, há necessidade de reduzir ou, se possível, eliminar por completo os sinais magnéticos de fontes exteriores que não do cérebro humano. As tecnologias de MEG baseadas em SQUIDs atuais utilizam, primariamente, duas técnicas de isolamento magnético: salas magneticamente isoladas e gradiómetros [22].

- **Salas magneticamente isoladas**

Trata-se da técnica mais utilizada para isolamento magnético. Consiste na construção de uma sala com materiais de elevada permeabilidade magnética onde se coloca o sistema de MEG. As linhas de campo magnético seguem o caminho de elevada permeabilidade magnética, fazendo com que campos magnéticos exteriores se curvem em volta das paredes da sala anti-magnética e não a penetrem. Para tal, os materiais mais utilizados são o Mu-metal (liga composta por maioritariamente ferro e níquel) cujo isolamento é melhor para campos magnéticos constantes. Por isso, entre o Mu-metal coloca-se uma camada de alumínio (Al) que reduz campos magnéticos induzidos por correntes AC, como correntes parasitas (também conhecidas pelo termo em inglês *eddy currents*) [22].

- **Gradiómetros**

Embora as salas antimagnéticas sejam uma boa solução, não são suficientes para o isolamento pretendido. Com o recurso a estas salas constatou-se ainda a presença de campos magnéticos residuais, geralmente na ordem das dezenas de nT. Considerando que se quer medir sinais neuromagnéticos nos fT, este campo magnético residual ainda vai causar ruído significativo no sinal a medir. Assim, além das salas magneticamente isoladas, recorre-se também ao uso de gradiómetros. Trata-se de uma configuração de duas bobinas separadas axialmente: a primeira bobina regista o campo magnético exterior indesejado, por indução magnética; com base na corrente eléctrica produzida na primeira bobina, a segunda bobina cria um campo magnético do mesmo valor, mas de sentido oposto. Estas configurações conseguem ser bastante sensíveis a

campos magnéticos baixos e geralmente são controladas ativamente, de modo a responderem a flutuações do campo magnético residual [22, 24].

1.2.2 Tecnologias emergentes

Todos os dispositivos de MEG comercialmente disponíveis e utilizados universalmente são baseados em SQUIDs. Estes são ótimos candidatos para a medição de campos magnéticos de baixa amplitude, característica principal dos sinais gerados pelo cérebro humano. Apresentam propriedades excelentes como sensibilidades $\text{sub-fT}\sqrt{\text{Hz}}$, largura de banda elevada e gama dinâmica até aos nT [25]. Contudo, existe uma limitação intrínseca no uso de SQUIDs uma vez que necessitam de um arrefecimento criogénico até 4 K necessário para o seu funcionamento. No ponto de vista económico, a utilização de He líquido torna o equipamento muito dispendioso, quer o fabrico quer a respetiva manutenção [26]. Adicionalmente, de modo a incorporar as câmaras de He líquido e consequentes camadas de material isolador, o equipamento resultante apresenta grande volume. Como consequência, os SQUIDs têm de ser mantidos a uma distância fixa e considerável da cabeça, e, portanto, distantes das fontes de sinais neuromagnéticos. O facto de ser um equipamento de uso universal, utilizado tanto para adultos como para crianças, independente do tamanho da cabeça de cada paciente, limita a sua sensibilidade e praticabilidade [25].

As desvantagens dos equipamentos MEG atuais baseados em SQUIDs leva à necessidade de introdução de novos tipos de sensores. Tem havido um crescimento rápido no desenvolvimento de tecnologias alternativas, das quais se podem destacar SQUIDs de alta temperatura de transição crítica (*high-T_c* SQUIDs) [27], SQUIDs híbridos (*HySQUIDs*) [28], centros de vacância de azoto [29] e magnetómetros atómicos de bombeamento ótico (OPMs) [30]. Existem ainda diversos sensores baseados em *spintronics* que, embora ainda não diretamente aplicados em imagiologia biomédica, apresentam propriedades promissoras [31]. As possíveis alternativas aos SQUIDs serão abordadas nesta dissertação.

1.3 Motivação e objetivos

O foco desta dissertação compreende o estudo e investigação dos magnetómetros atómicos de bombeamento ótico (OPMs). Os OPMs baseiam-se no uso de células de vapor de metais alcalinos dos quais se tira partido das características inerentes ao spin do eletrão de valência, numa técnica designada de bombeamento ótico. Com o bombeamento ótico, o vapor fica preparado de tal modo que transmitância

de luz através da célula torna-se indicador da magnitude do campo magnético presente. Mais detalhes acerca do seu funcionamento serão apresentados ao longo desta dissertação.

Dos diversos tipos de sensores alternativos aos SQUID apresentados anteriormente, os OPMs são os que parecem revelar características mais promissoras capazes de revolucionar a forma como os exames de MEG são realizados. Dado que não se baseiam em fenômenos físicos de supercondutividade, não necessitam de ser criogenicamente arrefecidos e estudos teóricos demonstram que a sensibilidade destes dispositivos consegue ser superior à registada nos SQUIDs [32]. A principal vantagem destes dispositivos é a possibilidade de serem miniaturizados, o que aumenta a resolução espacial dos sensores e permite que sejam colocados diretamente no couro cabeludo [30]. Isto minimiza a distância dos sensores às fontes neuromagnéticas, possibilitando o fabrico de toucas constituídas por vários sensores OPM, adaptáveis a cada tipo de paciente. A superioridade destes sensores em termos de praticabilidade relativamente aos sistemas de MEG atuais é evidente na Figura 1.8. São ainda magnetómetros de baixo custo comparativamente aos SQUIDs, existindo já as primeiras versões no mercado, sobretudo para fins de investigação científica [33].

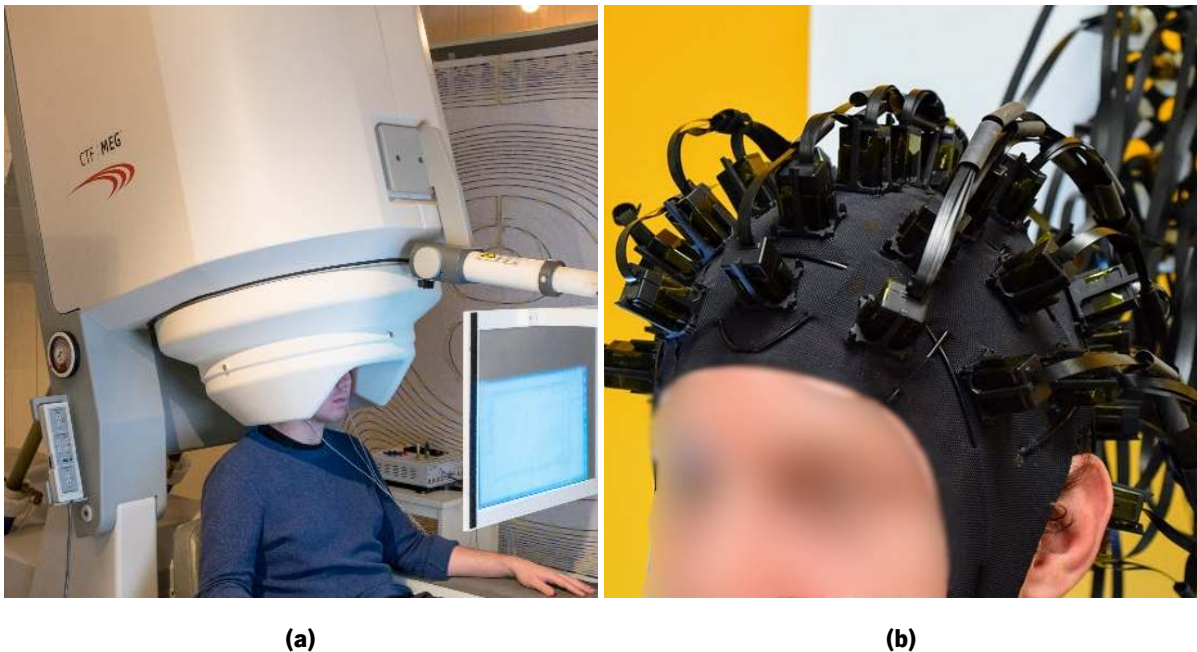


Figura 1.8: comparação entre um sistema de MEG convencional, (a), e um sistema baseado em sensores OPM, (b), [33].

Com o aumento do número de distúrbios neurológicos na população mundial é notável a relevância do estudo de sensores magnéticos como alternativa mais barata, prática e eficaz aos presentes sistemas de MEG baseados em SQUIDs.

A presente dissertação apresenta como principais objetivos:

- estudo do fenómeno ótico-magnético de OPMs;
- avaliação de células de vapor de metais alcalinos comercialmente disponíveis para o uso em OPMs, e o desenvolvimento de um *setup* ótico-magnético apropriado, suportado por simulações computacionais de método de elementos finitos realizadas no *software COMSOL Multiphysics 5.4*;
- análise comparativa das duas células de vapor mais utilizadas, isto é, as células de isótopo de rubídio-87 (^{87}Rb) e de césio (Cs), para diferentes tipos de polarização do feixe de bombeamento ótico e para vários comprimentos de onda, incluindo ainda o estudo da influência do aquecimento das células na sensibilidade.

1.4 Organização da Dissertação

O presente documento apresenta 6 capítulos.

Neste primeiro capítulo é descrita a estrutura e eletrofisiologia dos neurónios cerebrais, incluindo a forma como estes originam os sinais neuromagnéticos, passíveis de serem medidos de forma não invasiva, e qual a influência de cada potencial neuronal no sinal registado. É ainda introduzido o método utilizado para registo de sinais neuromagnéticos do cérebro humano, MEG, onde se demonstra a evolução desta tecnologia ao longo do tempo. São introduzidos os sensores SQUIDs utilizados nos sistemas de MEG comerciais, bem como as vantagens e desvantagens dos mesmos, concluindo com as técnicas alternativas emergentes que solucionam alguns dos problemas da tecnologia atual. Por fim, são apresentados a motivação e objetivos do presente trabalho.

O segundo capítulo apresenta um estado da arte das diferentes técnicas existentes para medição de campos magnéticos cerebrais. Inicialmente são introduzidos os vários tipos de sensores SQUID existentes, com diferentes propriedades, sendo depois abordadas outras técnicas, nomeadamente sensores baseados em *spintronics*. É feita uma abordagem detalhada dos diferentes tipos de OPMs existentes e a forma como estes aparentam ser a melhor alternativa às tecnologias comercialmente disponíveis.

O terceiro capítulo introduz os conceitos teóricos necessários para a compreensão do funcionamento dos OPMs. Apresenta um estudo geral do fenómeno ótico-magnético em análise, aprofundando aos acontecimentos a nível do eletrão, isto é ao nível quântico, importantes na perceção e qualificação dos resultados que obtidos. Introduce-se ainda alguns conceitos magnéticos abordados no presente trabalho.

O quarto capítulo descreve as etapas de desenvolvimento da estrutura ótico-magnética implementada, incluindo as simulações no software COMSOL efetuadas. Apresenta-se a metodologia adotada para o teste

dos diferentes fatores analisados para as duas células de vapor de metal alcalino, desde a observação do fenómeno fundamental, os vários tipos de polarização utilizados, as várias abordagens magnéticas utilizadas e a aplicação da temperatura.

O quinto capítulo apresenta os principais resultados obtidos por simulações e medições experimentais nos diferentes estudos realizados. É feita uma análise comparativa do desempenho de duas das células de metal alcalino mais utilizadas para incorporação em OPMs: rubídio-87 e césio, avaliando o impacto de cada configuração ótico-magnética desenvolvida, dos diferentes tipos de polarização estudados e do aquecimento das respetivas células de vapor na sensibilidade do magnetómetro estudado.

O ultimo capítulo sintetiza as principais conclusões e perspetivas de trabalho futuro resultantes do trabalho elaborado no âmbito desta dissertação.

Capítulo 2

Sensorização magnética: estado da arte

A necessidade de combater os problemas associados aos sensores magnéticos atualmente utilizados (SQUIDs), levou à investigação e conceptualização de novas alternativas. Assim, neste capítulo é apresentada uma visão dos diferentes sensores magnéticos desenvolvidos, cuja aplicação é, ou pode ser, remontada à captação de sinais magnéticos cerebrais. Concretamente, são apresentados modos de funcionamento dos sensores, vantagens e desvantagens de cada um relativamente aos SQUIDs e métricas de sensibilidade, largura de banda, entre outros, inerentes a cada um dos sensores descritos. Inicialmente é realizada uma análise a diferentes tipos de sensores SQUIDs que combatem algumas desvantagens dos SQUIDs convencionais; posteriormente são introduzidos outros tipos de sensores, desde OPMs a sensores baseados em *spintronics*.

2.1 SQUIDs

No capítulo anterior introduziu-se o conceito de SQUIDs e o modo geral de funcionamento destes sensores. Um dos seus problemas é o facto de se basearem em materiais cujos fenómenos de supercondutividade só ocorrem a temperaturas perto dos 0 K, fazendo com que necessitem de serem criogenicamente arrefecidos por hélio líquido. Contudo, os SQUIDs de alta temperatura de transição crítica, *High-T_c* SQUIDs, e SQUIDs híbridos constituídos por materiais supercondutores e materiais condutores normais, *HySQUIDs*, surgiram como tecnologias alternativas baseadas no mesmo princípio de funcionamento, mas que combatem o problema acima descrito.

2.1.1 *High-T_c* SQUIDS

High-T_c SQUID é uma tecnologia de sensorização recente para uso em MEG, cujo princípio de funcionamento é idêntico ao dos SQUIDS convencionais explicados anteriormente no subcapítulo 1.2.1. Baseia-se no fenómeno de supercondutividade de materiais e em junções de Josephson para a deteção de campos magnéticos. Contudo, em contraste à tecnologia de baixa T_c , que utiliza como material supercondutor o metal nióbio (Nb), esta nova técnica recorre a um cerâmico intitulado YBCO ($YBa_2Cu_3O_{x-7}$; óxido de ítrio, bário e cobre, sigla que advém do inglês *yttrium barium copper oxide*). Este cerâmico atinge supercondutividade aos 93 K, temperatura significativamente superior à do Nb (9 K). Deste modo, com esta tecnologia de SQUID a incorporar YBCO como anel supercondutor, torna-se possível eliminar a necessidade de arrefecimento criogénico com hélio líquido a 4 K [25, 34]. Assim, recorre-se ao uso de azoto que atinge o estado líquido à temperatura de 77 K. Este tipo de arrefecimento revela-se vantajoso em várias vertentes. Atualmente existe uma grande dependência do hélio líquido, dado que cada sistema SQUID comercial normalmente utiliza até 100 litros por semana. As reservas estão, portanto, a tornar-se cada vez menores e a capacidade de oferta cada vez mais instável [26]. Além disso, com o uso de azoto líquido, grande parte quer do custo de fabrico, quer do custo de manutenção dos equipamentos é reduzido. Em termos de sensorização do cérebro humano, como o arrefecimento criogénico desta tecnologia é feito a uma temperatura superior, a espessura das camadas de material isolador colocado entre as câmaras de arrefecimento e o exterior é bastante menor (aproximadamente 2 a 3 mm) quando comparada com a dos equipamentos que usam hélio líquido (aproximadamente 20 mm) [35]. Por conseguinte, os sensores de *High-T_c* SQUID são colocados a uma distância inferior das fontes neuromagnéticas produzidas pelo cérebro humano, relativamente à tecnologia de SQUID convencional, também referida por tecnologia de baixa T_c . Isto facilita o processo de fabrico e aumenta a praticabilidade destes equipamentos, dado que a proximidade dos sensores aumenta a relação sinal-ruído (SNR, sigla que advém do inglês *signal-to-noise ratio*) registado, e, conseqüentemente, aumenta a sua sensibilidade [36, 37]. A Figura 2.1a representa um esquemático de um equipamento *High-T_c* SQUID, onde se encontra demonstrada a câmara de azoto líquido, a camada de isolamento térmico, o sensor SQUID, salientando-se, ainda, a existência de uma conexão térmica realizada por uma vara de safira entre o azoto líquido e o sensor [38].

Atualmente, esta técnica já atingiu níveis de sensibilidade suficientemente elevados para o registo de sinais neuromagnéticos. Alguns estudos já demonstram ser possível a captação de certos ritmos cerebrais relevantes, nomeadamente de ondas alfa occipitais [39]. Embora a deteção de sinais magnéticos menos proeminentes e de menor amplitude ainda não tenha sido provada, um número reduzido de laboratórios

apresentam dispositivos com sensibilidades na ordem dos $10 \text{ fT}\sqrt{\text{Hz}}$ para uma largura de banda de 1 Hz a 1 KHz [36].

Contudo, um dos problemas desta técnica é a diferença entre os seus processos de fabrico e os dos SQUIDs convencionais. Consequentemente, um fabrico reproduzível de filmes finos multicamada de YBCO supercondutores, que produzem pouco ruído quando sujeitos a campos magnéticos de baixa frequência, revela ser um dos maiores desafios científicos que esta tecnologia apresenta e só um conjunto restrito de grupos de investigação parecem ser capazes de os produzir [25, 39, 40]. Além disso, apesar de se eliminar o uso de hélio líquido, o arrefecimento criogénico em si continua a ser dispendioso e leva à necessidade de fabricar equipamentos de grande volume. Isto faz com que o equipamento seja universal e não ajustável à forma da cabeça de cada paciente [25, 35]. Ainda assim, existe uma contínua e crescente investigação neste tipo de sensorização, encontrando-se já alguns protótipos desenvolvidos no âmbito laboratorial, do género do sistema de dois sensores presente na Figura 2.1b [38].

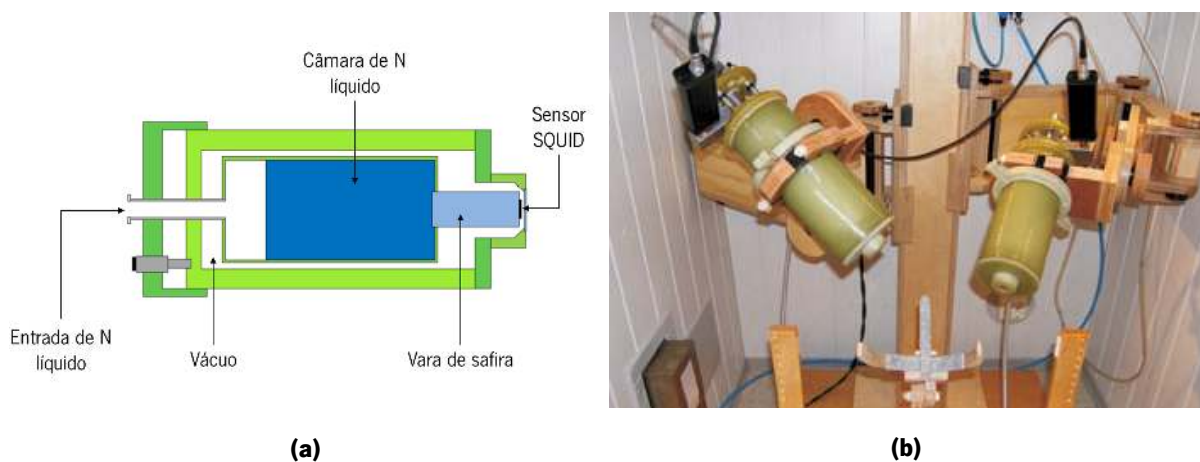


Figura 2.1: esquemático da estrutura de um sensor $High-T_c$ SQUID: (a) esquemático da estrutura; (b) representação de um protótipo com dois sensores desenvolvidos (adaptado de [38]).

2.1.2 *HyQUIDs*

Uma nova variante de SQUIDs foi introduzida em 2016 pela *Royal Holloway University*, na Inglaterra, baseada numa técnica de fabrico de SQUIDs híbridos, designados de *HyQUIDs* [28]. Apresentam um processo de fabrico inovador e um sistema de arrefecimento criogénico baseado em hélio gasoso reutilizável [41]. Atualmente, existe um equipamento de MEG baseado em *HyQUIDs* desenvolvido pela York Instruments Ltd., MEGSCAN® [42], que apresenta licença exclusiva para o uso desta tecnologia. Dado que esta técnica se encontra patenteada e dado que apenas uma empresa é autorizada a fabricar

este tipo de equipamentos, informações detalhadas acerca do funcionamento e fabrico destes sensores revelam-se limitadas [41].

O nome dado a estes sensores, *HyQUIDs* (de *hybrid SQUIDs*), advém do facto de ser constituído por anel supercondutor interrompido por um segmento de material condutor. A Figura 2.2 representa um desenho esquemático de um sensor *HyQUID*. A parte supercondutora do dispositivo é feita ou de Al ou Nb. O Al é vantajoso uma vez que a sua oxidação natural forma uma camada de passivação, o que protege o material de desgaste, porém a sua T_c é de 1,2 K, inferior à do Nb (9 K), dificultando em muito o processo de arrefecimento. Quanto ao segmento de material condutor, é sugerido que pode ser fabricado com Al, magnésio (Mg), antimónio (Sb), bismuto (Bi), nano-tubos de carbono ou grafeno. É preferível recorrer ao uso de Al também para o segmento condutor normal por ser, de todos descritos, o material mais fácil de ser trabalhado e, novamente, pela sua oxidação criar uma camada de passivação. Contudo, o Sb, apesar de tóxico, tem maior resistividade do que o Al, o que para estes dispositivos promove uma maior sensibilidade a variações de fluxo magnético externos [41].

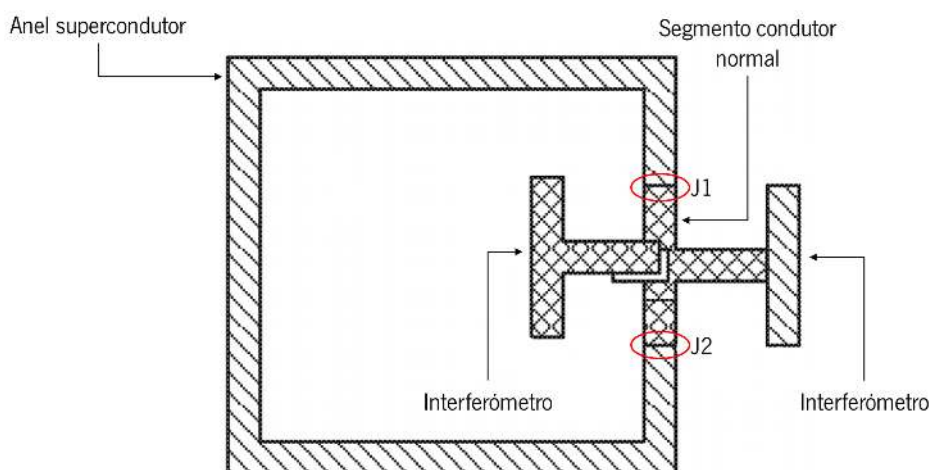


Figura 2.2: desenho esquemático de um sensor *HyQUID*. o anel supercondutor é interrompido pelo segmento de material condutor e as junções J1 e J2 representam as interfaces supercondutor-condutor; no interferómetro de dois ramos é obtido o valor de campo magnético (adaptado de [41]).

Conectado ao segmento condutor está um interferómetro. O interferómetro serve para registar acontecimentos nas duas interfaces entre o supercondutor e o condutor, assinaladas na Figura 2.2 acima como junções J1 e J2. Na passagem de fluxo magnético pelo sensor são criadas correntes elétricas em ambos os materiais supercondutor e condutor. Nestas interfaces ocorre um fenómeno designado de reflexões de Andreev. Isto significa que as correntes elétricas que atravessam do material condutor para

o material supercondutor causam a ocorrência de pares de Cooper no anel supercondutor, explicados no subcapítulo 1.2.1, causando também a reflexão de dois elétrons de spins opostos para o segmento condutor [43]. O fluxo magnético através do anel supercondutor causa diferenças de fase na reflexão dos elétrons entre ambas as interfaces. Estas diferenças de fase são registadas no interferómetro de dois ramos, através do qual se extrapola e quantifica o fluxo magnético a que o sensor se encontra sujeito [41].

Os *HyQUIDS* não utilizam arrefecimento criogénico baseado em câmaras de hélio ou azoto líquido. Como alternativa, recorrem a um tipo de refrigeração designado de tubo de pulso [42]. Este método de arrefecimento incorpora o uso de hélio gasoso que sofre compressão, aumentando a sua pressão e, conseqüentemente, a sua temperatura. O gás armazenado numa câmara sai e passa por uma rede metálica composta por orifícios muito estreitos, ao qual se designa de regenerador, cujo propósito é descomprimir o gás e reduzir a sua temperatura. Por último, é conduzido por um tubo metálico até ao sensor, com o qual realiza trocas de temperatura, arrefecendo-o até à temperatura desejada [44, 45]. É importante notar que este sistema de refrigeração já demonstrou conseguir atingir temperaturas de sensivelmente 4 K, temperatura esta suficiente para o Nb se tornar supercondutivo [44]. Adicionalmente, apesar de o hélio atingir temperaturas de 4 K, uma vez que este é descomprimido, e dado que menores pressões significam que a transição de estado líquido a gasoso (ou vice-versa) ocorre a temperaturas inferiores, o estado gasoso é conservado, tornando possível a sua reutilização após o arrefecimento do sensor [46, 47].

As vantagens que este equipamento oferece relativamente aos MEG convencionais prendem-se a dois factos essenciais: o processo de fabrico é mais simples, pois elimina a necessidade de criar junções de Josephson entre dois supercondutores, sendo este processo mais complexo do que a deposição de um segmento de material condutor normal entre o anel supercondutor; e o uso de um tipo de arrefecimento criogénico reutilizável que não tem por base o uso de hélio ou azoto no estado líquido, tornando a manutenção do dispositivo significativamente menos dispendiosa [41, 45]. Como referido anteriormente, existe um equipamento MEG disponível comercialmente, MEGSCAN® [42], que compreende matrizes de *HyQUIDS* como dispositivos sensoriais para os sinais neuromagnéticos.

Tal como o MEG convencional e o MEG baseado em *High-T_c* SQUIDS, os sistemas baseados em *HyQUIDS* apresentam um problema comum: apesar de ser baseado num sistema de refrigeração diferente, continua a ser uma técnica que necessita de um equipamento de grande volume. Conseqüentemente estes sensores encontram-se num local fixo, mantendo uma distância não ajustável entre a cabeça do paciente e as matrizes de sensorização [25, 42].

2.2 OPMs

No capítulo anterior foram introduzidos os OPMs baseados em células de vapor de metais alcalinos como um dos métodos atuais mais sensíveis no que toca ao registo de campos magnéticos. Tornaram-se relevantes para o estudo de sinais biomagnéticos por serem miniaturizáveis, não necessitando de arrefecimento criogénico, e apresentarem sensibilidades comparáveis, ou em alguns casos superiores, aos SQUIDs atuais. Originalmente, esta técnica foi utilizada para a conceção de relógios atómicos, nos quais o tempo é quantificado e deduzido através da deteção de transições do eletrão de valência entre vários níveis de energia. Estes recorrem ao uso de vapores de metais alcalinos como potássio e rubídio, sendo que atualmente utiliza-se principalmente o céσιο. Rapidamente a potencialidade desta tecnologia foi explorada para a sensorização de campos magnéticos de baixa magnitude [48, 49]. O modo de operação destes sensores encontra-se brevemente descrito no subcapítulo 1.3 anterior, e, uma vez que são o foco principal desta dissertação, explicações mais detalhadas sobre o seu funcionamento encontram-se descritas no capítulo 3 seguinte.

Os OPMs não requerem arrefecimento criogénico, o que reduz consideravelmente o custo de fabrico e manutenção dos MEG baseados em neste tipo de sensorização, comparativamente às técnicas de SQUID descritas anteriormente. Além disso, as técnicas de microfabrico que foram desenvolvidas para a miniaturização de relógios atómicos foram adaptadas para os OPMs. As primeiras células de vapor de metais alcalinos miniaturizadas para incorporação em OPMs, apesar de demonstrarem sensibilidades na ordem dos picotesla (pT, que corresponde a 10^{-12} T) longe das sensibilidades dos sensores SQUID na ordem dos fT, mostraram a potencialidade de miniaturização e sensorização que esta tecnologia apresenta. Na última década, diferentes células de vapor microfabricadas têm revelado sensibilidades superiores, sendo já reportadas células com sensibilidade nas dezenas de fT, ou até abaixo dos 10 fT; números estes equiparáveis aos registados nos SQUIDs [50, 51]. A introdução de outras técnicas usadas no fabrico de sistemas microeletromecânicos (MEMS) abriu portas para a incorporação destas células de vapor em dispositivos OPM compactos, formados não só pelas células de vapor, como também pelos restantes equipamentos óticos como lasers, polarizadores, fotodetetores, entre outros, e resistências de aquecimento. Alguns exemplos destes dispositivos completos são ilustrados na Figura 2.3 [50–53].

Como é visível através das escalas nos diferentes sensores representados na Figura 2.3, apesar de ser muito menor do que os sistemas de SQUID, a dimensão destes dispositivos ainda é significativamente elevada para as potencialidades que apresentam. Até à data as células de vapor mais pequenas, com os valores de sensibilidade na escala dos fT acima descritos, atingem dimensões de aproximadamente

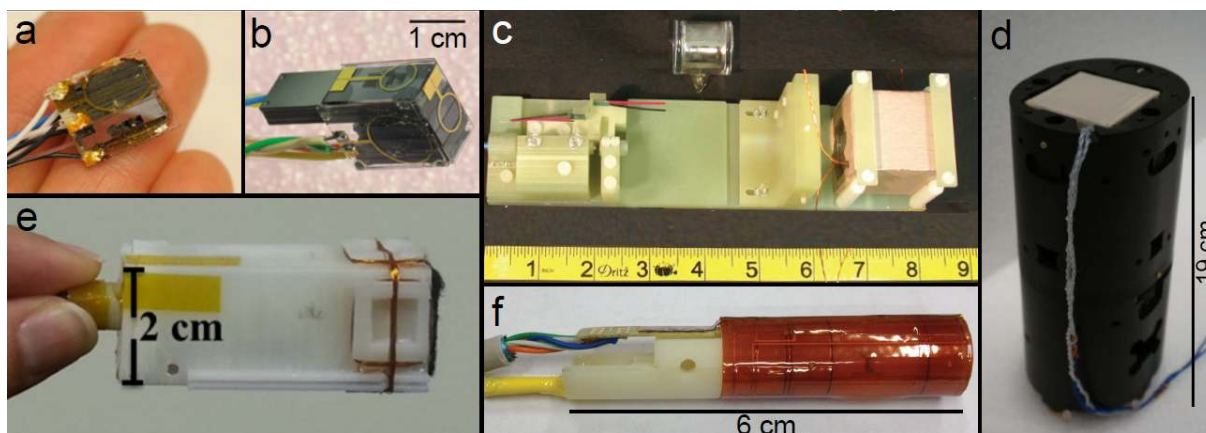


Figura 2.3: dispositivos OPMs completos fabricados atualmente. (a) Sander et al. [54]. (b) Mhaskar et al. [55]. (c) Johnson et al. [56]. (d) Kamada et al. [57]. (e) Shah and Wakai [30]. (f) Sheng et al. [58].

1 a 25 mm³, e a incorporação de componentes óticos microfabricados, apesar de já ter sido realizada, ainda não foi completamente explorada com o intuito de fabricar um dispositivo em massa [30, 48, 54]. A maior parte destes sensores produzidos utilizam o isótopo de rubídio-87 (⁸⁷Rb) como célula de vapor sensível [48].

A consequência positiva da possibilidade de miniaturização e compactação destes dispositivos combate vários problemas associados à tecnologia de MEG baseada em SQUIDs. Por um lado, consegue-se aumentar a proximidade dos sensores às fontes neuromagnéticas do cérebro humano, o que leva a um aumento da amplitude dos sinais medidos e, conseqüentemente, do SNR. Por outro lado, um número elevado de sensores podem ser colocados diretamente de forma flexível na cabeça dos pacientes, o que permite uma cobertura uniforme com vários conjuntos de sensores, levando a um aumento da resolução espacial desta tecnologia relativamente aos SQUIDs [48, 59]. Assim, alguns laboratórios procederam ao fabrico de toucas flexíveis constituídas por matrizes de sensores OPM [33, 59]. Estas são adaptáveis a todos os tipos de pacientes mantendo uma distância constante entre os sensores e as fontes neuromagnéticas, contrastando com os MEGs convencionais que apresentam pior cobertura sensorial em certas regiões cerebrais relativamente a outras [48, 54]. Além disso, como os sensores não estão fixos a um equipamento, mas sim fixos à cabeça dos pacientes, os exames que requerem um mapeamento cerebral em tempo real a par da realização de simples atividades motoras tornam-se cada vez mais possíveis de realizar e de forma mais fidedigna [59]. Vários exames deste tipo já foram efetuados e reportados, tal como é demonstrado na Figura 2.4 [59]. O constrangimento causado pelo MEG convencional, que impossibilita a realização de exames motores, é notável e perceptível quando comparado com o uso de uma touca constituída por sensores OPM.

Analisando o estado da arte dos sensores OPM atuais, estes conseguem atingir sensibilidades de

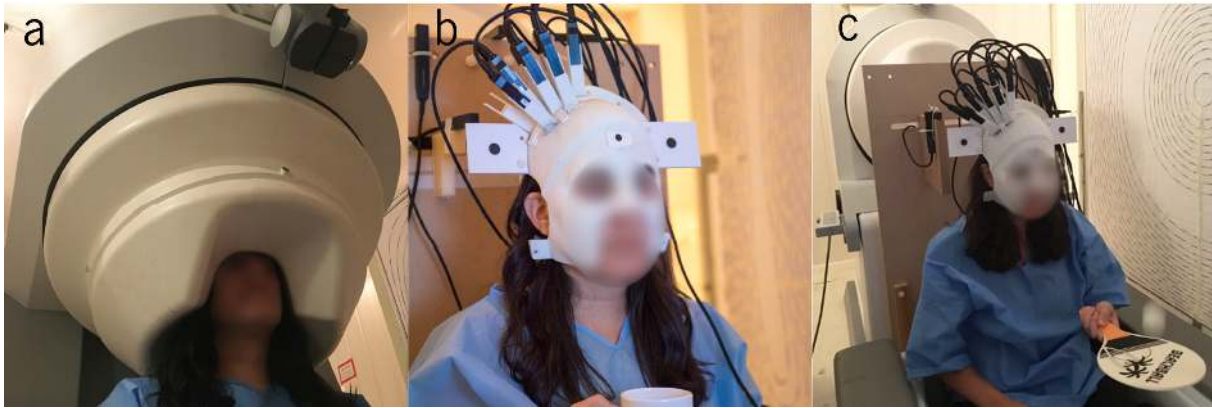


Figura 2.4: contraste da tecnologia OPM com o MEG convencional: (a) sistema de MEG convencional que apresenta um grande volume; (b) touca com sensores OPM; (c) possibilidade da realização de atividades motoras com o novo sistema (adaptado de [59]).

aproximadamente $0,1 \text{ fT}\sqrt{\text{Hz}}$, para células de vapor de dimensões na ordem do 1 cm^3 , a $20 \text{ fT}\sqrt{\text{Hz}}$, para células mais pequenas [32, 51]. A largura de banda encontra-se na ordem dos 150 Hz e a gama dinâmica é de $\pm 5 \text{ nT}$ [59]. Os valores de sensibilidade são equiparáveis aos dos SQUIDs atuais e, apesar da largura de banda ser cerca de uma ordem de grandeza inferior, esta é suficiente para registar os diferentes sinais magnéticos produzidos pelo cérebro humano. O mesmo se refere à gama dinâmica que, embora limitada, é considerada aceitável para um exame de MEG [59].

Porém, os sensores OPM existentes diferem não só no tamanho das células de vapor microfabricadas, mas também na sua configuração ótica geral. Há certas diferenças na polarização do feixe de luz utilizado no bombeamento ótico, desde polarização linear, circular, ou até elíptica [50, 53]. Contudo, a diferença principal advém do modo como detetam e inferem o campo magnético externo. Certos sensores utilizam uma configuração com dois feixes óticos, um para bombeamento e outro para medição, e outros utilizam uma configuração com um feixe ótico, que tem os dois propósitos de bombeamento e medição [48, 50, 60].

2.3 Outros sensores magnéticos

Este subcapítulo introduz outros tipos de sensores magnéticos além dos SQUIDs e dos OPMs que até à data não apresentam sensibilidades suficientes para poderem registar sinais magnéticos cerebrais [31]. São sensores que utilizam equipamentos, métodos de fabrico e modos de operação diferentes dos anteriormente analisados. Podem destacar-se essencialmente os sensores *spintronics*, nomeadamente os dispositivos magneto-resistivos, e os centros de vacância-azoto.

2.3.1 Sensores *spintronic* magneto-resistivos

A área de *spintronics* foca-se no estudo da interação do spin e das cargas dos eletrões com o seu momento magnético e com campos magnéticos externos. Desta área podem destacar-se os sensores magneto-resistivos, dado que são os que apresentam, atualmente, os melhores valores de sensibilidade, com uma elevada capacidade de miniaturização. Os sensores magneto-resistivos (MR) convertem diretamente campos magnéticos externos em variações de tensão ou resistividade, quando alimentados por uma tensão ou corrente de *bias*. Operam à temperatura ambiente e não necessitam de acessórios óticos para o seu funcionamento [31].

Existem três tipos diferentes de sensores: MR anisotrópico (AMR), MR gigante (GMR) e MR baseados no efeito de túnel (TMR). Inicialmente foram criados os sensores AMR, que consistem na deposição de filmes finos de materiais que apresentam efeito magneto-resistivo à temperatura ambiente, destacando-se o cobalto (Co), ligas de ferro e níquel (NiFe), ligas de ferro e cobalto (CoFe), em substratos de silício (Si), através de técnicas litográficas [31, 61]. Colocando-se dois contactos elétricos no material depositado, avalia-se alterações de resistência que são dadas em função da magnitude do campo magnético e da sua orientação. Com o melhoramento do equipamento de fabrico e otimização das técnicas de deposição, começaram-se a produzir sensores magneto-resistivos baseados filmes finos multi-camada, de espessura controlada (tipicamente cada filme apresenta 1 nm de espessura com precisão de 0,1 nm). Como resultado, obteve-se os sensores GMR e TMR com características melhoradas e melhor desempenho do que os sensores AMR [31].

Estes últimos sensores foram mais tarde organizados de modo a formar pontes de Wheatstone completas, as quais requerem quatro sensores magneto-resistivos ligados entre si [62]. A Figura 2.5a mostra um sensor MR microfabricado baseado numa ponte de Wheatstone completa. Esta configuração permite melhorar a sensibilidade do dispositivo e eliminar influências externas que causam variações na resistência [62]. Com influências externas entende-se, por exemplo, as variações de temperatura que causam variações da resistência elétrica dos materiais. Contudo quando combinados numa ponte de Wheatstone, uma vez que estas variações são iguais nos quatro sensores, a contribuição total torna-se nula e o sinal de saída não é afetado [31]. A Figura 2.5b representa um esquemático de uma ponte de Wheatstone formada por estes sensores, onde também é visível o sinal de saída registado. A resistência elétrica total do circuito apresenta uma resposta linear a variações de campo magnético externas, sendo que quando o campo é nulo, a variação de resistência também é nula [31, 61].

Atualmente, os dispositivos MR produzidos conseguem atingir sensibilidades na ordem das dezenas de pT, e podem ser otimizados para alcançarem gamas dinâmicas até aos mT. Apesar de não serem aptos

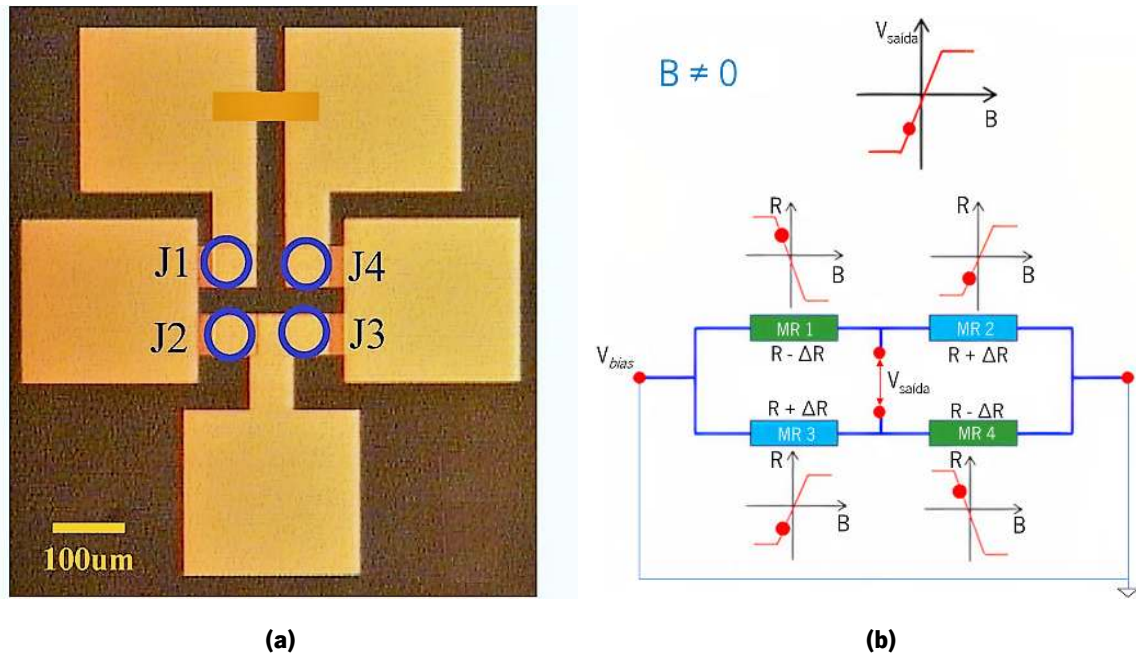


Figura 2.5: sensor *spintronic* magneto-resistivo: (a) imagem microscópica de um sensor magneto-resistivo baseado numa ponte de Wheatstone; os quadrados maiores representam os contactos elétricos para medição e aplicação da tensão de *bias*, e as junções J1 a J4 as ligações a cada um dos quatro sensores (adaptado de [62]); (b) ilustração do modo de operação destes sensores na presença de um campo magnético e o respetivo sinal de saída linear registado (adaptado de [31]).

para o registo de sinais neuromagnéticos do cérebro humano, alguns sensores já atingem sensibilidades suficientes para detetar outros sinais biomagnéticos de maior amplitude, nomeadamente dos músculos e do coração [13, 63]. Dado que operam à temperatura ambiente e necessitam de pouco consumo energético, estes sensores são significativamente mais baratos, tanto em questões de fabrico como de manutenção, do que os sensores SQUID. Ainda, uma vez que têm dimensões na escala micro e nano, estes sensores apresentam boa resolução espacial e podem ser colocados a distâncias muito próximas das fontes de sinal, aumentando o SNR [31].

2.3.2 Centros de vacância-azoto

O processo de fabrico destes sensores é o mais complexo comparativamente aos sensores apresentados anteriormente. Envolve o uso de um diamante, normalmente com cerca de 10 nm^3 de volume, onde se substitui um átomo de carbono (C) por um de azoto (N), criando-se uma vacância, também designada de lacuna. Esta pode já estar incorporada no diamante devido a defeitos na sua formação ou pode ser induzida através da irradiação de partículas de elevada energia. Se uma vacância for criada adjacientemente ao átomo de azoto introduzido, cria-se um centro de vacância-azoto (NVC),

como demonstrado na Figura 2.6a. Por fim, é possível induzir um elétron na vacância criada, formando um centro NV⁻, tornando-o opticamente ativo [64, 65].

A análise deste elétron na vacância é que vai dar informação acerca do campo magnético a que o diamante está sujeito. Para tal recorre-se a radiação micro-ondas juntamente com um feixe de laser verde. A radiação micro-ondas faz com que o elétron se eleve e se mantenha num estado de energia superior. Na presença de um feixe de luz emitido por um laser na região verde do espectro eletromagnético, este elétron emite energia na forma de luz vermelha e volta ao estado de repouso. Contudo, na presença de um campo magnético exterior, o estado de energia excitado pelas micro-ondas divide-se em vários estados distintos de energia, por um fenómeno chamado de efeito de Zeeman, com energia proporcional ao campo magnético aplicado. Este efeito será mais aprofundado no próximo capítulo 3. Assim, detetando a radiação produzida pelo elétron ao voltar ao seu estado de repouso, como a energia dessa radiação é proporcional à magnitude do campo magnético exterior, é possível inferir o valor desse campo magnético [29, 64, 65]. A Figura 2.6b contém uma ilustração da configuração utilizada nestes tipos de sensores.

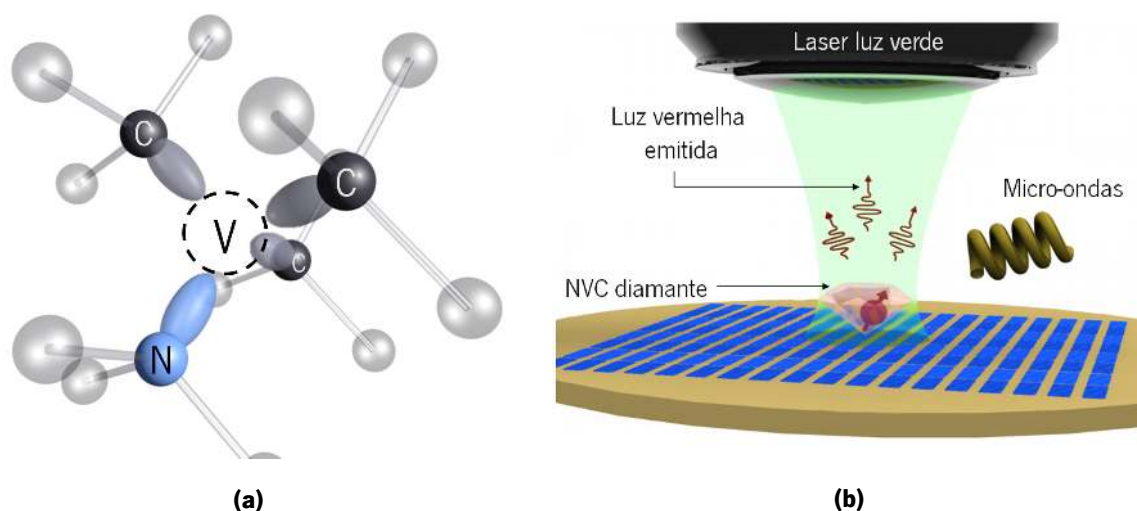


Figura 2.6: sensor de centro de vacância-azoto: (a) estrutura cristalina do diamante com um centro de vacância-azoto, a azul encontra-se representado o átomo de azoto (N), a preto os átomos de carbono (C) e a vacância (V) no centro (adaptado de [64]); (b) ilustração do modo de operação com a radiação micro-ondas e luz verde a excitar o elétron, e a luz vermelha a ser libertada do diamante, correspondente à energia de transição do elétron (adaptado de [29]).

Existem trabalhos recentes que relatam a miniaturização destes sensores [66], contudo a sensibilidade máxima atingida foi de $15 \text{ pT}\sqrt{\text{Hz}}$, pelo que não são apropriados para incorporação num exame de MEG. Como é uma tecnologia relativamente recente, prevêem-se avanços nesta área

de melhoramento da sensibilidade destes sensores. Estes sensores utilizam diamantes pela elevada transparência à radiação eletromagnética (possibilitando a excitação por micro-ondas e luz verde) e por ser um material extremamente estável, cujas propriedades não se alteram com a inserção de um átomo de azoto e a criação adjacente de uma vacância [64, 66].

Capítulo 3

Magnetômetros de bombeamento ótico

O principal foco desta dissertação assenta na investigação do funcionamento dos magnetômetros de bombeamento ótico baseados em células de vapor de metais alcalinos (OPMs). Neste capítulo são introduzidos os conceitos básicos necessários para a compreensão das experiências realizadas e dos resultados obtidos. Inicialmente, é feita uma descrição detalhada do modo de funcionamento do sensor OPM utilizado e das duas células de vapor incorporadas, ^{87}Rb e Cs. Posteriormente, são introduzidos conceitos sobre as propriedades magnéticas presentes em materiais que os tornam bons candidatos para uso em caixas antimagnéticas, de modo a proteger o sensor de interferências magnéticas externas.

3.1 OPMs: princípio de funcionamento

Os OPMs utilizados no estudo de campos magnéticos do cérebro humano diferem em vários aspetos: células de vapor utilizadas, configuração ótica escolhida e método utilizado para a medição do campo [48].

No capítulo anterior foram mencionados dois tipos de configuração ótica, nomeadamente configurações de um feixe ou de dois feixes óticos. O estudo realizado nesta dissertação assenta na incorporação de duas células de vapor, ^{87}Rb e Cs, numa configuração de um feixe ótico para bombeamento e medição, normalmente designada de *single-beam configuration*. Em termos de sensibilidade ambas as configurações apresentam valores equiparáveis entre si e aos dos sensores SQUID, sendo que a configuração de um feixe de luz é significativamente mais simples de executar e apresenta maior potencialidade em termos de miniaturização [33, 48].

O princípio de funcionamento de um magnetómetro de bombeamento ótico pode ser descrito através

dos seguintes passos, representados na Figura 3.1:

1. inicialmente o spin dos átomos presentes na célula de vapor utilizada encontra-se orientado de forma aleatória;
2. um feixe de luz é bombeado através da célula e o spin dos átomos fica polarizado segundo a direção deste feixe;
3. na presença de um campo magnético externo, perpendicular ao feixe de luz emitido, B_0 , a interação dos átomos com este campo causa precessão dos spins em torno da orientação do campo magnético. A frequência desta precessão é designada de frequência de Larmor, w_L , e é calculado segundo a Equação 3.1:

$$w_L = \gamma |B_0| \quad (3.1)$$

onde γ representa o rácio giromagnético dos átomos, propriedade dependente dos elementos utilizados na célula de vapor;

4. esta alteração na polarização do spin dos átomos na presença de um campo magnético causa alterações mensuráveis na transmitância da luz através da célula de vapor [50, 59, 67].

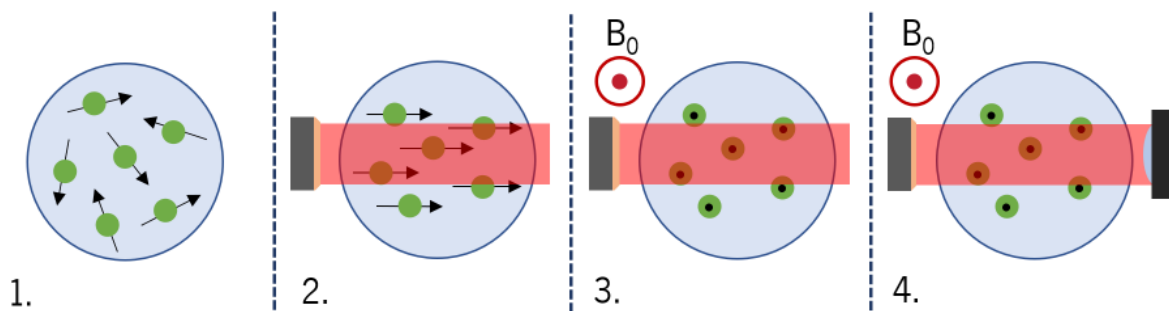


Figura 3.1: etapas de funcionamento de um magnetômetro de bombeamento ótico baseado em células de vapor de metais alcalinos: 1. spin dos átomos orientados de forma aleatória; 2. aplicação de um feixe de luz na célula de vapor que polariza o spin na direção do feixe; 3. na presença de um campo magnético externo, os spins orientam-se segundo esse feixe, sofrendo precessão de Larmor; 4. com recurso a um fotodetector quantifica-se a transmitância da luz que atravessa a célula.

O método utilizado para polarizar o spin dos átomos presentes na célula de vapor designa-se de bombeamento ótico. Através de um bombeamento de luz polarizada circularmente, o spin dos átomos reorienta-se na direção desse feixe de luz, produzindo um alinhamento coerente do spin de todos os

átomos presentes na célula [68]. Tratando-se de uma configuração de um só feixe ótico, a luz utilizada para polarizar os átomos é também utilizada para registrar o estado do spin do conjunto de átomos [48]. Com o recurso a um fotodetector regista-se a transmitância da luz através da célula de vapor, sendo possível concluir o efeito e a magnitude do campo magnético externo [50, 59]. Na Figura 3.2 encontra-se representado um esquemático ilustrativo desta configuração.

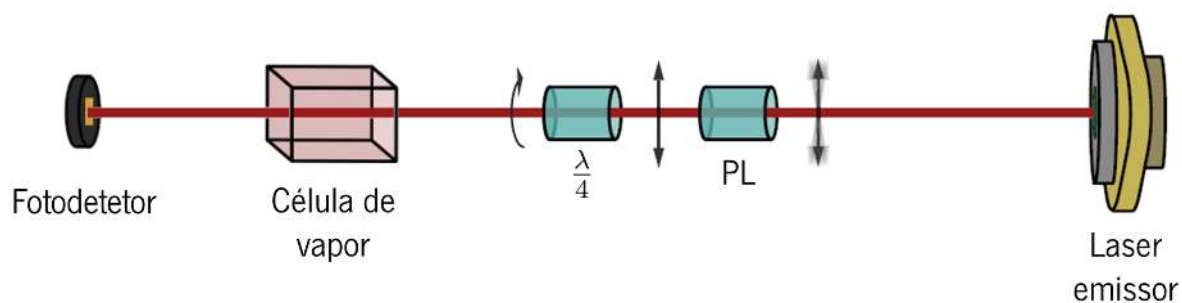


Figura 3.2: configuração geral de um feixe de luz utilizado em sensores OPM: o feixe de luz sai não polarizado do laser emissor; passa por um polarizador linear (PL) e fica polarizado segundo um só eixo; passa por um retardador $\frac{1}{4}$ de onda ($\frac{\lambda}{4}$) e fica polarizado circularmente; atravessa a célula de vapor e é registado pelo fotodetector. A transmitância da luz registada é indicativo da magnitude do campo magnético presente (adaptado de [69]).

3.2 Níveis atômicos de energia

Os metais alcalinos, como o Rb e o Cs, pertencem ao primeiro grupo da tabela periódica pelo que contêm apenas um elétron de valência. A nível atômico, os sensores OPMs baseiam-se nas alterações dos níveis de energia deste elétron de valência através do bombeamento ótico e da aplicação de campos magnéticos externos [68].

Existem quatro números que descrevem o estado quântico de um elétron:

- O número quântico principal, n , que define o nível de energia onde o elétron se encontra. Apresenta valores inteiros a começar em 1, e quanto maior o valor de n maior a distância a que o elétron se encontra do núcleo;
- O número quântico azimutal, l , que descreve o momento angular orbital do elétron. Apresenta valores inteiros de 0 a $n - 1$ e descreve a forma de uma orbital. Para orbitais tipo s , $l = 0$; tipo p , $l = 1$; tipo d , $l = 2$, ...;

- O número quântico de spin, s , que representa o momento angular intrínseco ao elétron. O valor de s é sempre de $\frac{1}{2}$ para o caso da partícula em causa ser um elétron;
- O número quântico magnético de orbital, m_l , que distingue diferentes níveis de energia presentes numa determinada orbital e representa a projeção do momento angular da orbital segundo um determinado eixo; e o número quântico magnético de spin, m_s , que representa a projeção do momento angular de spin, s , segundo um determinado eixo. Os valores de m_l são inteiros e variam de $-l$ a $+l$; os valores de m_s podem ser $-\frac{1}{2}$ ou $+\frac{1}{2}$ [70].

Genericamente é definido o momento angular orbital total, L , e o momento angular de spin total, S , dos elétrons de valência de um átomo como sendo a soma das contribuições dos momentos individuais de cada um dos elétrons na camada de valência. No caso dos metais alcalino, dado que estes elementos apresentam apenas um elétron na camada de valência, os valores de L e S correspondem aos números quânticos desse mesmo elétron de valência [70].

Assim, pode definir-se o momento angular total do elétron de valência, J , como sendo a soma do momento angular orbital e do momento angular de spin, Equação 3.2 [70]:

$$J = L + S \quad (3.2)$$

Adicionalmente, é possível calcular o momento angular total do átomo, uma vez que o núcleo também apresenta um momento angular de spin, denotado por I [70, 71]. Deste modo, o momento angular total, F , é calculado através da Equação 3.3:

$$F = I + J \quad (3.3)$$

Tanto para os átomos de ^{87}Rb como para os de Cs , o elétron de valência no estado de menor energia encontra-se numa orbital tipo s . Deste modo, o valor do momento angular orbital é de $L = 0$ e o seu primeiro estado de excitação corresponde a uma orbital do tipo p , em que $L = 1$. O momento angular de spin do elétron (S) é sempre $\frac{1}{2}$. O único valor que difere nestes dois átomos é o momento angular de spin do núcleo (I), sendo $\frac{3}{2}$ para o ^{87}Rb e $\frac{7}{2}$ para o Cs , o que altera os valores do momento angular total (F) de cada átomo [72, 73].

Os conceitos acima descritos são fundamentais para se distinguir os diferentes níveis de energia que o elétron pode tomar. Estes são originados pela interação entre os diferentes momentos angulares

presentes num átomo, e podem designar-se de: estruturas finas, estruturas hiperfinas e estruturas de Zeeman [74].

3.2.1 Estrutura Fina

A interação entre o campo magnético gerado pelo movimento do eletrão em torno do núcleo, momento angular orbital (L), e o seu momento angular de spin (S) designa-se de acoplamento spin-orbital e causa a separação dos níveis de energia que o eletrão pode tomar [75]. Esta separação encontra-se representada na Figura 3.3, tanto para o átomo de ^{87}Rb como para o de Cs, e é referida como estrutura fina. As transições do eletrão entre o estado de menor energia e os estados de excitação, e vice-versa, alteram o tipo de orbital em que se encontram, causando variações no momento angular total do eletrão (J). Assim, J pode apresentar valores inteiros no intervalo representado na Equação 3.4:

$$|L - S| \leq J \leq L + S \quad (3.4)$$

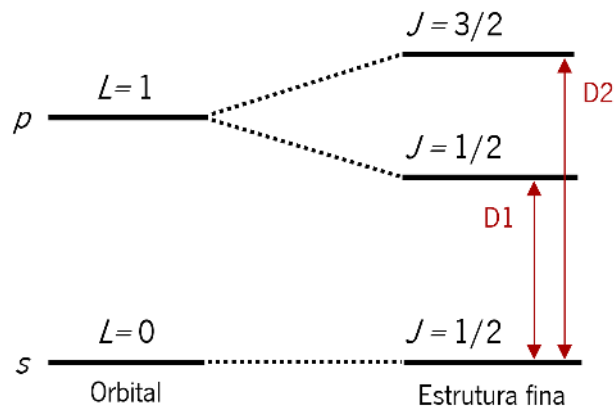


Figura 3.3: orbitais de energia e estrutura fina dos eletrões de valência do ^{87}Rb e Cs. Separação dos estados de menor energia, $L = 0$, e de excitação, $L = 1$, devido ao acoplamento spin-orbital, onde as transições de energia encontram-se representadas por D1 e D2.

Para os átomos de ^{87}Rb e de Cs, $J = \frac{1}{2}$ no estado de menor energia, dado que $L = 0$. No estado de excitação, os eletrões preenchem orbitais tipo p , sendo que $L = 1$. Neste nível de energia, o momento angular do eletrão poderá ser: $J = \frac{1}{2}$ ou $J = \frac{3}{2}$. As duas transições de energia possíveis designam-se de transição D1, para transições do estado de menor energia para o estado de excitação onde $L = 1$

e $J = \frac{1}{2}$, e de transição D2, para transições do estado de menor energia para o estado de excitação onde $L = 1$ e $J = \frac{3}{2}$. Estas transições são importantes para definir o comprimento de onda do feixe de bombeamento ótico do sensor OPM. Para o ^{87}Rb , a transição D1 ocorre a 795 nm e a D2 a 780 nm. Para o Cs, a transição D1 ocorre para um feixe de luz de 895 nm e a D2 para um feixe de 852 nm [72, 73].

3.2.2 Estrutura Hiperfina

A estrutura fina pode separar-se em vários níveis de energia que compreendem a estrutura hiperfina. Esta é resultado da interação entre o momento angular total do elétron (J) e o momento angular de spin do núcleo (I) [75]. A Figura 3.4 representa a separação dos níveis de energia da estrutura hiperfina para ambos os átomos. Os níveis de energia distinguem-se pelo valor do momento angular do átomo (F), que apresenta valores inteiros compreendidos no intervalo descrito na Equação 3.5:

$$I - J \leq F \leq I + J \quad (3.5)$$

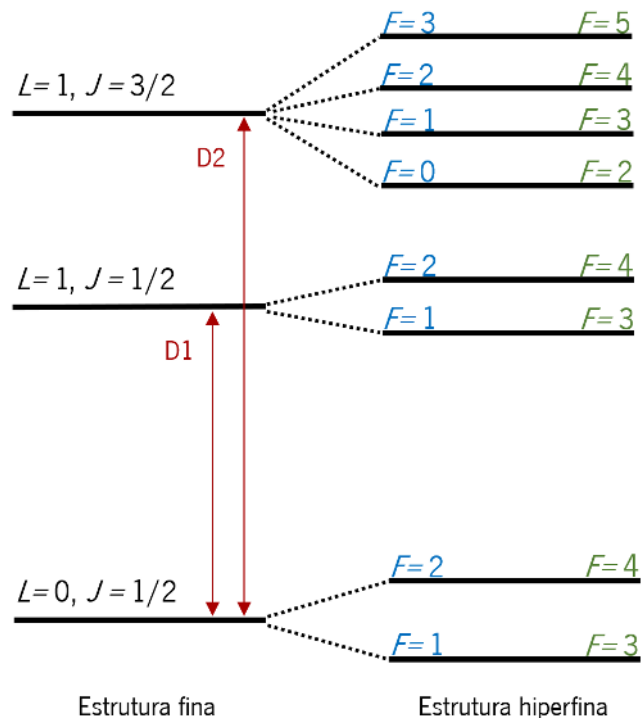


Figura 3.4: representação da estrutura fina e separação na estrutura hiperfina para o elétron de valência do ^{87}Rb , a azul, e do Cs, a verde.

Estes valores diferem para os átomos de metal alcalino considerados na presente dissertação, devido à diferença no valor do momento angular de spin do núcleo (I) [72, 73].

3.2.3 Estrutura de Zeeman

Na presença de um campo magnético externo, todos os momentos angulares acima descritos interagem com este campo magnético e são geradas separações adicionais de energia à estrutura hiperfina, sendo que estas definem a estrutura de Zeeman [75]. Esta separação encontra-se representada na Figura 3.5, simplificada para os níveis de estrutura hiperfina $F = 1$ e $F = 2$.

Os subníveis da estrutura de Zeeman são representados pela notação m_f e o número de separações é dado pela Equação 3.6:

$$m_f s = 2F + 1 \quad (3.6)$$

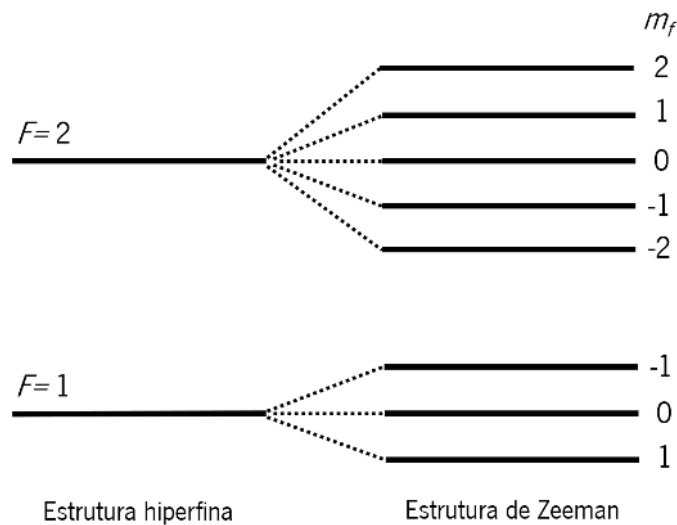


Figura 3.5: representação da estrutura hiperfina e da respectiva separação em níveis de energia que formam a estrutura de Zeeman, particularmente para $F = 1$ e $F = 2$.

m_f é pode apresentar valores inteiros no intervalo de $-F$ a $+F$. Na ausência de campo magnético, estes níveis de energia encontram-se degenerados, isto é, apresentam o mesmo valor de energia, não existindo qualquer separação entre eles. Quanto maior for o valor do campo magnético externo, maior a diferença de energia entre estes níveis da estrutura de Zeeman [76].

3.3 Bombeamento ótico

O bombeamento ótico consiste na emissão de luz para redistribuição dos elétrons de um conjunto de átomos para um determinado nível de energia de Zeeman, quando na presença de um campo magnético externo. Na ausência de luz, os elétrons encontram-se distribuídos uniformemente por todos os níveis de energia de Zeeman, no estado de menor energia [75]. Normalmente, utiliza-se um feixe ótico com polarização circular uma vez que esta polarização permite transmitir momento angular aos elétrons. No caso do presente trabalho, foi utilizada polarização circular direita, também denotada por σ^- , que transmite um momento angular de -1 segundo o eixo de emissão do feixe de bombeamento. Isto significa que os elétrons que se encontram distribuídos de igual forma, nos níveis de Zeeman e no estado de menor energia, vão apresentar transições para níveis de Zeeman superiores, Δm_f , correspondentes aos estados de excitação, dados pela Equação 3.6 anterior, sendo $\Delta m_f = |m_f(\text{final}) - m_f(\text{inicial})| = -1$ [73].

Porém, estes estados de excitação dos elétrons decaem espontaneamente, ocorrendo a emissão de luz em todas as direções, com polarizações aleatórias [75]. Estes dois efeitos combinados, o bombeamento ótico e as emissões de luz espontâneas, forçam os elétrons a ocupar a orbital de menor momento angular (orbital tipo s , onde $L = 0$), correspondente ao estado de menor energia, com maior momento angular atômico negativo ($F = 2$, $m_f = -2$). Deste modo, a distribuição da população dos elétrons concentra-se toda neste nível de energia de Zeeman [75]. Uma vez que só ocorrem transições para $\Delta m_f = -1$, aos elétrons ocuparem todos o nível de energia de Zeeman $m_f = -1$, estes ficam sem transições possíveis para efetuar e deixam de ser afetados pela luz. Este estado é chamado de estado escuro (do inglês: *dark state*) e a célula de vapor fica transparente à luz [77]. Quando os átomos atingem este estado diz-se que ficam spin-polarizados e tornam-se sensíveis a variações magnéticas, formando o princípio básico de funcionamento dos magnetômetros atômicos em estudo [75].

As transições que os elétrons sofrem entre os vários níveis de Zeeman, quando sujeitos a um bombeamento ótico com polarização circular direita, encontram-se representadas na Figura 3.6. De modo a simplificar o esquemático apresentado, encontra-se delineado apenas um dos estados de excitação do ^{87}Rb , referente à transição D1. Adicionalmente, salienta-se no esquemático o nível de energia correspondente ao estado escuro acima definido, onde $m_f = -2$. O processo representado é semelhante para a transição D2 do ^{87}Rb e para as transições dos elétrons dos átomos de Cs, com ligeiras diferenças no valor dos respectivos números quânticos [72, 73].

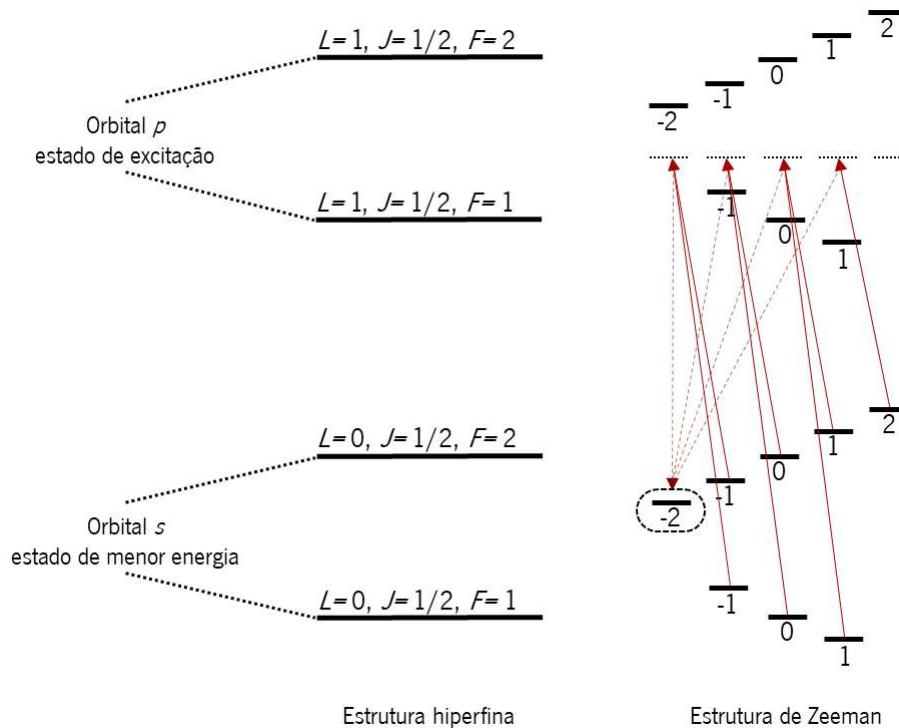


Figura 3.6: representação da estrutura hiperfina e da estrutura de Zeeman para a transição D1 do ^{87}Rb , ilustrando as transições que os elétrons efetuam, $\Delta m_f = -1$, até ficarem spin-polarizados e ocuparem o nível de Zeeman $F = 2, m_f = -2$.

3.4 Supressão das trocas de spin

O bombeamento ótico permite colocar os elétrons de um conjunto de átomos no mesmo nível de energia de Zeeman, tornando os átomos spin-polarizados. Contudo, continua a existir uma pequena percentagem de átomos cujos elétrons preenchem os outros níveis de Zeeman [75]. Estes interagem com os átomos que se encontram spin-polarizados através de colisões. Esta interação resulta em trocas de spin entre os átomos que colidem e causa uma redistribuição dos seus elétrons pelos vários níveis de Zeeman existentes, fazendo com que percam a sua polarização. Este fenómeno designa-se relaxamento por trocas de spin (do inglês *spin-exchange relaxation*) e reduz o efeito do bombeamento ótico, diminuindo a sensibilidade das células de vapor a campos magnéticos [78].

Happer e Tang [71] descobriram que este relaxamento pode ser contrariado com o aumento da densidade atômica dos metais alcalinos dentro da célula de vapor. Com o aumento da densidade atômica, o número de colisões entre todos os átomos aumenta consideravelmente. Contudo, se estas colisões e, portanto, estas trocas de spin, ocorrem a uma taxa suficientemente elevada, os elétrons não chegam a relaxar num só nível de energia e estão continuamente a permutar entre os vários níveis existentes [79].

Como, deste modo, todos os elétrons dos átomos presentes na célula de vapor permanecem a mesma quantidade de tempo em cada nível de energia de Zeeman, mantêm-se, no conjunto geral, com a mesma orientação de spin [75, 79].

Este estado é designado por trocas de spin sem relaxamento (SERF, do inglês *Spin-Exchange Relaxation Free*). O regime SERF é atingido quando a densidade atômica dos vapores de metais alcalinos é igual ou superior a 10^{14} cm^{-3} [71]. Para tal, é necessário proceder ao aquecimento da célula utilizada de modo a se aumentar a pressão do vapor no seu interior, que, por sua vez, se vai traduzir no aumento da densidade atômica do metal alcalino presente. A Figura 3.7 representa a evolução da densidade atômica do ^{87}Rb e Cs com o aumento da temperatura, obtido através de um conjunto de equações que pode ser consultado no Anexo A [80, 81]. Segundo o gráfico da Figura 3.7, o ^{87}Rb atinge a densidade atômica desejada para operação no regime SERF à temperatura de $150 \text{ }^\circ\text{C}$, e o Cs à temperatura de $133 \text{ }^\circ\text{C}$.

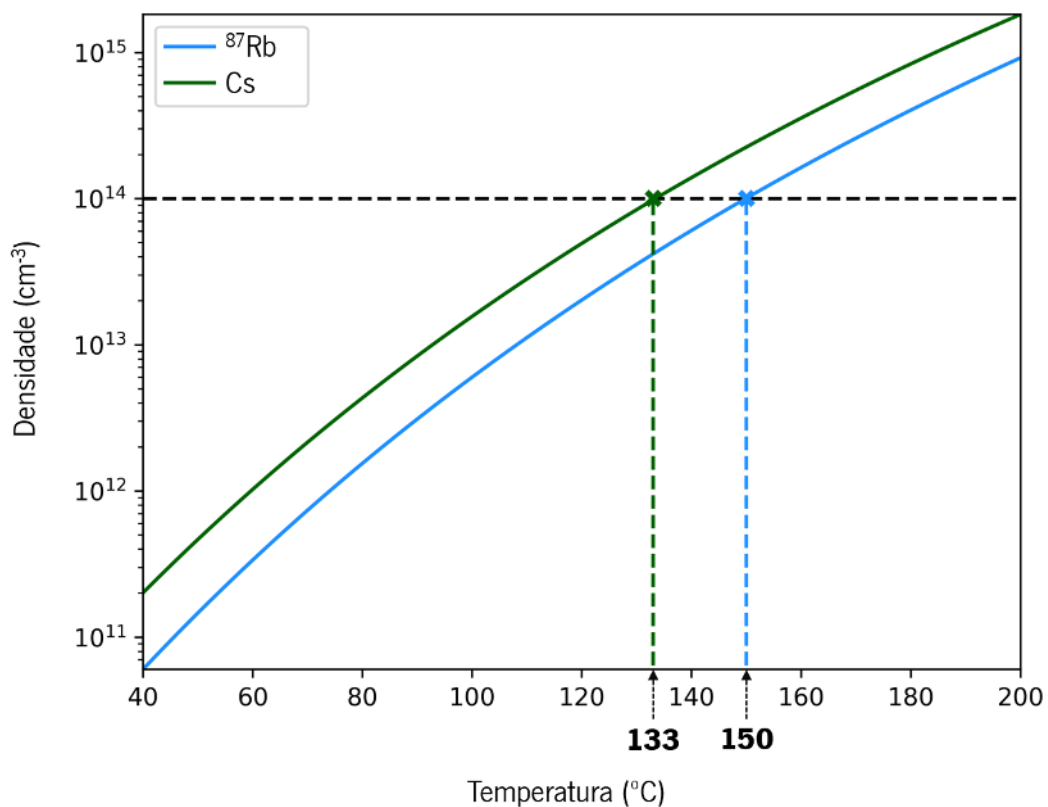


Figura 3.7: variação da densidade de metal alcalino com aumento da temperatura. O regime SERF (densidade superior a 10^{14} cm^{-3}) é atingido a 133°C para o Cs e a $150 \text{ }^\circ\text{C}$ para o ^{87}Rb .

3.5 Isolamento magnético

Os sensores OPM necessitam de isolamento magnético para remoção da influência de campos magnéticos externos, como campos resultantes de ruído do meio ambiente ou de interferências por outras partes do corpo humano [30]. Uma vez que se pretende registrar sinais magnéticos na ordem dos fT, é fundamental minimizar o efeito destes campos indesejados de modo a atingir-se um SNR elevado e, conseqüentemente, sensibilidades elevadas [6].

O uso de estruturas constituídas por materiais magneticamente isolantes constitui um dos principais métodos utilizados para o isolamento dos sensores OPM [30, 59]. Tratam-se de materiais ferromagnéticos que apresentam elevada permeabilidade magnética, μ . Esta é normalmente referida relativamente ao vácuo, a qual se designa de permeabilidade magnética relativa, μ_r , e consiste na capacidade que um determinado material tem em atenuar a propagação de um campo magnético. Isto não significa o bloqueio total dos campos magnéticos externos, mas sim um redirecionamento das linhas de campo em torno do próprio material, criando um caminho preferencial para a circulação do fluxo magnético [70]. A Figura 3.8a ilustra o comportamento das linhas de campo magnético quando encontram material de elevada permeabilidade magnética. O campo magnético não atravessa o material, propagando-se na superfície do mesmo.

Existem vários materiais ferromagnéticos de elevada permeabilidade magnética. Desde os menos eficientes, como ligas de aço (com μ_r , de aproximadamente 2 000) e a ligas de ferro (com μ_r de 5 000), aos mais eficientes, como ligas compostas por ferro, níquel e molibdénio, com valores de μ_r que podem atingir os 800 000 [70, 82]. Contudo, nem todos os materiais que apresentam elevada permeabilidade são apropriados para a sua incorporação em OPMs, dado que alguns só exibem esta característica a partir de determinados valores de intensidade de campo magnético e vão perdendo a sua eficiência com o aumento da intensidade [83]. A Figura 3.8b representa a variação do valor da permeabilidade magnética em função do aumento da densidade de fluxo magnético aplicado, para um material composto por ligas metálicas de ferro e níquel. Conclui-se através deste gráfico que existe um gama de campo magnético para a qual a permeabilidade magnética do material é máxima.

Para além da permeabilidade magnética, também deve ser considerada a espessura do material, uma vez que quanto menor a espessura do mesmo, menor capacidade de atenuação apresenta [84]. Assim, é necessário seleccionar um material que apresente elevada permeabilidade magnética e tenha espessura suficiente para atenuar a passagem dos campos magnéticos externos, sendo adequado à gama de valores que se pretende isolar. Estes materiais são focados para o isolamento de campos magnéticos

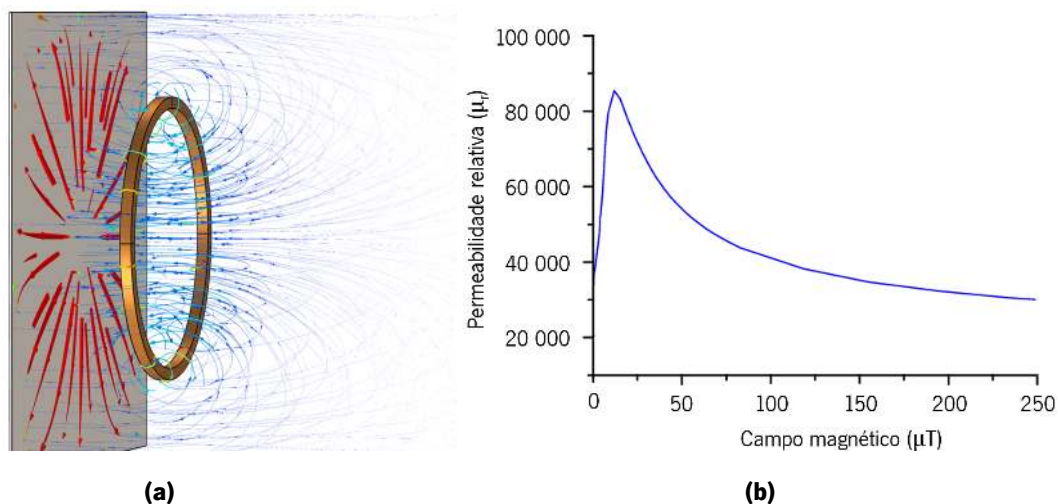


Figura 3.8: permeabilidade magnética: (a) simulação das linhas de campo magnético na presença de um material com elevada permeabilidade (simulação para $\mu_r = 80\,000$, valor relativo a ligas de ferro e níquel, como o Mu-metal [70]), onde se observa que as linhas de campo não atravessam o material; (b) variação da permeabilidade magnética relativa de um material ferromagnético em função do aumento da densidade de fluxo magnético do campo aplicado (adaptado de [83]).

constantes, como o campo magnético terrestre ($50\ \mu T$) ou de baixa frequência, pelo que a sua capacidade antimagnética é muito reduzida ou nula para campos magnéticos AC [82]. Adicionalmente, estarão sempre presentes campos magnéticos residuais nos locais que se pretende isolar, sendo necessário avaliar a magnitude destes campos e assegurar que não interferem com as medições a efetuar [85, 86].

Capítulo 4

Metodologia

Neste capítulo são apresentados os procedimentos desenvolvidos para obtenção e estudo de um sensor de campo magnético baseado no bombeamento ótico de células de vapor de metais alcalinos. Inicialmente, são apresentadas as células de vapor utilizadas, a configuração ótica e magnética implementada para a aplicação de campos magnéticos externos de baixa intensidade, e o respetivo isolamento magnético utilizado. Posteriormente, é abordada uma nova configuração ótico-magnética baseada num par de *Helmholtz Coils* que soluciona alguns dos problemas da primeira configuração implementada. Estas abordagens são suportadas com simulações baseadas no método de elementos finitos (FEM, do inglês *Finite Element Method*) realizadas no *software COMSOL Multiphysics 5.4*. Por fim, são apresentados os métodos para avaliação dos diferentes fatores que afetam a sensibilidade dos sensores, como o tipo de polarização do feixe ótico emitido e o aquecimento das células de vapor.

4.1 Primeira abordagem ótico-magnética

Para avaliação de um sensor OPM são necessários os seguintes componentes: uma célula de vapor de um metal alcalino, um emissor e um detetor de luz e uma configuração magnética que permita a criação de um campo estável e de magnitude conhecida, isolada de interferências externas. No estudo desenvolvido na presente dissertação utilizaram-se duas células de vapor de metal alcalino, ^{87}Rb e Cs, numa configuração ótica de um feixe. Este estudo compreende a análise de ambas as células de vapor num intervalo específico de comprimento de onda do feixe de luz emitido através da medição da transmitância deste feixe ao longo da célula, quando sujeita a determinados valores de campo magnético de baixa magnitude. O efeito do comprimento de onda do feixe de luz, fora das transições D1 e D2

de cada metal alcalino, foi avaliado, bem como a *performance* de cada uma das células de vapor para incorporação em OPMs.

4.1.1 Células de vapor de ^{87}Rb e Cs

De modo a explorar a capacidade de sensorização dos OPMs, foram adquiridas duas células de vapor de metais alcalinos: de ^{87}Rb e de Cs. As células de ^{87}Rb são atualmente as células mais utilizadas em OPMs, pelo que servirá de base comparativa para a célula de Cs, metal este muito utilizado em relógios atômicos [33, 49, 59].

Foram utilizadas células comercialmente disponíveis na Thorlabs [87] fabricadas em substrato de quartzo: célula de vapor de ^{87}Rb (*Thorlabs GC19075-RB87*) [88] e de Cs (*Thorlabs GC19075-CS*) [89]. Estas células apresentam 19 mm de diâmetro por 75 mm de comprimento. A Figura 4.1a apresenta um modelo 3D das células utilizadas neste estudo.

São células de quartzo com paredes exteriores cobertas por dióxido de silício (SiO_2) fundido por radiação ultravioleta (UV), permitindo uma elevada transmitância da luz num intervalo alargado de comprimentos de onda [88, 89]. Na presente dissertação, é explorada a transmitância da luz através célula emitindo intervalos de comprimento de onda compreendidos entre os 750 nm e os 950 nm, dependendo da célula a utilizar, para estudo nas transições D1 e D2 de cada metal alcalino. A Figura 4.1b representa a transmitância da luz para comprimentos de onda compreendidos entre 200 e os 2600 nm, na qual se destaca que estas células apresentam transmitância elevada e constante para o intervalo de comprimento de onda em estudo. Estas células contêm tipicamente 5 a 10 mg de vapor de ^{87}Rb ou Cs com 99% de pureza, colocados com um gás *buffer* de He a uma pressão de aproximadamente 1 μPa [88, 89].

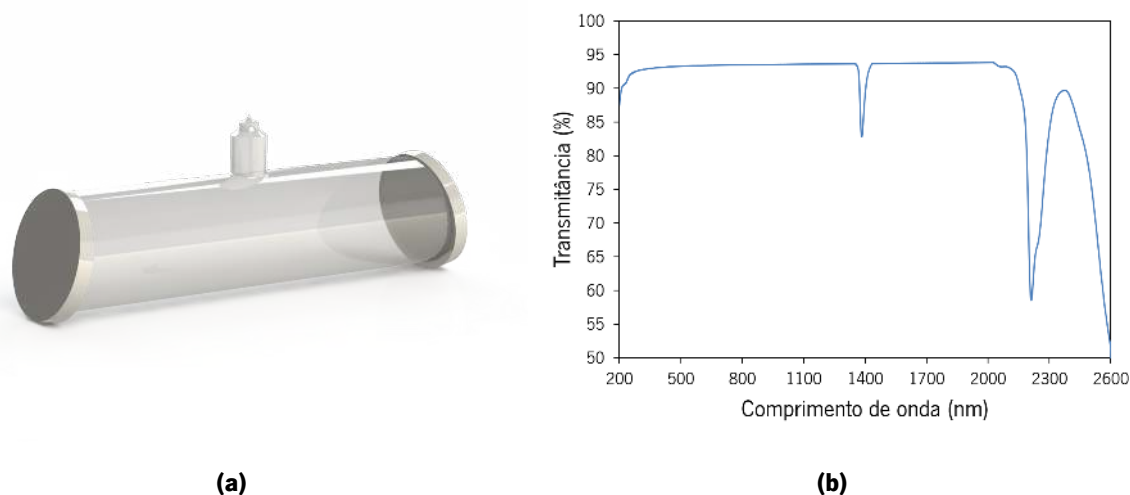


Figura 4.1: células de vapor de metal alcalino: (a) modelo 3D das células de vapor; (b) gráfico de transmitância de luz através das células de vapor em função do comprimento de onda (adaptado de [88, 89]).

4.1.2 Configuração ótica

Os estudos publicados referentes a OPMs utilizam essencialmente uma configuração ótica baseada em lasers com um comprimento de onda sintonizado nas transições D1 ou D2 dos metais alcalinos, sendo que primariamente operam na transição D1 [30, 59]. No presente trabalho, em substituição aos lasers, foi utilizado equipamento ótico que permite fazer um varrimento do feixe de luz num intervalo de comprimentos de onda escolhido, dado que se pretende analisar comparativamente o comportamento das células quando sujeitas a comprimentos de onda além das respetivas transições. Para tal, foi utilizada uma fonte de luz visível que emite comprimentos de onda entre 200 e 2400 nm (*Newport Quartz Tungsten Halogen Lamp 200 W*) [90]. Conectou-se a esta fonte de luz um monocromador (*Newport 74125*) [91] que regula o comprimento de onda que atravessa a célula de vapor. A luz à saída do monocromador pode ser aplicada diretamente à célula ou encaminhada através de uma fibra ótica. O equipamento utilizado para a emissão de luz encontra-se representado na Figura 4.2a. No lado oposto à célula de vapor, colocou-se um fotodetetor (*Hamamatsu S1336-5BQ*) [92] adequado a valores de intensidades de luz baixos, conectado a um picoamperímetro (*Keithley 487*) [93] capaz de registar correntes elétricas geradas pelo fotodetetor à escala do nA. Os componentes utilizados para a deteção da luz após atravessar a célula estão representados na Figura 4.2b.

O equipamento ótico descrito encontra-se ligado a um computador que através de um *software* permite fazer a aquisição dos dados registados pelo picoamperímetro e ainda escolher o intervalo de comprimentos de onda que o monocromador percorre. Adicionalmente, é possível definir quantos valores de corrente elétrica são registados no picoamperímetro, por cada comprimento de onda de luz emitida.

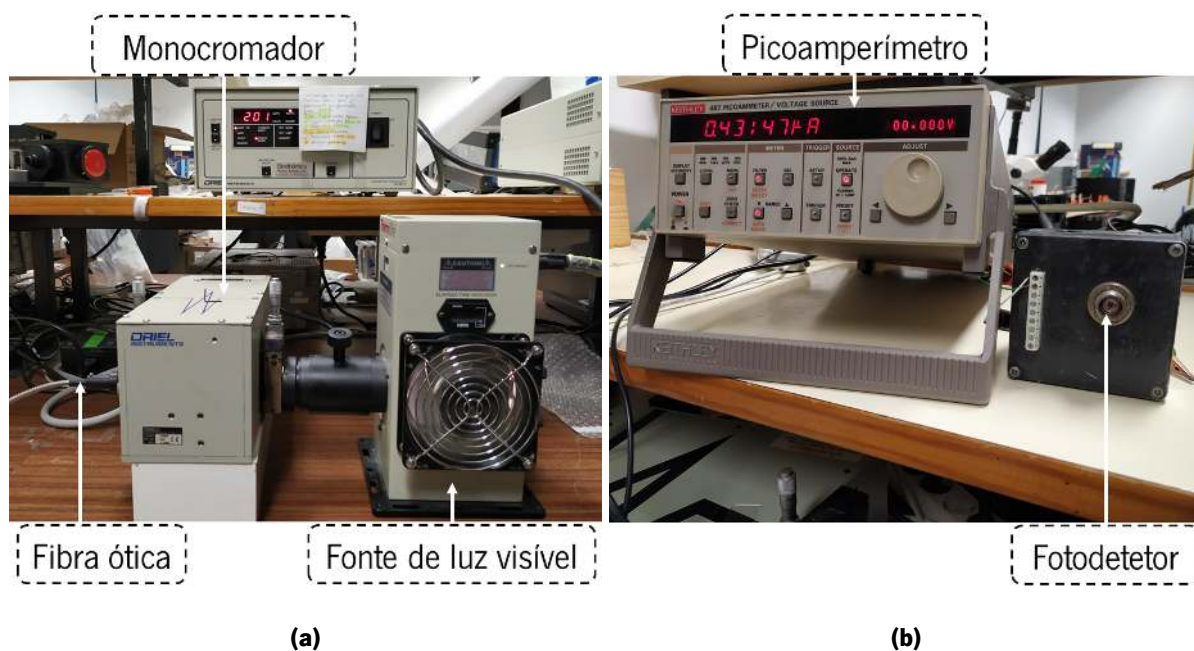


Figura 4.2: equipamento ótico utilizado: (a) representação da fonte de luz visível *Newport Quartz Tungsten Halogen Lamp 200 W* [90], do monocromador *Newport 74125* [91] e da fibra ótica para luz visível; (b) representação do fotodetector *Hamamatsu S1336-5BQ* [92] conectado ao picoamperímetro *Keithley 487* [93].

Dependendo da quantidade de valores escolhidos, o *software* calcula a média das correntes registadas, para cada comprimento de onda. O método utilizado para as medições efetuadas será descrito com maior detalhe no subcapítulo 4.1.4. Contudo, é necessário ter em consideração o espectro de absorção do fotodetector, isto é, a sensibilidade que apresenta à luz recebida em função do comprimento de onda emitido. A Figura 4.3 representa a fotossensibilidade em função do comprimento de onda do fotodetector utilizado, podendo-se afirmar que este é adequado ao estudo realizado, uma vez que se será utilizado na região mais sensível que apresenta [92].

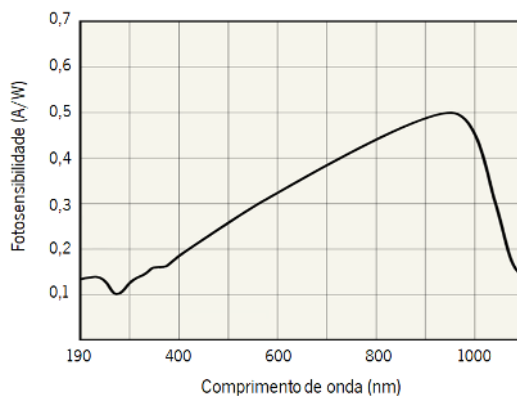


Figura 4.3: fotossensibilidade (A/W) do fotodetector *Hamamatsu S1336-5BQ* utilizado, para diferentes comprimentos de onda (nm) (adaptado de [92]).

4.1.3 Configuração magnética

Para o presente estudo tornou-se imperativo criar uma estrutura capaz de gerar um campo magnético estável e fiável, de baixa magnitude e devidamente isolado de interferências magnéticas externas que comprometem as medições a efetuar. Numa primeira fase foi utilizada uma configuração baseada num solenoide de fio de cobre com 7 espiras, cada uma com 1,2 cm de raio, e 7,5 cm de comprimento no total. Através da aplicação de uma determinada corrente elétrica no solenoide, cria-se um campo magnético com a magnitude desejada. Este valor de campo magnético, B , é calculado através da Lei de Bio-Savart que, para esta configuração, resulta na Equação 4.1:

$$B = \frac{\mu_0 I N}{2R} \quad (4.1)$$

onde μ_0 representa a permeabilidade magnética do vazio e equivale a $4\pi * 10^{-7} \text{ T.m.A}^{-1}$; I corresponde ao valor da corrente elétrica através das espiras; N é o número de espiras do solenoide ($N = 7$); e R ao raio das espiras, sendo $R = 1,2 \text{ cm}$. No Anexo B encontra-se demonstrada a dedução matemática da Equação 4.1 para a configuração magnética utilizada. A Figura 4.4a mostra uma perspetiva do solenoide implementado onde é visível que o seu dimensionamento (diâmetro e comprimento) se encontra ajustado às células de vapor a incorporar.

Para avaliação do fenómeno ótico-magnético do sensor OPM construído recorreu-se à análise da transmitância da luz através da célula de vapor quando sujeita a diferentes valores de densidade de fluxo magnético. Assim, através da Equação 4.1 e com base nos valores de campo magnético pretendidos na análise, foi calculada a corrente elétrica necessária fornecer ao solenoide. Foi montado um circuito elétrico composto por um conjunto de resistências de potência, capazes de aguentar correntes elevadas na ordem dos A, de modo a se conseguir regular o valor da corrente que passa para o solenoide através de um potenciómetro. Assim, com este potenciómetro é possível precisar a magnitude do campo magnético que circula pela célula de vapor. Adicionalmente este circuito foi dimensionado para ser alimentado por um par de pilhas recarregáveis (*Li-Ion MR18650*) [94] de 3.6 V cada.

Por fim, utilizou-se uma caixa antimagnética revestida por uma liga ferromagnética de níquel e ferro baseada em Mu-metal, que serviu para eliminar as interferências magnéticas externas estáticas ou de baixa frequência, como o campo magnético terrestre. Esta caixa apresenta duas aberturas em lados opostos, uma para a entrada da luz emitida pelo monocromador e fibra ótica, outra para a colocação do fotodetector. A Figura 4.4b representa a caixa antimagnética utilizada nesta configuração, bem como o

fotodetector e a fibra ótica acoplados à caixa pelas respectivas aberturas.

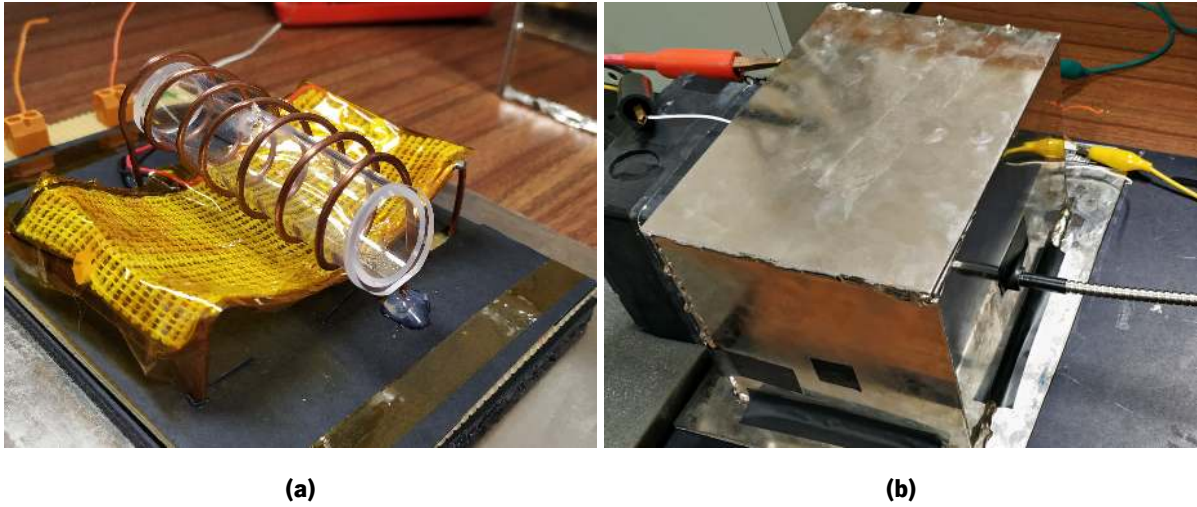


Figura 4.4: primeira configuração magnética utilizada: (a) vista do solenoide em perspetiva com a célula de vapor posicionada no seu interior; (b) caixa antimagnética utilizada com o fotodetector e a fibra ótica acoplados nas respetivas aberturas.

4.1.4 Metodologia de medição

Para cada célula de vapor utilizada foi escolhido um intervalo de comprimentos de onda no monocromador que compreende ambas as transições D1 e D2 de cada metal alcalino, 795 nm e 780 nm para o ^{87}Rb , 895 nm e 852 nm para o Cs, respetivamente. Cada medição foi efetuada para um conjunto de valores de magnitude dos campos magnéticos externos, aplicados perpendicularmente ao feixe de luz emitido, para operação na região de máxima sensibilidade do dispositivo. Com recurso ao fotodetector determinou-se a transmitância desta luz através da célula de vapor quando sujeita a um determinado campo magnético. Pretende-se analisar e avaliar a *performance* de ambas as células de vapor nas mesmas condições ótico-magnéticas e concluir qual delas apresenta melhores características para incorporação em OPMs.

Para cada valor de densidade de fluxo magnético aplicado, o monocromador percorre o intervalo de comprimentos de onda de 1 nm em 1 nm, emitindo luz contínua através da fibra ótica até à célula de vapor. O tempo que cada comprimento de onda permanece aplicado na célula de vapor é dependente do número de amostras de fotocorrente selecionado no *software* do computador. Inicialmente optou-se pelo registo de 3 amostras de fotocorrente por cada comprimento de onda emitido, repetindo-se três vezes a mesma medição para cálculo final da média. Contudo, concluiu-se que esta abordagem origina

resultados com ruído e pouco fiáveis. Assim, adotou-se um método diferente baseado na medição direta da transmitância para cada uma das magnitudes de campo magnético aplicadas, sendo avaliadas 9 amostras de fotocorrente por cada comprimento de onda emitido. O *software* utilizado apresenta automaticamente a média da fotocorrente por comprimento de onda. Com esta nova metodologia, cada valor de fotocorrente demora, aproximadamente, 650 ms a ser registado e adquirido pelo computador, pelo que o registo de 9 valores por comprimento de onda demora cerca de 5,85 s. Deste modo, o monocromador altera o comprimento de onda de emissão, de 1 nm em 1 nm, a cada 5,85 s, até que todo o intervalo de comprimentos de onda selecionado seja percorrido.

Por fim, para cálculo da transmitância através da célula, foi necessário ter em consideração o perfil de sensibilidade do fotodetector utilizado, representado na Figura 4.3 anterior. Dado que o perfil de fotossensibilidade não é constante para todos os comprimentos de onda, em cada conjunto de medições foi necessário retirar uma referência da fotocorrente recebida. Obter a referência consiste no registo dos valores de corrente elétrica medidos pelo picoamperímetro para o intervalo de comprimentos de onda que se pretende emitir, na presença de um campo magnético nulo. Após obtenção da referência aumentou-se sucessivamente a magnitude do campo magnético de acordo com os valores pretendidos, sendo que a transmitância da luz para cada valor de campo magnético é calculada relativamente ao gráfico de campo magnético nulo. A transmitância (%) é calculada através da Equação 4.2, isto é, resulta do quociente entre a corrente elétrica (A) para cada valor de campo magnético e para cada comprimento de onda, e a corrente elétrica registada na referência.

$$T(\%) = \frac{I_{\lambda,B}}{I_{\lambda,B=0}} * 100 \quad (4.2)$$

onde I corresponde ao valor de fotocorrente registada no picoamperímetro, λ o comprimento de onda emitido e B é a magnitude do campo magnético, ou densidade de fluxo magnético, aplicado.

4.2 Segunda abordagem ótico-magnética - *Helmholtz Coil*

Com o objetivo de solucionar alguns dos problemas de reprodutibilidade nas medições efetuadas com a primeira abordagem, foi desenvolvido uma nova configuração magnética para melhoramento da estabilidade e sensibilidade do resultados, cujas medições experimentais efetuadas basearam-se no mesmo método apresentado no subcapítulo 4.1.4 anterior. Devido às dimensões do solenoide implementado na primeira abordagem, o feixe de luz emitido apenas atravessa um pequeno volume

da célula de vapor, não abrangendo a quantidade total de metal alcalino. Foi estudada uma nova configuração magnética que possibilite a passagem do feixe de luz pelo volume total da célula de vapor, mantendo a perpendicularidade entre este e a direção do fluxo de campo magnético gerado. Com esta alteração é esperado o aumento da sensibilidade do dispositivo.

Assim, com base nos problemas acima descritos, produziu-se e dimensionou-se uma configuração magnética baseada num par de *Helmholtz Coils* capaz de criar um campo magnético uniforme ao longo do volume total da célula de vapor em que o feixe de luz emitido seja perpendicular à direção do campo magnético gerado. A configuração de *Helmholtz Coil* é utilizada quando se pretende gerar um campo magnético uniforme num volume de espaço considerável. Consiste na incorporação de duas bobinas dispostas coaxialmente, sendo o raio das bobinas igual entre si e a distância entre o centro de cada uma igual ao valor do raio comum. Cada bobina apresenta o mesmo número de espiras e a corrente elétrica aplicada tem de fluir na mesma direção [70]. A fórmula matemática que define a densidade de fluxo magnético B no ponto central entre as duas bobinas de uma configuração de *Helmholtz Coil* pode ser descrita pela Equação 4.3:

$$B = \frac{8}{5\sqrt{5}} \frac{\mu_0 I N}{R} \quad (4.3)$$

onde μ_0 representa a permeabilidade magnética do vácuo, tomando o valor de $4\pi * 10^{-7}$ T.m.A⁻¹; I a corrente elétrica aplicada às bobinas; N o número de espiras comum a cada bobina; e R é o valor do raio comum das bobinas. Esta fórmula é deduzida através da Lei de Bio-Savart, e a dedução matemática encontra-se descrita no Anexo C. A Figura 4.5a representa um esquemático de uma configuração magnética composta por um par de *Helmholtz Coils* e a Figura 4.5b apresenta a vista superior desta configuração, onde é possível observar a uniformidade das linhas de campo magnético geradas.

Para a incorporação desta configuração magnética nas medições a efetuar, foi necessário dimensionar o par de *Helmholtz Coils* de acordo com a dimensão das células de vapor com o intuito de gerar um campo magnético uniforme ao longo de todo o seu comprimento. Deste modo, foi projetada uma configuração de *Helmholtz Coils* com $R = 6$ cm e $N = 20$, ajustado à magnitude do campo magnético que se pretende gerar, calculados através da Equação 4.3. Foi desenhado um modelo 3D de uma estrutura de suporte, impresso posteriormente com recurso a uma impressora 3D, *Prusa i3 MK3S* [95]. A impressão foi realizada com um filamento de um polímero plástico baseado em ácido polilático (PLA, do inglês *PolyLactic Acid*), utilizando a técnica de modelagem por deposição fundida (FDM, do inglês *Fused Deposition Modeling*).

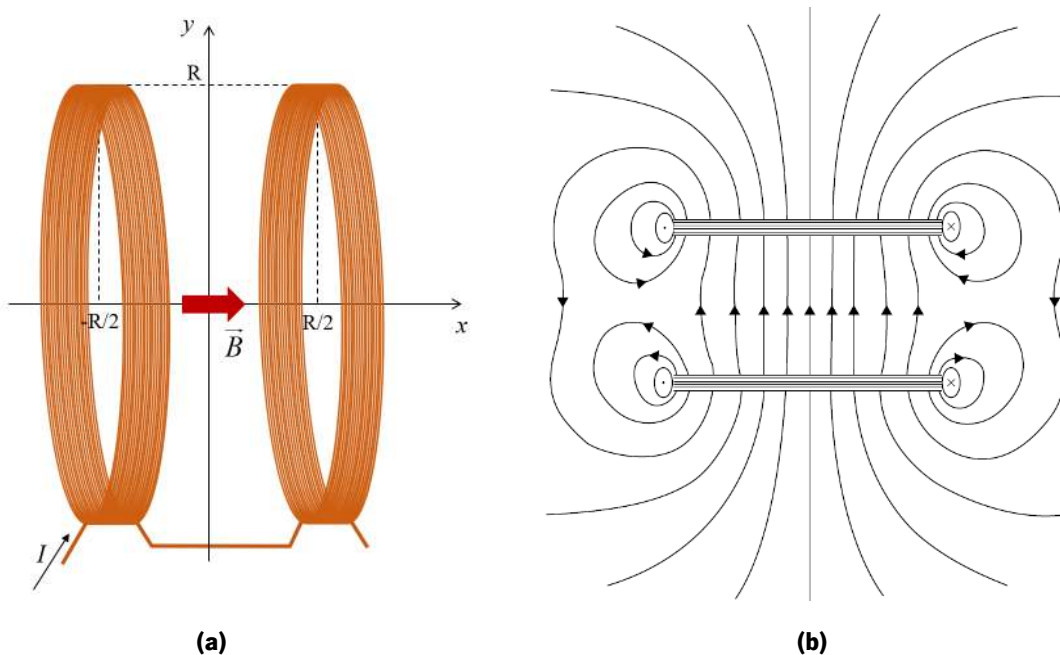


Figura 4.5: configuração magnética baseada num par de *Helmholtz Coils*. (a) esquemático da configuração e (b) representação das linhas de campo magnético geradas pela passagem de corrente elétrica (adaptado de [70]).

Nas estruturas resultantes procedeu-se ao enrolamento de fio de cobre, eletricamente isolado para que não ocorram curto-circuitos em caso de contacto. As duas bobinas encontram-se suportadas por uma outra estrutura de encaixe, com aberturas que permitem a ligação entre ambas e a alimentação com corrente elétrica. A Figura 4.6a representa o modelo 3D da estrutura que suporta o fio de cobre para a bobina e da estrutura de encaixe que suporta a bobina, com as respetivas aberturas. Na Figura 4.6b apresenta-se o modelo 3D da estrutura geral com a célula de vapor inserida e o par de *Helmholtz Coils* mantidas a uma distância coaxial igual ao valor do raio das bobinas.

Devido às dimensões desta nova configuração magnética, foi necessário incorporar uma nova caixa antimagnética. Para tal, recorreu-se a um material ferromagnético com cerca de 1 mm de espessura. Adicionalmente, a alimentação elétrica desta nova configuração magnética difere da primeira configuração. Nesta nova abordagem foi utilizada uma fonte de corrente digital (*Yokogawa 7651 Programmable DC Source*) [96] que alimenta o circuito de forma mais estável que o método anterior.

Na Figura 4.7 encontra-se uma foto da nova configuração magnética desenvolvida. Na Figura 4.7a é possível visualizar a estrutura impressa que constitui o par de *Helmholtz Coils*, com a célula inserida, e com um suporte de altura regulável para ajuste da posição da célula de vapor em relação à posição do equipamento ótico e em relação às bobinas. A Figura 4.7b mostra a caixa antimagnética desenvolvida com as aberturas necessárias para passagem do feixe de luz e encaminhamento para o fotodetector.

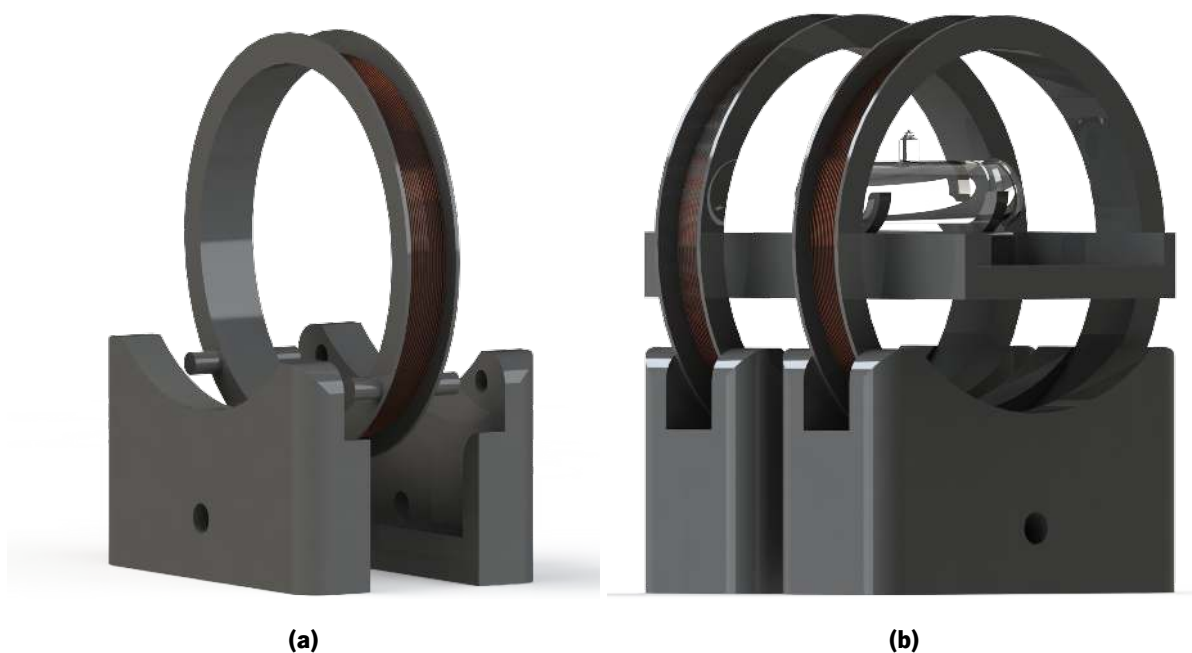


Figura 4.6: desenho 3D da configuração magnética baseada num par de *Helmholtz Coils*. (a) modelo da estrutura da bobina e da estrutura de encaixe; (b) modelo da estrutura completa com a célula de vapor entre o par de *Helmholtz Coils*.

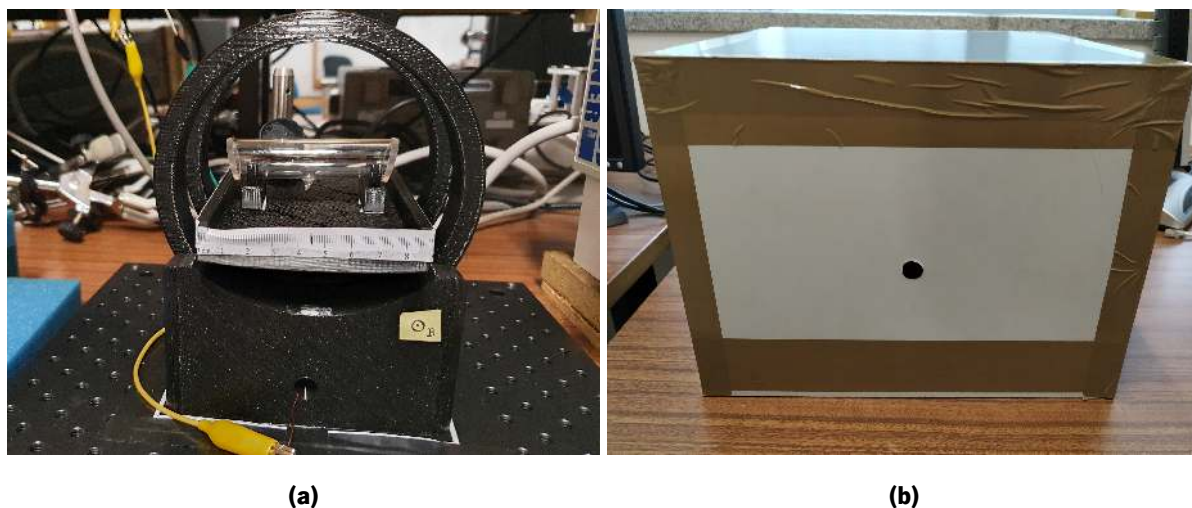


Figura 4.7: fotografias da nova configuração magnética desenvolvida: (a) estrutura completa com o par de *Helmholtz Coils* e célula de vapor incorporada; (b) nova caixa antimagnética construída com dimensões apropriadas à nova configuração.

4.3 Simulações FEM

As configurações abordadas nesta dissertação foram avaliadas através de simulações FEM, recorrendo ao *software COMSOL Multiphysics 5.4*. Pretende-se verificar a viabilidade das alterações efetuadas na configuração magnética e estudar os componentes óticos incorporados no sensor, nomeadamente o comportamento do feixe de luz quando polarizado. Os resultados destas simulações encontram-se detalhados e discutidos no Capítulo 5, sendo que os modelos magnéticos e óticos encontram-se apresentados a seguir.

As análises computacionais FEM baseiam-se na divisão do modelo original num número finito de elementos pequenos. A simulação, com base no estudo selecionado, analisa matematicamente o que acontece a cada elemento individualmente e calcula a sua contribuição total no modelo implementado. Para a realização das simulações foi necessário: definir a geometria, isto é, construir o modelo 3D pretendido com dimensões reais; definir os materiais das geometrias do modelo recorrendo à biblioteca de materiais do *software*, que contém materiais predefinidos com propriedades idênticas às reais e necessárias para a simulação; e definir o tipo e tamanho de elemento finito em que o modelo será dividido, que neste tipo de simulações computacionais designa-se de *mesh*.

4.3.1 Módulo magnético

Para a realização das simulações magnéticas, utilizou-se o módulo *Magnetic Fields*. Inicialmente foram criadas as geometrias associadas às duas configurações com dimensões apropriadas. Para simulação da primeira abordagem magnética foi desenhada uma aproximação do solenoide real através do desenho de 7 espiras, cada uma com 1,2 cm de raio que colocadas em série totalizaram 7,5 cm de comprimento. Na segunda abordagem magnética foi desenhado o par de *Helmholtz Coils*, com cada bobina formada por 20 espiras e raio comum de 6 cm. A distância entre o centro de cada bobina corresponde ao valor do raio das mesmas. Incorporou-se, ainda, uma geometria correspondente à célula de vapor de modo a analisar a uniformidade de campo magnético através do seu volume total. Incorporou-se, ainda, uma geometria correspondente à célula de vapor de modo a analisar a uniformidade de campo magnético através do seu volume total. Às geometrias criadas foi definido o respetivo material recorrendo à base de dados de materiais do *software*. Quer o solenoide da primeira configuração, quer as bobinas que compõe a *Helmholtz Coil* da segunda configuração são constituídas por cobre. A resistividade e condutividade elétrica do cobre influenciam sobretudo o campo magnético, este que é gerado na simulação através da passagem de corrente elétrica. Por sua vez, a permeabilidade magnética

relativa define essencialmente o comportamento das linhas de campo magnético geradas. Para a célula foi selecionado o material vapor de ^{87}Rb , sendo a permeabilidade magnética relativa a propriedade mais importante, tomando o valor de 1 (mesmo valor para o Cs). Por fim, foi definido o método de divisão da geometria em elementos finitos, designado *mesh*. Neste trabalho foi selecionado um *mesh Free Tetrahedral Extremely Fine*, que divide o modelo em tetraedros extremamente pequenos. Quanto menor for a *mesh*, mais precisas serão as simulações obtidas, com o custo de gastar mais recurso e tempo computacionais.

Após criação das geometrias e definição dos parâmetros, procedeu-se à simulação dos campos magnéticos formados por ambas as configurações. Nos resultados da simulação foi escolhido um modelo que simule a densidade de fluxo magnético em cada elemento finito. Na Figura 4.8a encontra-se representada uma simulação do campo magnético gerado pela primeira configuração magnética utilizada, onde são visíveis as 7 espiras que constituem o solenoide e a célula de vapor incorporada. Na Figura 4.8b apresenta-se o resultado da simulação do campo magnético gerado pelo par de *Helmholtz Coils* construído, com a incorporação da célula de vapor. Uma análise detalhada dos resultados de simulação será apresentada no Capítulo 5.

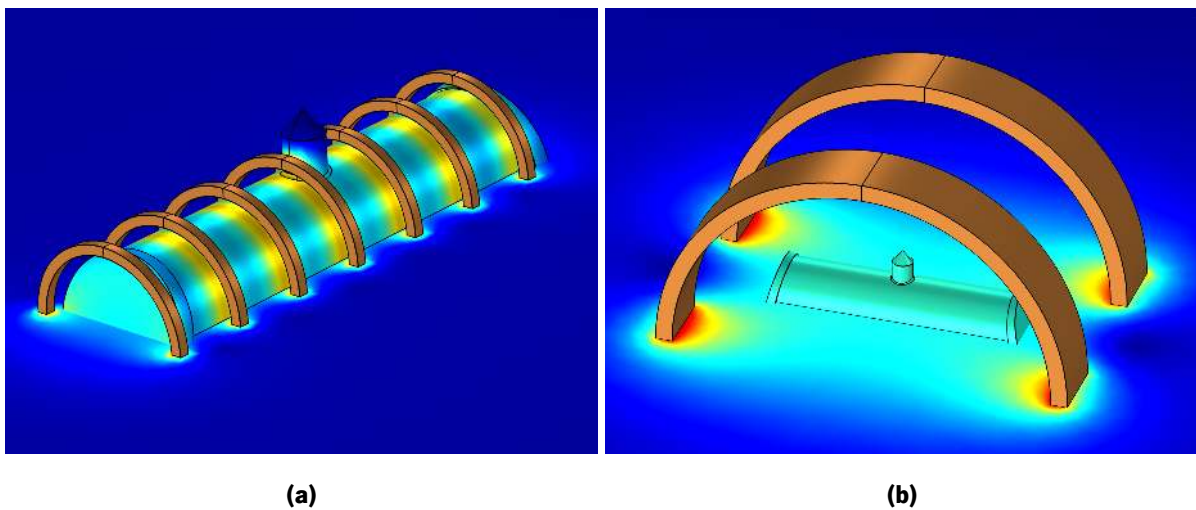


Figura 4.8: simulações FEM no *COMSOL Multiphysics 5.4* para: (a) configuração magnética inicial constituída por um solenoide e com uma célula de vapor incorporada; (b) configuração magnética do par de *Helmholtz Coils*, com a célula de vapor posicionada no centro das duas bobinas.

Através do módulo *Magnetic Fields* foi ainda possível simular o comportamento da caixa antimagnética quando sujeita a um campo magnético externo. Assim, definiu-se uma caixa com dimensões compatíveis com a configuração magnética da segunda abordagem. Como material da caixa foi selecionada uma liga

ferromagnética com 1 mm de espessura e com uma permeabilidade magnética relativa, μ_r , de 80 000 [70]. Foi criado um vetor campo magnético nas três dimensões, cuja magnitude corresponde ao valor do campo magnético terrestre, $50 \mu\text{T}$. Pretende-se analisar o comportamento das linhas de campo magnético externo na presença da caixa antimagnética e estimar o valor do campo magnético residual no interior. A Figura 4.9 apresenta uma simulação da caixa antimagnética usada na segunda abordagem quando sujeita a um campo magnético de magnitude igual ao terrestre, onde é possível observar a acumulação das linhas de campo magnético, impedindo a sua passagem.

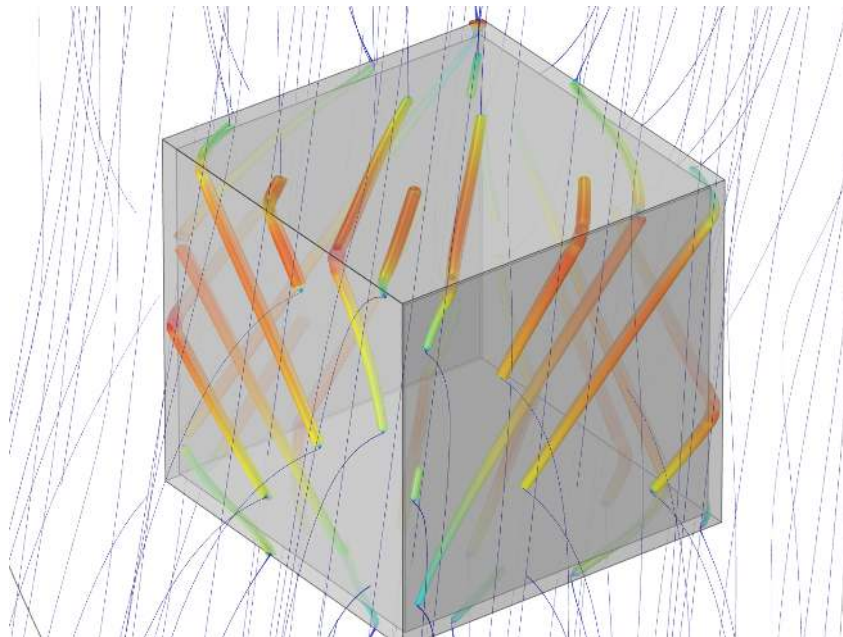


Figura 4.9: simulação FEM no *COMSOL Multiphysics 5.4* da caixa antimagnética desenvolvida para a segunda configuração magnética implementada, com $\mu_r = 80\,000$ [70].

4.3.2 Módulo ótico

Como referido anteriormente, foram efetuadas simulações óticas com o intuito de compreender o comportamento do feixe de luz emitido na presença e ausência de um polarizador circular, e na sua passagem pela célula de vapor. Com recurso ao módulo *Geometrical Optics* foi estudado o efeito da luz emitida através de um polarizador circular entre a fonte ótica e a célula de vapor. Foi definido um comprimento de onda correspondente à transição D1 do ^{87}Rb , 795 nm, e criada uma geometria correspondente a um polarizador circular, que resulta da soma de um polarizador linear com um retardador de $\frac{1}{4}$ do comprimento de onda. Como material do polarizador foi definido o *Schott N-BK7* com um índice de refração, n_r , de 1,5109 para o comprimento de onda em estudo [97, 98]. Incorporou-se,

ainda, a geometria representativa da célula de vapor, cujo material das paredes é o SiO_2 fundido por UV, com valor de n_r de 1,4534 para o comprimento de onda utilizado [88, 89, 99].

A Figura 4.10 representa as simulações óticas efetuadas. Na Figura 4.10a é possível observar o efeito do polarizador circular no feixe de luz emitido e na Figura 4.10b o efeito da emissão de luz na célula de vapor posicionada na primeira configuração magnética estudada.

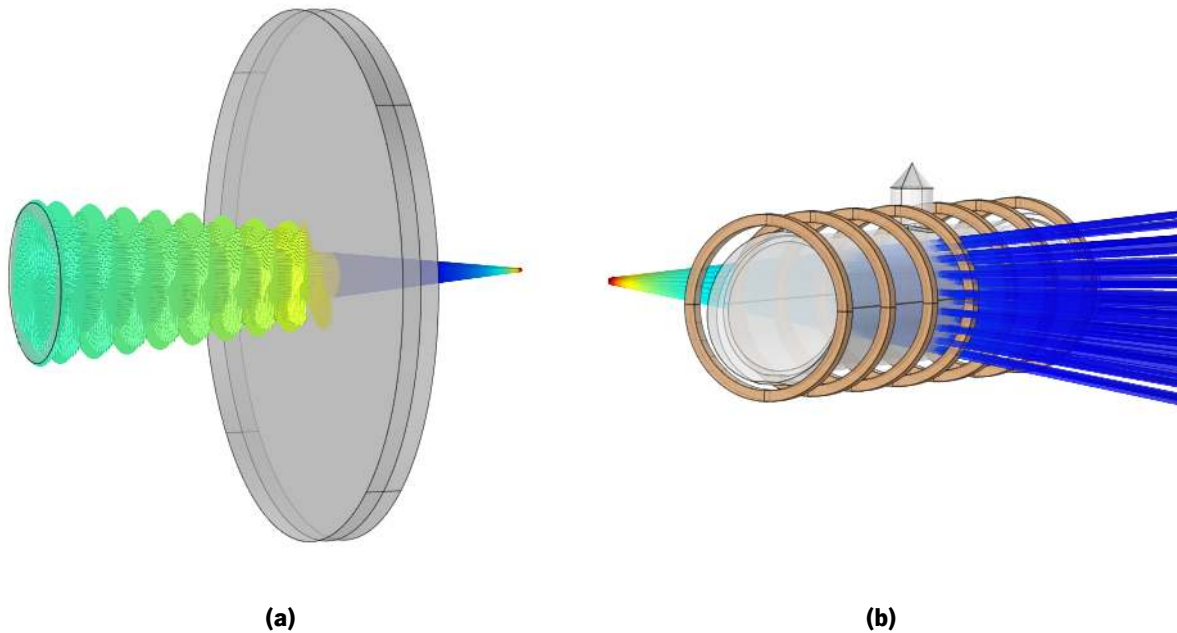


Figura 4.10: simulações FEM óticas no *COMSOL Multiphysics 5.4*. (a) observação do efeito da polarização circular no feixe de luz emitido; (b) passagem do feixe de luz na célula de vapor de acordo com a primeira configuração estudada.

4.4 Sensibilidade magnética da configuração

O sensor OPM implementado foi sujeito a diferentes alterações com o propósito de melhoria da sensibilidade. A criação de uma nova configuração magnética resultou da necessidade de otimização do dispositivo para se obter melhores resultados experimentais. Contudo, as diferentes configurações magnéticas não foram as únicas alterações implementadas e estudadas. Outras variantes foram estudadas, nomeadamente a polarização (linear ou circular) e o aquecimento da célula que, de acordo com a literatura, aumenta a sensibilidade do sensor OPM.

Inicialmente, foi comparado o uso de polarização linear e circular. Para tal foram adquiridos um polarizador linear (*Thorlabs LPNIR100*) [100] e um polarizador circular direito (*Thorlabs CP1R780*) [98],

ambos com diâmetro de 25 mm, e estudou-se a influência das polarizações experimentalmente. Na Figura 4.11a é possível visualizar o polarizador circular montado num suporte que se acoplou posteriormente à caixa antimagnética na abertura correspondente à emissão do feixe de luz.

Por fim, foi estudado o efeito de aquecimento da célula de vapor nas medições efetuadas. Como referido no subcapítulo 3.4, o aquecimento da célula aumenta teoricamente a sensibilidade do dispositivo. Para tal, foi utilizada uma resistência de aquecimento baseada numa estrutura têxtil com 10,4 cm de comprimento [101]. A temperatura a que esta resistência atinge é regulada através da intensidade de corrente elétrica aplicada ou do valor da tensão de alimentação. A alimentação foi feita com um transformador com corrente máxima de 2 A e tensão regulável, de 2 V a 12 V, de modo a se poder controlar o aquecimento da resistência para diferentes temperaturas. O valor da temperatura atingido pela resistência foi controlado com um sensor de temperatura, por questões de segurança. A Figura 4.11b representa a resistência térmica em torno de uma das células de vapor em estudo. Os resultados relativos ao aquecimento da célula serão apresentados e explorados no Capítulo 5 do presente documento.

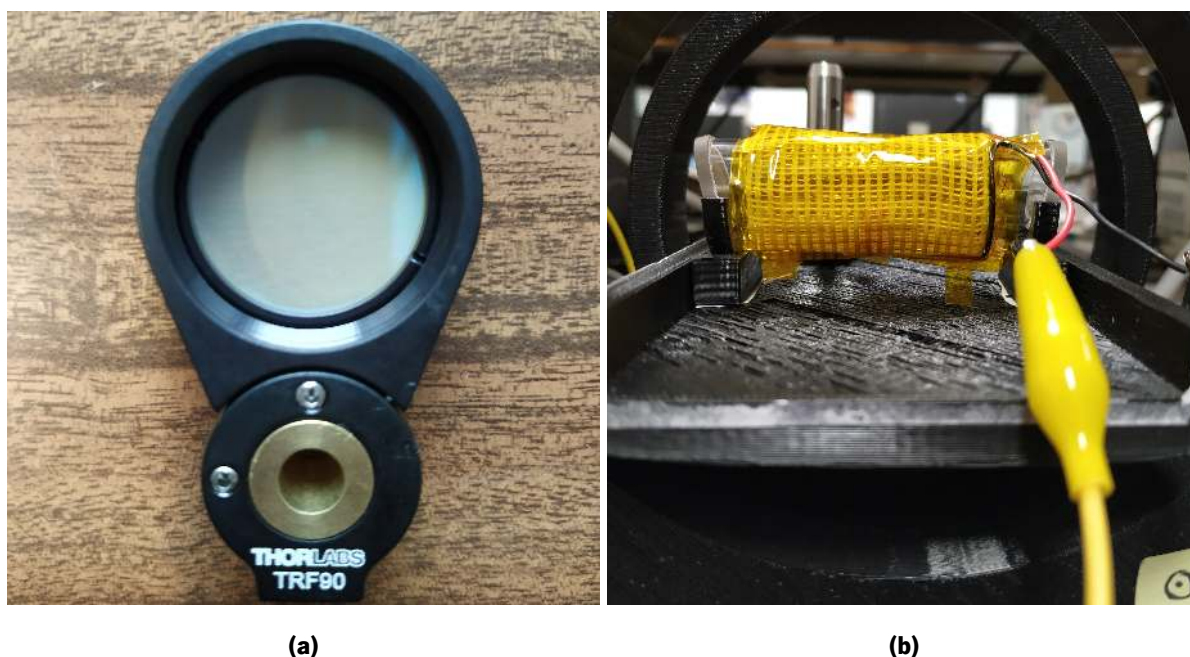


Figura 4.11: equipamento utilizado para melhoramento da sensibilidade do dispositivo: (a) polarizador circular montado num suporte próprio; (b) resistência têxtil de aquecimento utilizada, colocada em torno da célula de vapor para minimizar perdas térmicas.

Capítulo 5

Resultados e discussão

Neste capítulo são apresentados e discutidos todos os resultados obtidos, desde as simulações às medições experimentais realizadas com os *setups* ótico-magnéticos construídos e otimizados. Inicialmente são discutidos os resultados das simulações FEM realizadas no software *COMSOL Multiphysics 5.4* que levaram à alteração da primeira configuração magnética para uma nova configuração, que demonstrou maior sensibilidade. Posteriormente, são apresentadas as medições experimentais efetuadas no sensor OPM projetado, incluindo uma análise às duas abordagens magnéticas implementadas, respetiva comparação e estudo da influência de diferentes fatores, como polarização e temperatura. Finalmente é feita uma análise comparativa entre as duas células de vapor utilizadas, ^{87}Rb e Cs, concluindo-se a melhor opção para incorporação neste tipo de sensores OPM.

5.1 Simulações FEM das configurações magnéticas

Como referido no Capítulo 4, a avaliação do conceito de OPM iniciou-se pelo uso de uma configuração magnética baseada num só solenoide que, através da passagem de corrente elétrica, gera um campo magnético ao longo da célula de vapor. Contudo, tendo por base as medições experimentais efetuadas nesta configuração, concluiu-se que os resultados obtidos são pouco reprodutíveis. Além disso, denotou-se que apenas um volume reduzido da célula de vapor é atingido pelo feixe de luz. Assim, foi implementada uma nova configuração magnética baseada num par de *Helmholtz Coils*. Com esta configuração é possível criar um campo magnético uniforme ao longo de todo o volume da célula de vapor, mantendo o fluxo de campo magnético gerado perpendicular a este feixe de luz.

De modo a avaliar e perceber o comportamento do campo magnético gerado por ambas as

configurações, e a sua influência na célula de vapor incorporada, realizaram-se simulações FEM destas configurações no *COMSOL Multiphysics 5.4*. A Figura 5.1 representa o gráfico 3D obtido pela simulação efetuada da densidade de fluxo de campo magnético produzido por ambas as configurações.

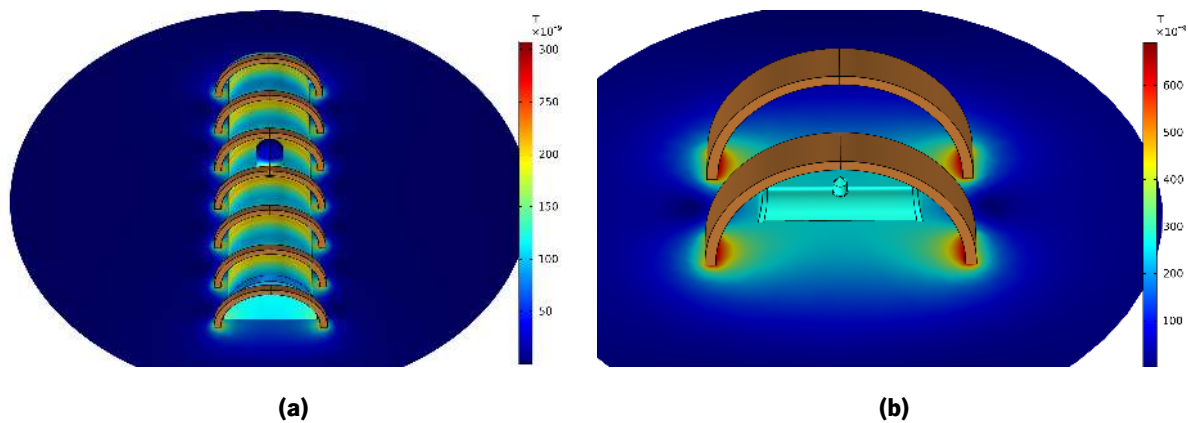


Figura 5.1: simulações FEM da distribuição da densidade de fluxo magnético: configuração magnética composta por apenas um solenoide; (b) configuração magnética do par de *Helmholtz Coils*.

Em ambas as configurações, foi aplicada uma corrente elétrica de 1 mA. No entanto, a magnitude do campo magnético resultante não é relevante para o estudo em causa. A Figura 5.1a demonstra o campo magnético criado pela configuração constituída por um único solenoide, sendo perceptível que o campo magnético a que a célula de vapor está sujeita não é uniforme. A distribuição da densidade de fluxo magnético é irregular ao longo do volume da célula, sendo notavelmente superior nas regiões próximas das espiras do solenoide. A Figura 5.1b representa o campo magnético gerado pela configuração constituída pelo par de *Helmholtz Coils*. Nesta nova configuração é perceptível a uniformidade do campo magnético ao longo de todo o volume da célula de vapor.

Foi ainda avaliado o campo magnético no interior da célula, através da criação uma linha de análise ao longo de todo o seu comprimento. Esta análise encontra-se representada nos gráficos da Figura 5.2: a 5.2a representa a variação da densidade de fluxo magnético no interior da célula para a primeira configuração magnética; a Figura 5.2b representa essa mesma variação para a segunda configuração magnética.

Em ambos os gráficos encontra-se delineada uma reta de 75 mm, correspondente ao comprimento da célula de vapor. Na primeira configuração é possível verificar que o valor de campo magnético quase que duplica desde o início da célula (aproximadamente 50 nT) até ao seu valor máximo no centro da célula (aproximadamente 95 nT). Além disso, as variações no valor de densidade de fluxo magnético comprovam a falta de uniformidade ao longo da célula. Por sua vez, o campo magnético gerado pelo

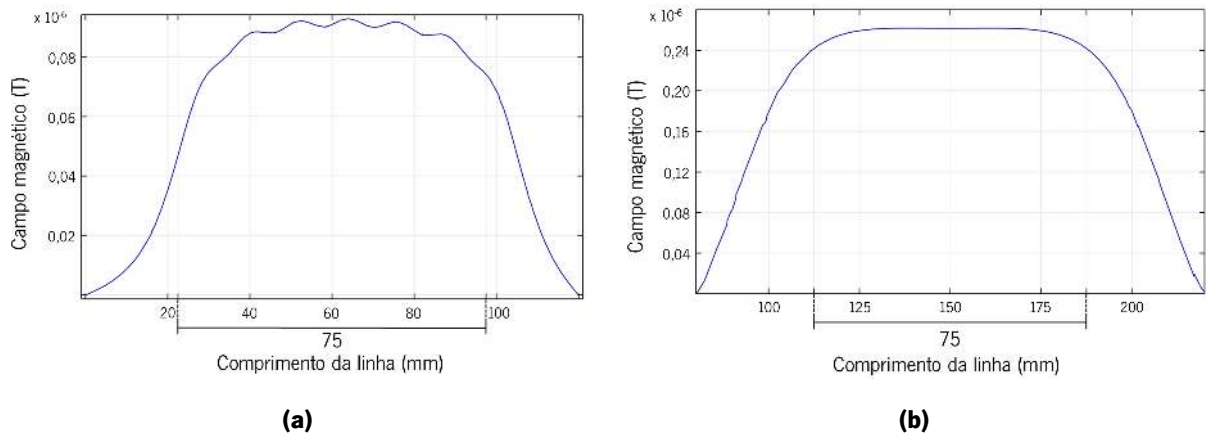


Figura 5.2: variação da densidade de fluxo magnético ao longo do comprimento da célula de vapor para: (a) configuração magnética com um solenoide; (b) para a configuração magnética composta pelo par de *Helmholtz Coils*.

par de *Helmholtz Coils* é uniforme e praticamente constante ao longo do comprimento total da célula de vapor, tal como demonstrado na Figura 5.2b.

A direção do feixe de luz emitido através da célula de vapor é dependente da direção do fluxo magnético, uma vez que devem ser mantidos perpendicularmente um do outro para a obtenção de maior sensibilidade [59]. Com a configuração magnética baseada num único solenoide, o feixe de luz apenas incide numa pequena parte do volume da célula de vapor. A Figura 5.3 apresenta um modelo 3D ilustrativo da diferença entre as duas abordagens magnéticas implementadas, onde se salienta a posição da fibra ótica e do fotodetetor, demonstrando a diferença ótica entre a direção do feixe de luz emitido para ambas as configurações.

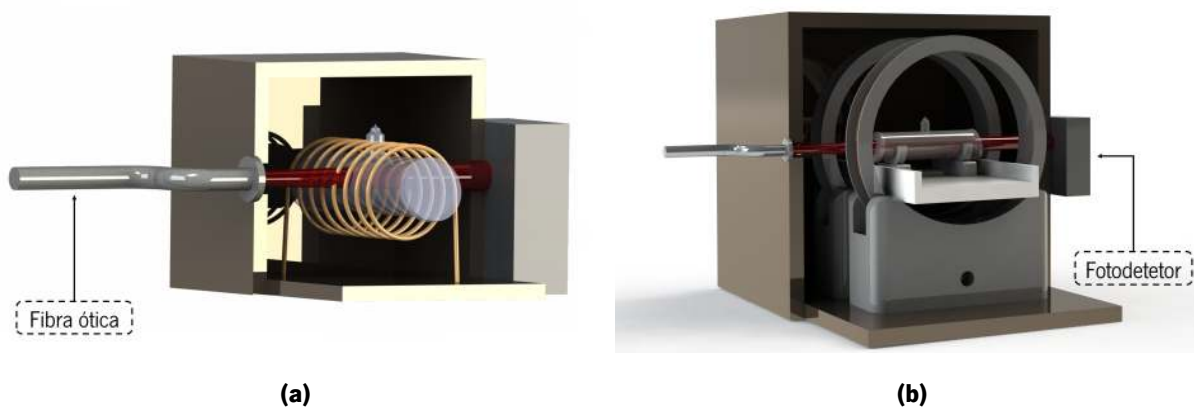


Figura 5.3: modelo 3D ilustrativo da posição do feixe de luz de emissão: (a) configuração magnética composta pelo solenoide; (b) configuração magnética com o par de *Helmholtz Coils*.

Com base nas simulações FEM efetuadas nas duas configurações magnéticas, conclui-se que a configuração composta por um par de *Helmholtz Coils* apresenta melhores resultados quando comparada com a configuração de um solenoide. Obtém-se um campo estável e uniforme ao longo do volume total da célula de vapor, em que todos os átomos presentes encontram-se submetidos à mesma densidade de fluxo magnético. Para além da obtenção de um campo magnético estável e uniforme ao longo do volume total da célula de vapor, que garante que todos os átomos presentes encontram-se submetidos à mesma magnitude de campo magnético, também o feixe de luz atravessa um maior volume da célula.

Por fim, simulou-se a caixa antimagnética implementada na segunda abordagem magnética. Para tal foi aplicado um campo magnético constante, nomeadamente o campo magnético terrestre de $50 \mu\text{T}$. Esta simulação permite verificar o comportamento das linhas de campo magnético na presença da caixa antimagnética e averiguar a capacidade de atenuação através da análise da magnitude do campo magnético residual no interior da caixa. É perceptível na Figura 5.4a que as linhas de campo magnético originadas por um campo externo acumulam-se na superfície da caixa antimagnética, evitando a sua passagem para o seu interior. Foi ainda avaliado o perfil da densidade de fluxo magnético no interior da caixa antimagnética. Este resultado encontra-se representado no gráfico da 5.4b, através do qual se conclui que o valor do campo magnético residual dentro da caixa antimagnética, na presença de um campo magnético equivalente ao terrestre, é da ordem dos pT.

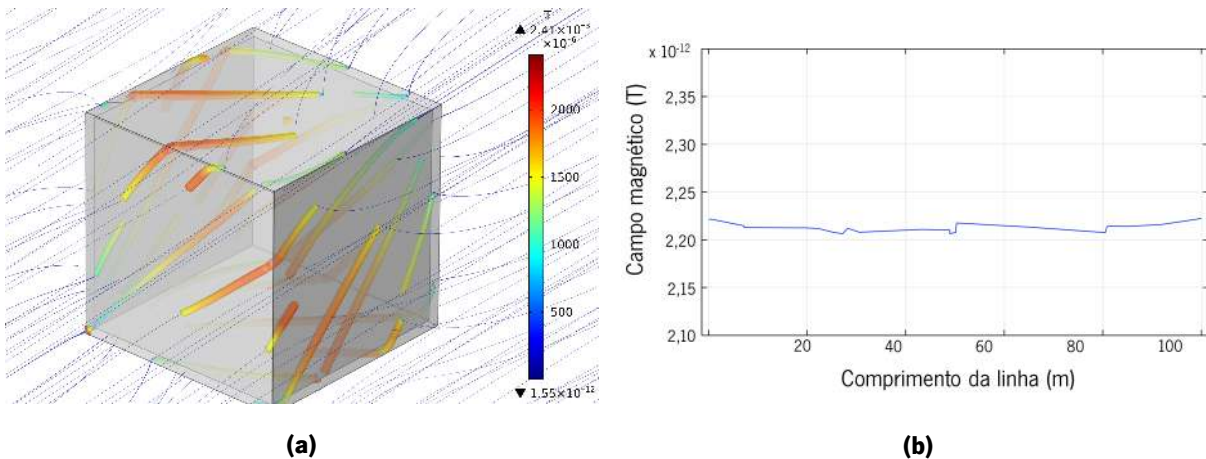


Figura 5.4: simulação FEM da caixa antimagnética desenvolvida na segunda abordagem magnética implementada: (a) observação do comportamento das linhas de campo magnético em torno da caixa; (b) avaliação da densidade de fluxo magnético residual no interior da caixa.

5.2 Medições ótico-magnéticas

Neste subcapítulo são apresentados os diferentes tipos de medições ótico-magnéticas efetuadas com as duas células de vapor, ^{87}Rb e Cs. O primeiro estudo compreende a análise do efeito da polarização da luz no sensor, desde medições sem polarização, à incorporação de polarizadores lineares e circulares. Em segundo lugar, é feita uma análise comparativa entre a configuração magnética baseada num solenoide e a configuração baseada em *Helmholtz Coils*, expondo as diferenças entre ambas em termos da sensibilidade do dispositivo completo. Em terceiro lugar, foi analisada a influência do aquecimento das células de vapor e as limitações relacionadas com o estudo desenvolvido. Finalmente, é feita uma análise comparativa entre as duas células de vapor estudadas para a sua incorporação em sensores OPM.

É importante notar que as medições experimentais apresentadas foram repetidas várias vezes, de modo a se assegurar a estabilidade e reprodutibilidade dos resultados obtidos. Ao longo das medições efetuadas, foram explorados diferentes intervalos de comprimento de onda. No entanto, foram definidos intervalos de comprimento de onda específicos para ambas as células de vapor: para a célula de vapor de ^{87}Rb fixou-se um intervalo de comprimentos de onda entre 765 nm e 800 nm, compreendendo ambas as transições de ressonância, D1 a 795 nm e D2 a 780 nm; para a célula de vapor de Cs aplicou-se um intervalo entre 845 nm e 910 nm, que engloba ambas as transições, D1 a 895 nm e D2 a 852 nm. O método de medição adotado encontra-se detalhado no subcapítulo 4.1.4.

5.2.1 Estudo da polarização

O estudo do efeito da polarização da luz inclui o uso de um feixe de luz sem qualquer tipo de polarização, com polarização linear e com polarização circular. Este foi realizado na primeira fase do projeto, recorrendo à configuração magnética de um solenoide com uma célula de vapor de ^{87}Rb , uma vez que impacto da polarização da luz é semelhante nas duas células de vapor de metal alcalino.

A Figura 5.5 representa a transmitância da luz (%) através da célula de vapor de ^{87}Rb sem uso de qualquer tipo de polarizador, para diferentes valores magnitude do campo magnético gerado (de 367 nT a 36,7 μT), calculados através da Equação 4.1 referente à configuração magnética com um solenoide utilizada neste estudo. Para tal, foram aplicados os seguintes valores de corrente elétrica $I = \{1, 5, 10, 20, 50, 100\}$ mA. Os valores de transmitância em percentagem foram calculados através da expressão 4.2. É esperado que a transmitância diminua em função do aumento da magnitude do campo magnético. No entanto, tal como é possível verificar no gráfico da Figura 5.5, os valores de transmitância situam-se muito perto do valor 100%, não apresentando qualquer tipo de tendência com a

aplicação de um campo magnético externo.

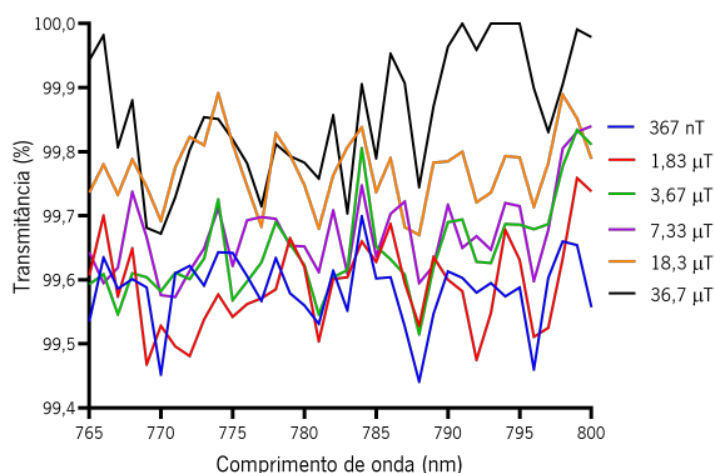


Figura 5.5: variação da transmitância da luz (%) em função do comprimento de onda (nm) para a configuração magnética de um solenoide, utilizando um feixe de luz não polarizado.

Face aos resultados apresentados na Figura 5.5, tornou-se imperativo adicionar polarizadores na configuração ótica. Foram repetidas as mesmas medições, sujeitas às mesmas condições, para os dois tipos de polarização linear e circular. Assim, na Figura 5.6a encontram-se representados os resultados experimentais obtidos quando utilizada polarização linear. Neste gráfico consegue-se observar que os valores de transmitância diminuíram relativamente aos dos resultados obtidos sem polarização. É possível concluir que os valores de transmitância apresentam uma tendência de diminuição com o aumento da densidade de fluxo magnético aplicado. Porém, verifica-se a sobreposição de linhas no gráfico, relativas a diferentes valores de densidade de fluxo magnético. Este fenómeno é corrigido através do uso de um polarizador circular, tal como é visível no gráfico da Figura 5.6b. Neste gráfico é ainda possível observar a diferença pronunciada entre os valores da transmitância da luz para diferentes valores de densidade de fluxo magnético aplicado, existindo uma tendência de diminuição da transmitância com o aumento da magnitude deste campo.

Através do estudo da polarização do feixe de luz, conclui-se que a polarização circular é a mais adequada para os sensores OPMs, sendo a abordagem ótica implementada nas restantes medições efetuadas.

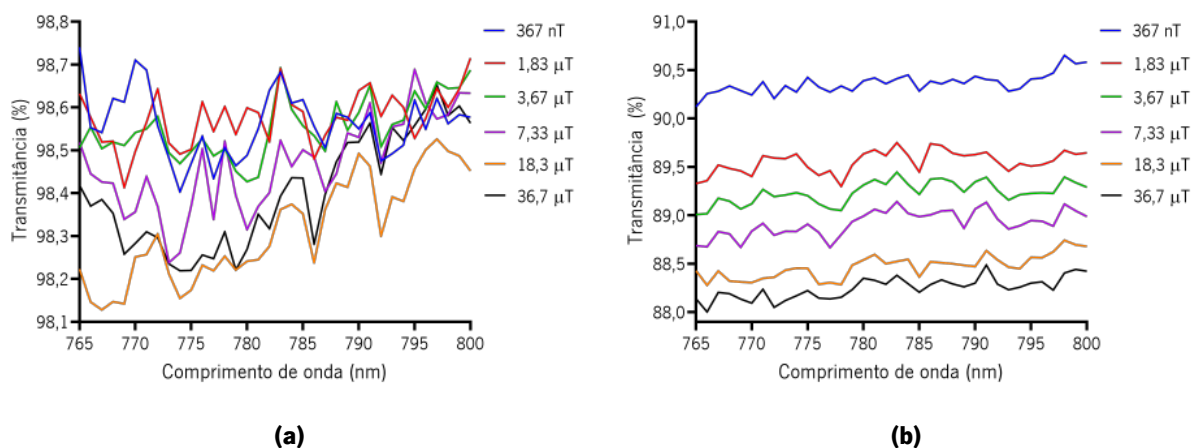


Figura 5.6: resultados experimentais da transmitância (%) através da célula de vapor de ^{87}Rb em função do comprimento de onda (nm), para vários valores de densidade de fluxo magnético (T) e para um feixe com: (a) polarização linear; e (b) polarização circular.

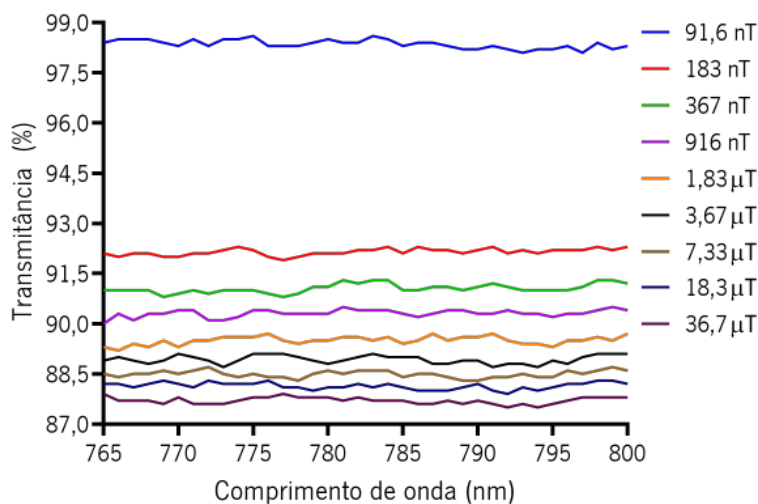
5.2.2 Comparação entre as configurações magnéticas implementadas

Após o estudo da polarização, procedeu-se à determinação do menor valor de magnitude de campo magnético capaz de ser mensurável através as células de vapor nas configurações magnéticas projetadas. No caso da configuração magnética composta por um solenoide, o valor mínimo de densidade de fluxo magnético registado, com comportamento ótico-magnético perceptível, foi na ordem dos 90 nT. Para obtenção de maior sensibilidade e de acordo com a projeção nas simulações FEM realizadas, foi desenvolvido o *setup* magnético baseado num par de *Helmholtz Coils*. Foi realizado o mesmo estudo e concluiu-se que as células de vapor são sensíveis a valores de densidade de fluxo magnético na ordem de 1,5 nT. Essencialmente, a maior sensibilidade da segunda abordagem magnética deve-se ao facto de feixe de luz ser emitido pelo volume total da célula de vapor, como demonstrado na Figura 5.3b. Adicionalmente, a criação de um campo magnético uniforme ao longo de toda a célula garante que todos os átomos do metal alcalino se encontrem submetidos à mesma magnitude.

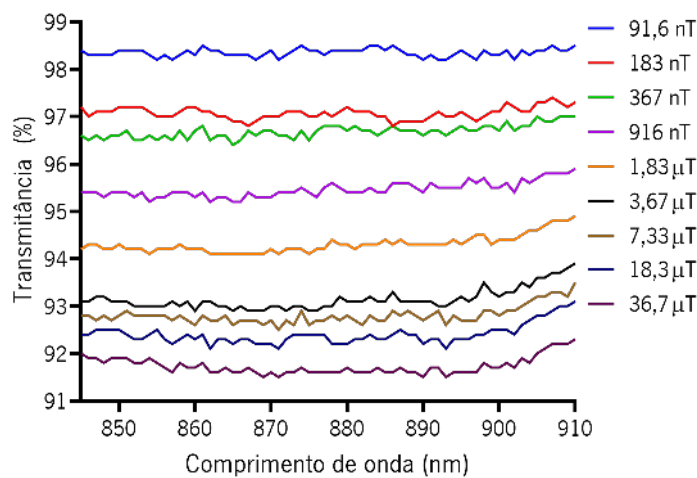
De forma a comparar as duas configurações magnéticas, procedeu-se a um estudo da transmitância da luz para cada uma das células de vapor, ^{87}Rb e Cs. Para a configuração magnética com o solenoide aplicaram-se campos magnéticos a partir dos 90 nT, e para a configuração com o par de *Helmholtz Coils* aplicaram-se campos magnéticos a partir dos 1,5 nT. A densidade de fluxo magnético aplicada foi calculada através da Equação 4.1 para o solenoide, e da Equação 4.3 para o par de *Helmholtz Coils*, sendo regulado o valor de corrente eléctrica aplicado.

A Figura 5.7 apresenta os resultados da transmitância em função do comprimento de onda, para

valores de magnitude de campo magnético a partir dos 90 nT, aproximadamente, para a configuração constituída pelo solenoide. A Figura 5.7a é referente à célula de vapor de ^{87}Rb , e a Figura 5.7b é referente à célula de vapor de Cs.



(a)



(b)

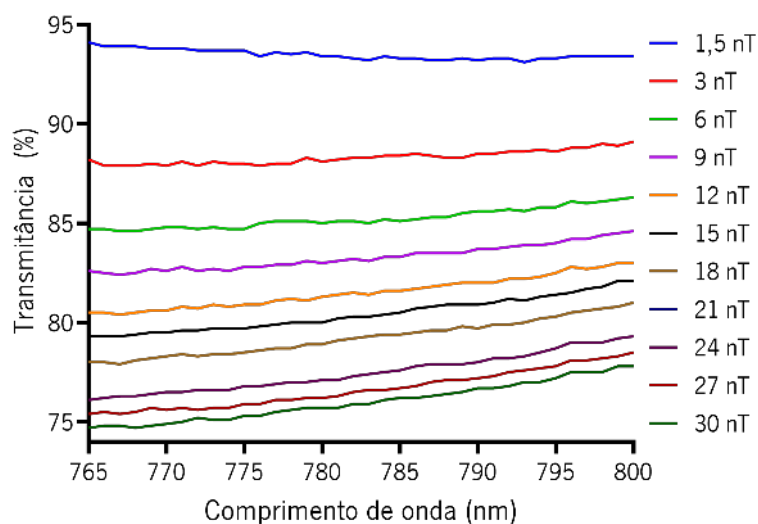
Figura 5.7: resultados experimentais da configuração magnética de um solenoide, com variação da transmitância (%) em função do comprimento de onda (nm) e da densidade de fluxo magnético (T), para as células de vapor de: (a) ^{87}Rb ; (b) Cs.

A Figura 5.8 apresenta os resultados da transmitância em função do comprimento de onda, para valores de densidade de fluxo magnético a partir de 1,5 nT, para a configuração magnética constituída pelo par de *Helmholtz Coils*. A Figura 5.8a é referente à célula de vapor de ^{87}Rb , e a Figura 5.8b é referente à célula de vapor de Cs.

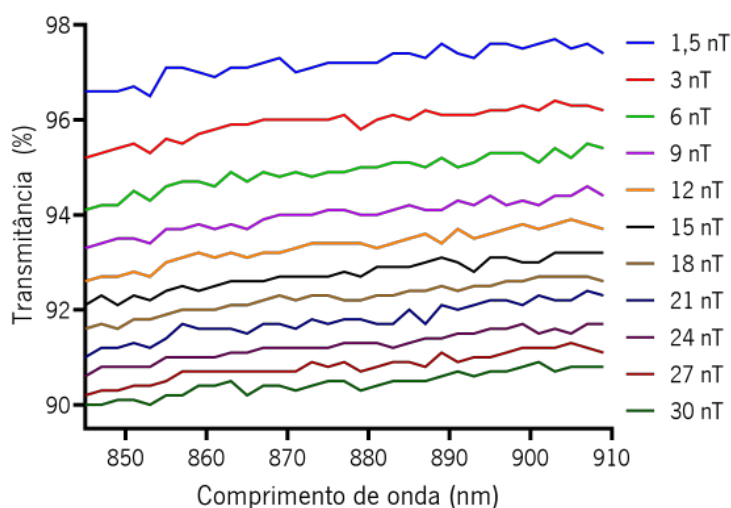
Para cada uma das configurações, é notável a redução de transmitância em ambas as células de vapor utilizadas. Este fenómeno, contudo, é mais visível na célula de vapor de ^{87}Rb que apresenta uma descida dos valores de transmitância mais acentuada que a célula de Cs, em ambas as configurações magnéticas. Uma análise comparativa entre as duas células de vapor é apresentada no subcapítulo 5.2.4.

Comparando os gráficos das duas configurações magnéticas implementadas, a configuração magnética com o par de *Helmholtz Coils* é sensível a valores de campo magnético inferiores e, além disso, apresenta uma maior descida nos valores de transmitância obtidos em função do aumento da magnitude do campo magnético externo. Exemplificando, quando se observa o comportamento dos gráficos referentes à célula de ^{87}Rb , verifica-se que a transmitância atinge o valor de 75% na configuração magnética com o par de *Helmholtz Coils*, ao passo que na primeira configuração magnética de um solenoide a transmitância atinge o valor mínimo de 88%, para o maior valor de densidade de fluxo magnético aplicado. Esta discrepância não é tão perceptível quando comparados os gráficos referentes à célula de vapor de Cs. No entanto, a configuração magnética com o par de *Helmholtz Coils* continua a atingir o valor menor valor de transmitância, cerca de 90%, inferior ao obtido com a configuração magnética de um solenoide, aproximadamente 92%.

Com base nestas observações conclui-se que a configuração magnética baseada num par de *Helmholtz Coils* apresenta resultados experimentais superiores à configuração de um único solenoide, sendo, portanto, das duas exploradas, a abordagem magnética com maior estabilidade e sensibilidade para implementação em sensores OPM.



(a)



(b)

Figura 5.8: resultados experimentais da configuração magnética composta por um par de *Helmholtz Coils*, com variação da transmitância (%) em função do comprimento de onda (nm) e da densidade de fluxo magnético (T), para as células de vapor de: (a) ^{87}Rb ; (b) Cs.

5.2.3 Efeito da temperatura

Após o estudo do melhor tipo de polarização e após a otimização da configuração magnética, foi explorado o efeito da temperatura nas células de vapor e, conseqüentemente, no valor da transmitância da luz. Como referido anteriormente, os resultados da transmitância demonstrados nesta secção são também calculados em relação a uma referência, sendo esta retirada com a respetiva célula já aquecida à temperatura desejada e com campo magnético nulo.

No regime SERF, o aquecimento das células suprime a relaxação dos elétrons nos níveis de energia onde se encontram e permite manter o spin total do conjunto de átomos polarizado segundo a mesma direção, aumentando a sensibilidade das mesmas. Este regime é alcançado quando a densidade atômica das células de vapor atinge 10^{14} cm^{-3} , que para a célula de ^{87}Rb ocorre à temperatura de $150 \text{ }^\circ\text{C}$ e para a célula de Cs ocorre à temperatura de $133 \text{ }^\circ\text{C}$. Contudo, para as células de vapor utilizadas no presente trabalho, foi informado pela Thorlabs que os vapores de metal alcalino começam a reagir com as paredes das células a partir de, aproximadamente, $100 \text{ }^\circ\text{C}$. Perante este pressuposto, decidiu-se aplicar uma temperatura máxima de $90 \text{ }^\circ\text{C}$.

Na aplicação de temperatura foram observados fenómenos intrínsecos às células de vapor que afetaram significativamente os resultados obtidos. Nomeadamente, verificou-se a migração dos vapores de metal alcalino no interior da célula. Como resultado, a célula de vapor fica opaca em determinadas regiões, alterando o valor da transmitância da luz. Este fenómeno não se deve à invalidade ou à perda de propriedades por aquecimento das células, mas sim à tendência dos vapores migrarem para os locais mais arrefecidos. Nos primeiros estudos, apenas uma resistência de aquecimento era utilizada, sendo esta colocada em torno célula para minimizar perdas de calor. No entanto, uma vez que esta não cobria totalmente a área superficial das células, foi incorporada uma segunda resistência de aquecimento de modo a cobrir a totalidade da célula e tentar eliminar a presença de gradientes de temperatura no seu interior. Contudo, foi perceptível que qualquer diferença mínima de temperatura dentro da célula de vapor causa a migração dos vapores, pelo que a incorporação de uma segunda resistência de aquecimento, apesar de ter ajudado a obter medições mais estáveis, não solucionou completamente o problema descrito. Uma outra variável estudada foi a duração do aquecimento da célula, sendo aplicado um intervalo de tempo até cerca de 30 minutos, para uniformizar a temperatura em todo o seu volume. A Figura 5.9 demonstra o impacto que a migração dos vapores tem na transmitância através da célula. Este gráfico foi obtido para a célula de ^{87}Rb , sendo apenas apresentados três valores de densidade de fluxo magnético gerados para melhor visualização do fenómeno. Como é possível observar, quando foi aplicado um campo magnético com magnitude de 15 nT , os vapores de ^{87}Rb migraram de um local da célula para outro e causaram uma descida abrupta da transmitância registada. Após passagem dos vapores de uma zona para a outra, a célula continua a responder seguindo o comportamento das medições anteriores efetuadas sem temperatura.

A Figura 5.10a representa os valores de transmitância obtidos no estudo da temperatura para a célula de ^{87}Rb e a Figura 5.10b para a célula de Cs. Analisando o comportamento do gráfico da célula de ^{87}Rb , comparativamente aos resultados anteriores obtidos na Figura 5.8, verifica-se que os valores

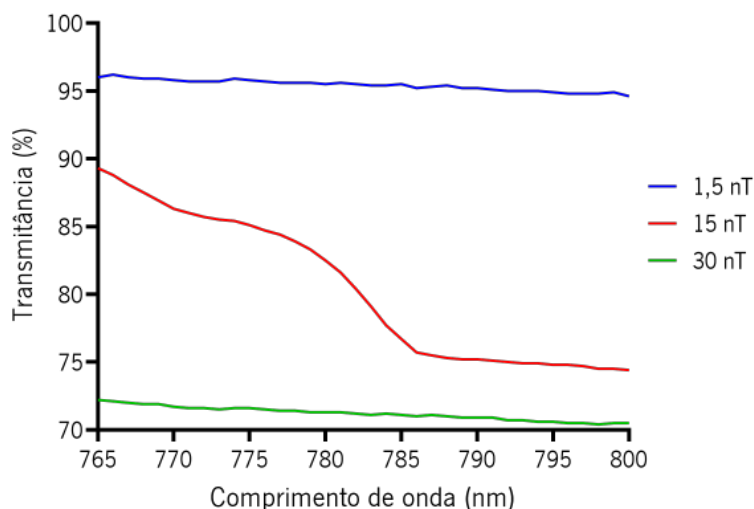
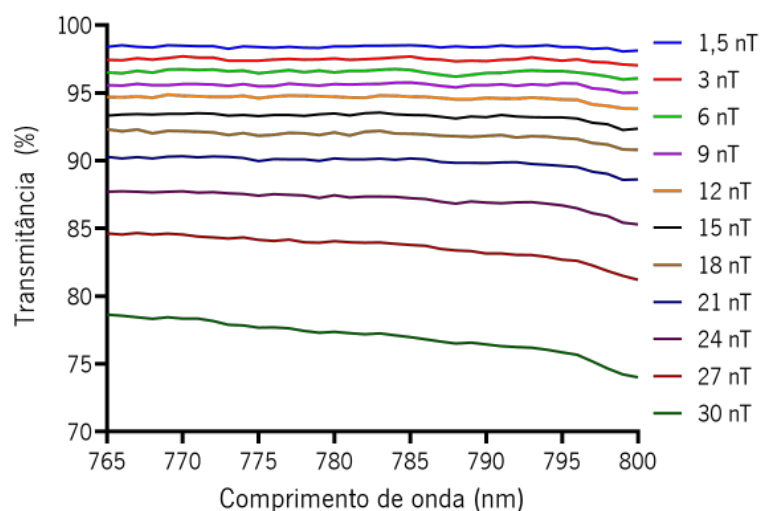
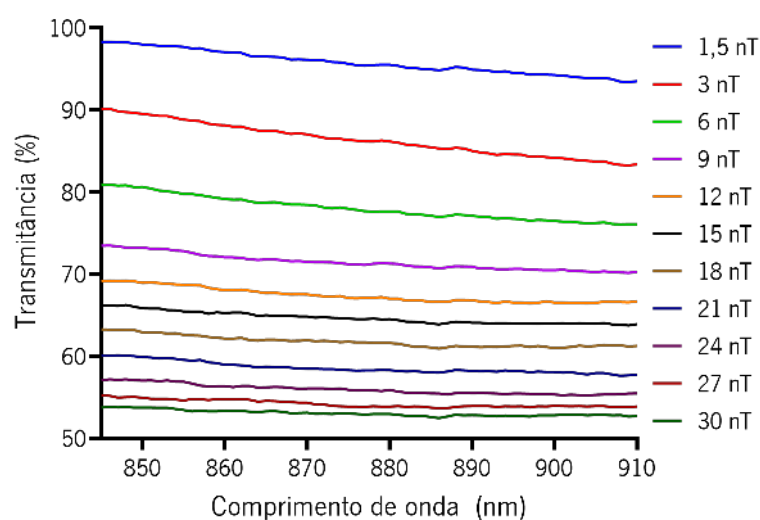


Figura 5.9: medição experimental da transmitância (%) em função do comprimento de onda (nm), para diferentes valores de densidade de fluxo magnético (nT) quando aplicada uma temperatura de 90 °C.

de transmitância não foram significativamente alterados pela aplicação de temperatura. Nota-se que existe uma descida da transmitância mais pronunciada para valores de densidades de fluxo magnético superiores. A aplicação de temperatura na célula de vapor de ^{87}Rb pode potencializar o aumento da sua gama dinâmica, isto é, com a aplicação de temperatura a célula pode-se tornar mais sensível a densidades de campo magnético superiores. Remetendo à célula de vapor de Cs, observa-se uma diminuição bastante pronunciada da transmitância da luz com a aplicação da temperatura em função do aumento da densidade de fluxo magnético aplicado, como é visível no gráfico da Figura 5.10b. As medições do Cs com a temperatura apresentam melhores resultados comparativamente aos obtidos sem a aplicação de temperatura. Neste caso, a transmitância mínima atinge, sensivelmente, os 52,5%, para o maior valor de magnitude de campo magnético aplicado, ao passo que, sem a aplicação de temperatura, a transmitância mínima atingida foi de, sensivelmente, 90%. Pode concluir-se um aumento significativo da sensibilidade para a célula de Cs quando aplicada a temperatura de 90 °C, bem mais notável do que para o ^{87}Rb também a 90 °C. Face às recomendações de aquecimento das células até 90 °C, e como o Cs necessita de menor temperatura para atingir o regime SERF, é possível que a temperatura aplicada seja suficiente para aumento da sensibilidade da célula de Cs, não sendo suficiente para a célula de vapor de ^{87}Rb . No entanto, este estudo não garante que, com ambas as células de vapor a operar no regime SERF, a célula de ^{87}Rb não apresente sensibilidades superiores à de Cs.



(a)



(b)

Figura 5.10: medição experimental da transmitância (%) em função do comprimento de onda (nm), para diferentes valores de densidade de fluxo magnético (nT) quando aplicada uma temperatura de 90 °C, para ambas as células de vapor de: (a) ^{87}Rb ; (b) Cs.

5.2.4 Comparação entre as células de vapor de ^{87}Rb e de Cs

Uma vez que a temperatura aplicada às células no estudo anterior não é suficiente para atingir o regime SERF, fez-se uma análise comparativa entre as duas células de vapor com base nas medições sem aplicação de temperatura. Adicionalmente, esta análise comparativa é feita através da configuração magnética com o par de *Helmholtz Coils*, que se relevou a abordagem com maior reprodutibilidade e sensibilidade.

Para compreensão das diferenças entre as duas células de vapor de ^{87}Rb e Cs, foi feito um estudo para as transições de ressonância D1 e D2 de cada metal alcalino. Neste estudo, os valores da transmitância foram aproximados por uma regressão do tipo não linear designada de decaimento exponencial de duas fases (do inglês *Two Phase Exponential Decay*), de modo a se poder compreender e estimar o comportamento do sensor com o aumento da magnitude do campo magnético aplicado. Esta regressão é caracterizada por apresentar uma fase inicial de decaimento exponencial rápido, e outra fase final de decaimento exponencial lento [102]. Assim, na Figura 5.11a encontra-se representada a transmitância da luz através de ambas as células em função do campo magnético aplicado, para o comprimento de onda correspondente à transição D1 de cada metal alcalino, 795 nm para o ^{87}Rb e 895 nm para o Cs. A Figura 5.11b representa o estudo para as transições D2 de cada metal alcalino, 780 nm para o ^{87}Rb e 852 nm para o Cs.

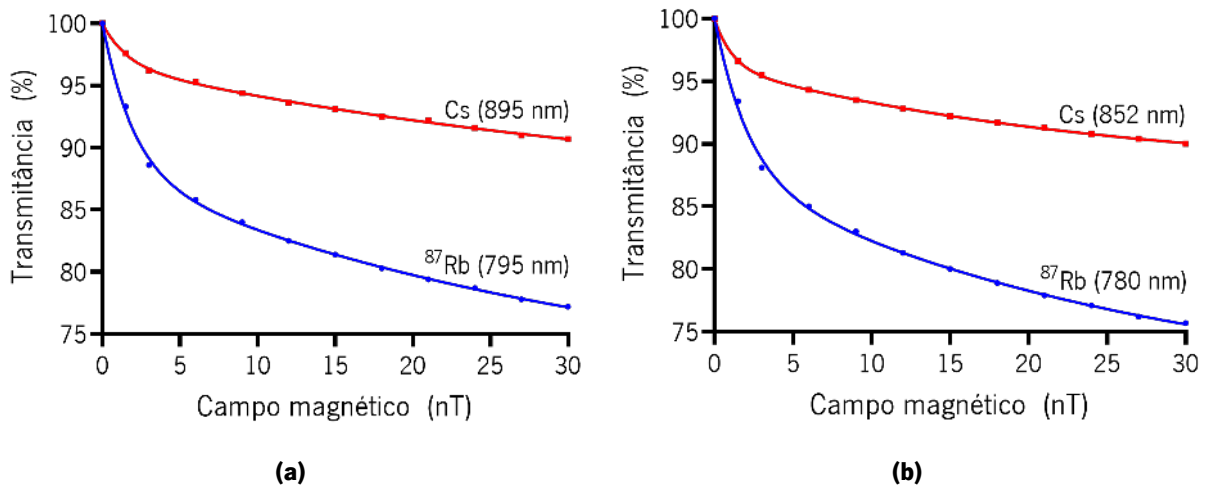


Figura 5.11: regressão exponencial dos valores de transmitância (%) em função do campo magnético aplicado (nT), para as transições de ressonância das células de vapor: (a) D1, cujos valores de $R^2 = 0,9990$ e $R^2 = 0,9988$ para o ^{87}Rb e Cs, respetivamente; (b) D2, cujos valores de $R^2 = 0,9985$ e $R^2 = 0,9998$ para o ^{87}Rb e Cs, respetivamente.

Analisando a regressão implementada, é importante notar que a métrica estatística vulgarmente utilizada que reflete a proximidade dos dados obtidos com a regressão implementada, R^2 , apresenta valores de $R^2 = 0,9990$ e $R^2 = 0,9988$, para o gráfico referente à transição D1, e valores de $R^2 = 0,9985$ e $R^2 = 0,9998$, para o gráfico referente à transição D2, para as células de vapor de ^{87}Rb e Cs, respetivamente. Quanto mais próximo de 1 estiver o valor de R^2 , mais próxima dos dados reais é a regressão implementada. De acordo com os resultados da Figura 5.11, conclui-se que a célula de ^{87}Rb é significativamente mais sensível do que a célula de vapor de Cs, uma vez que, para os

mesmos valores de campo magnético aplicado, a transmitância da luz decresce muito mais rapidamente para a célula de ^{87}Rb , apresentando uma região de maior sensibilidade para magnitudes de campo menores. A transmitância do Cs diminui com aumentos de campo magnético, contudo apresenta uma taxa relativamente constante e um comportamento próximo da linearidade. Comparando as transições D1 e D2, as conclusões são idênticas, onde a célula de vapor de ^{87}Rb apresenta, também, maior sensibilidade. Apesar de na literatura ser preferencialmente usada a transição D1 do metal alcalino em causa, o presente estudo demonstra que a sensibilidade das células aparenta ser idêntica para qualquer uma das transições.

Capítulo 6

Conclusões e trabalho futuro

Neste capítulo são apresentadas as principais conclusões resultantes do trabalho realizado no âmbito desta dissertação. Por fim são sugeridos os trabalhos futuros, tendo em conta as conclusões apresentadas.

6.1 Conclusões

O trabalho desenvolvido na presente dissertação abordou essencialmente a criação de um *setup* ótico-magnético para obtenção da maior estabilidade e sensibilidade nos sensores OPM. Foram estudadas duas células de vapor de metais alcalinos: ^{87}Rb e Cs. Com base nos fundamentos teóricos apresentados no Capítulo 3, foi possível enumerar diversos fatores importantes que afetam diretamente o funcionamento dos sensores OPMs explorados na presente dissertação. Dos conceitos apresentados, podem destacar-se: a necessidade de polarização do feixe de bombeamento ótico para tornar a célula opticamente ativa e sensível a variações de campo magnético; a necessidade de aquecimento das células de vapor de modo a aumentar a densidade atômica do metal alcalino presente e eliminar as colisões entre elétrons (regime SERF); e a necessidade de se utilizar uma caixa antimagnética composta por um material ferromagnético capaz de isolar o sensor das interferências magnéticas externas.

A avaliação do sensor OPM em estudo recorreu inicialmente a uma configuração magnética baseada num solenoide. Contudo, através das medições experimentais realizadas, foi perceptível que esta configuração não apresentava resultados estáveis nem reproduzíveis. Recorrendo a simulações FEM realizadas no *COMSOL Multiphysics 5.4*, demonstradas no Capítulo 5, foi concluído que a primeira abordagem magnética cria um campo magnético irregular, apresentando regiões de maior densidade

de fluxo magnético e regiões de menor densidade de fluxo magnético. Deste modo, os átomos da célula de vapor inserida na configuração de um único solenoide não se encontram sujeitos à mesma magnitude de campo magnético.

Como resultado, foi desenvolvida uma segunda configuração magnética baseada num par de *Helmholtz Coils*, que se encontra descrita no Capítulo 4. Esta configuração permite que o feixe de luz atravesse o volume total da célula de vapor, fator não verificado na primeira configuração implementada. As simulações FEM realizadas demonstram que toda a célula de vapor se encontra submetida a um campo magnético constante e uniforme, tendo por base a configuração com o par de *Helmholtz Coils*. Por sua vez, as medições experimentais efetuadas com esta segunda configuração apresentaram resultados mais estáveis e reprodutíveis. Comparando as duas configurações, os resultados obtidos na segunda abordagem magnética apresentam um maior decréscimo nos valores de transmitância em função do aumento da magnitude do campo magnético aplicado, ou seja, apresentam maior sensibilidade, tanto para a célula de vapor de ^{87}Rb como para a de Cs. A abordagem magnética composta pelo par de *Helmholtz Coils* demonstra melhores resultados, quer a nível de simulação quer a nível experimental, tratando-se assim da melhor configuração a implementar nos sensores OPM em estudo.

As simulações FEM da caixa antimagnética implementada na segunda abordagem permitem concluir que o material ferromagnético que constitui a caixa apresenta uma grande capacidade de redirecionar as linhas de campo magnético externas, atenuando a magnitude deste campo no interior da caixa. Para o valor de permeabilidade magnética relativa de 80 000, e simulando um campo magnético externo de 50 μT (campo magnético terrestre), é estimado que o campo magnético residual no interior da caixa é na ordem dos pT. Dado que o valor mínimo de campo magnético aplicado nas medições experimentais é na ordem de 1 nT, é possível concluir que o sensor se encontra magneticamente isolado de interferências externas indesejadas.

As primeiras medições experimentais focaram-se no estudo da polarização do feixe de luz, concluindo-se que a polarização circular é a mais adequada a implementar no presente trabalho. Com o uso de polarização circular é visível uma diminuição significativa da transmitância em função do aumento da magnitude do campo magnético aplicado, apresentando resultados superiores aos obtidos com o uso de polarização linear ou sem o uso de qualquer tipo de polarização, onde não é verificado qualquer padrão de variação.

Quando estudado o efeito da temperatura na sensibilidade das células, é concluído que as células de vapor utilizadas não se adequam à sua incorporação em OPMs. Estas não podem ser aquecidas para além dos, aproximadamente, 100 °C, sendo que, deste modo, não se consegue obter o regime

SERF de máxima sensibilidade. Adicionalmente, verificou-se a migração dos vapores dentro das células para regiões de menor temperatura. Não obstante, foram efetuadas medições com a aplicação de uma temperatura de 90 °C às células de vapor. Nos resultados obtidos foi observado que, apesar da sensibilidade da célula de ^{87}Rb não ter sido significativamente alterada, a sensibilidade da célula de vapor de Cs é substancialmente superior à registada quando operada à temperatura ambiente, sendo também superior à sensibilidade da célula de vapor de ^{87}Rb quando aquecida a 90 °C. Como a densidade atômica necessária para atingir o regime de SERF na célula de Cs é inferior à da célula de ^{87}Rb , é possível que a temperatura aplicada não seja suficiente para alterar a sensibilidade da célula de vapor de ^{87}Rb . Deste modo, pode concluir-se que a célula de Cs é, entre as duas células estudadas, a mais apropriada para a incorporação em operações de menor temperatura. Este estudo não garante, no entanto, que a célula de ^{87}Rb não apresente sensibilidades superiores à de Cs quando estas operam no regime SERF.

As medições experimentais sem a aplicação de temperatura e com a segunda configuração magnética implementada revelaram ser as mais estáveis e reprodutíveis. Com base numa análise da transmitância da luz para os comprimentos de onda correspondentes às transições D1 e D2 de cada metal alcalino, foi obtida uma sensibilidade superior para a célula de vapor de ^{87}Rb comparativamente à de Cs. Em todas as medições experimentais efetuadas, foi observada uma descida da transmitância da luz em função do aumento da magnitude do campo magnético. Assim, o presente trabalho apresenta um sensor magnético de bombeamento ótico que demonstrou ser capaz de registar magnitudes de campo magnético na ordem do 1 nT, sendo sensível mesmo para valores de comprimento de onda fora das transições D1 ou D2 de cada metal alcalino, fator este não descrito na literatura.

6.2 Trabalho futuro

Em primeiro lugar, seria importante como trabalho futuro estudar as células de vapor no seu regime SERF, sendo necessária a aquisição de novas células de vapor, capazes de suportar as temperaturas necessárias. Após estudo da variável temperatura, torna-se imperativo o desenvolvimento de uma estrutura compacta e fixa, com um devido isolamento magnético, contendo um polarizador fixo, e uma resistência de aquecimento capaz de elevar a temperatura da célula de forma uniforme. Esta estrutura seria universal e usada para diferentes sensores ótico-magnéticos.

Em segundo lugar, é necessário um melhor isolamento magnético do sensor, sugerindo-se uma caixa antimagnética com um magnetómetro *fluxgate* inserido no interior, capaz de registar a magnitude do campo magnético residual presente nos três eixos. Um isolamento magnético superior pode ser

conseguido através do uso de três pares de *Helmholtz Coils*, distribuídos nas três direções espaciais, sendo controladas ativamente e em tempo real com base na informação fornecida pelo magnetómetro. Deste modo, é possível gerar um campo magnético de sentido oposto ao campo magnético residual, eliminando a influência de interferências magnéticas externas.

Outro aspeto interessante a explorar como trabalho futuro é o fabrico de células de vapor recorrendo a processos de micro fabricação. Um dos grandes desafios deste tipo de sensores é a miniaturização das células de vapor de metais alcalinos, mantendo sensibilidade suficiente para a deteção de campos magnéticos cerebrais. Após miniaturização da célula, é ainda expectável a microfabricação de um dispositivo completo, contendo todos os componentes óticos e magnéticos necessários para o funcionamento do sensor como magnetómetro atómico de bombeamento ótico.

Bibliografia

- [1] J. E. Hall, *Guyton and Hall Textbook of Medical Physiology*, 13th ed. Saunders Elsevier, 2015.
- [2] S. Supek and C. J. Aine, *Magnetoencephalography From Signals to Dynamic Cortical Networks*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2014. [Online]. Available: <http://link.springer.com/10.1007/978-3-642-33045-2>
- [3] M. A. Clark, M. Douglas, and J. Choi, *Biology 2e*. OpenStax, 2018.
- [4] A. L. Hodgkin and A. F. Huxley, "A quantitative description of ion currents and its applications to conduction and excitation in nerve membranes," *Journal of Physiology*, vol. 117, no. 1, pp. 500–544, 1952. [Online]. Available: [papers2://publication/uuid/75307B47-C6C7-43A9-B15B-0C2E7885A7A6](https://pubmed.ncbi.nlm.nih.gov/12832221/)
- [5] K. R. Swinney and J. P. Wikswo, "A calculation of the magnetic field of a nerve action potential," *Biophysical Journal*, vol. 32, no. 2, pp. 719–731, 1980. [Online]. Available: [http://dx.doi.org/10.1016/S0006-3495\(80\)85012-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0006-3495(80)85012-0)
- [6] J. Vrba, "Multichannel SQUID Biomagnetic Systems," in *Applications of Superconductivity*. Springer Netherlands, pp. 61–138, [Online]. Available: https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-94-017-0752-7_2.
- [7] S. J. Richerson, M. Ingram, D. Perry, and M. M. Stecker, "Classification of the extracellular fields produced by activated neural structures," *BioMedical Engineering Online*, vol. 4, pp. 1–23, 2005.
- [8] C. Cunnings, F. C. Hoppensteadt, E. Lansing, and L. A. Segel, *Mathematical Aspects of Hodgkin-Huxley Neural Theory*, 1987.
- [9] J. D. Lewine and W. W. Orrison, "CHAPTER 9 - Magnetoencephalography and Magnetic Source Imaging," in *Functional Brain Imaging*, W. W. Orrison, J. D. Lewine, J. A.

- Sanders, and M. F. Hartshorne, Eds. Mosby, 1995, pp. 369–417. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780815165095500138>
- [10] WHO, “Neurological Disorders: Public Health Challenges,” 2019, [Online]. Available: https://www.who.int/mental_health/neurology/neurodiso/en/, last accessed on 2020-11-26.
- [11] D. López-Sanz, N. Serrano, and F. Maestú, “The Role of Magnetoencephalography in the Early Stages of Alzheimer’s Disease,” *Frontiers in Neuroscience*, vol. 12, aug 2018. [Online]. Available: <https://www.frontiersin.org/article/10.3389/fnins.2018.00572/full>
- [12] G. Deuschl, E. Beghi, F. Fazekas, T. Varga, K. A. Christoforidi, E. Sipido, C. L. Bassetti, T. Vos, and V. L. Feigin, “The burden of neurological diseases in Europe: an analysis for the Global Burden of Disease Study 2017,” *The Lancet Public Health*, vol. 5, no. 10, pp. e551–e567, oct 2020. [Online]. Available: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2468266720301900>
- [13] J. Vrba, “Magnetoencephalography: The art of finding a needle in a haystack,” *Physica C: Superconductivity and its Applications*, vol. 368, no. 1-4, pp. 1–9, 2002.
- [14] D. Cohen, “Magnetoencephalography: Evidence of Magnetic Fields Produced by Alpha-Rhythm Currents,” *Science*, vol. 161, no. 3843, pp. 784–786, aug 1968. [Online]. Available: <https://www.sciencemag.org/lookup/doi/10.1126/science.161.3843.784>
- [15] R. C. Jaklevic, J. Lambe, A. H. Silver, and J. E. Mercereau, “Quantum Interference Effects in Josephson Tunneling,” *Physical Review Letters*, vol. 12, no. 7, pp. 159–160, feb 1964. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.12.159>
- [16] J. E. Zimmerman, P. Thiene, and J. T. Harding, “Design and Operation of Stable rf-Biased Superconducting Point-Contact Quantum Devices, and a Note on the Properties of Perfectly Clean Metal Contacts,” *Journal of Applied Physics*, vol. 41, no. 4, pp. 1572–1580, mar 1970. [Online]. Available: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1659074>
- [17] D. Cohen, “Magnetoencephalography: Detection of the Brain’s Electrical Activity with a Superconducting Magnetometer,” *Science*, vol. 175, no. 4022, pp. 664–666, feb 1972. [Online]. Available: <https://www.sciencemag.org/lookup/doi/10.1126/science.175.4022.664>
- [18] D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, and M. Zolotarev, “Sensitive magnetometry based on nonlinear magneto-optical rotation,” *Physical Review A*, vol. 62, no. 4, p. 043403, sep 2000. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.62.043403>

- [19] H. K. Onnes, "Further experiments with Liquid Helium. G. On the Electrical Resistance of Pure Metals, etc. VI. On the Sudden Change in the Rate at which the Resistance of Mercury Disappears." no. September, pp. 267–272, 1911.
- [20] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, "Microscopic Theory of Superconductivity," *Physical Review*, vol. 106, no. 1, pp. 162–164, apr 1957. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.106.162>
- [21] B. Josephson, "Possible new effects in superconductive tunnelling," *Physics Letters*, vol. 1, no. 7, pp. 251–253, jul 1962. [Online]. Available: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0031916362913690>
- [22] J. Clarke and A. I. Braginski, *The SQUID Handbook: Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems*. Wiley-VCH, 2005, vol. 1.
- [23] B. W. Petley, "The Josephson effects," *Contemporary Physics*, vol. 50, no. 1, pp. 71–90, 2009.
- [24] H. C. Seton, J. M. S. Hutchison, and D. M. Bussell, "Gradiometer pick-up coil design for a low field SQUID-MRI system," *Magma: Magnetic Resonance Materials in Physics, Biology, and Medicine*, vol. 8, no. 2, pp. 116–120, may 1999. [Online]. Available: <http://link.springer.com/10.1007/BF02590528>
- [25] R. Körber, J. H. Storm, H. Seton, J. P. Makela, R. Paetau, L. Parkkonen, C. Pfeiffer, B. Riaz, J. F. Schneiderman, H. Dong, S. M. Hwang, L. You, B. Inglis, J. Clarke, M. A. Espy, R. J. Ilmoniemi, P. E. Magnelind, A. N. Matlashov, J. O. Nieminen, P. L. Volegov, K. C. Zevenhoven, N. Höfner, M. Burghoff, K. Enpuku, S. Y. Yang, J. J. Chieh, J. Knuutila, P. Laine, and J. Nenonen, "SQUIDs in biomagnetism: A roadmap towards improved healthcare," *Superconductor Science and Technology*, vol. 29, no. 11, 2016.
- [26] W. P. Halperin, "The impact of helium shortages on basic research," *Nature Physics*, vol. 10, no. 7, pp. 467–470, 2014. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1038/nphys3018>
- [27] J. F. Schneiderman, "Information content with low- vs. high-Tc SQUID arrays in MEG recordings: The case for high-Tc SQUID-based MEG," *Journal of Neuroscience Methods*, vol. 222, pp. 42–46, jan 2014.
- [28] C. D. Shelly, E. A. Matrozova, and V. T. Petrashov, "Superconductivity: Resolving thermoelectric "paradox" in superconductors," *Science Advances*, vol. 2, no. 2, 2016.

- [29] L. Rondin, J. P. Tetienne, T. Hingant, J. F. Roch, P. Maletinsky, and V. Jacques, "Magnetometry with nitrogen-vacancy defects in diamond," p. 056503, may 2014. [Online]. Available: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0034-4885/77/5/056503><https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0034-4885/77/5/056503/meta>
- [30] V. K. Shah and R. T. Wakai, "A compact, high performance atomic magnetometer for biomedical applications," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 58, no. 22, pp. 8153–8161, 2013.
- [31] P. P. Freitas, R. Ferreira, and S. Cardoso, "Spintronic Sensors," *Proceedings of the IEEE*, vol. 104, no. 10, pp. 1894–1918, 2016.
- [32] H. B. Dang, A. C. Maloof, and M. V. Romalis, "Ultrahigh sensitivity magnetic field and magnetization measurements with an atomic magnetometer," *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 15, p. 151110, oct 2010. [Online]. Available: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3491215>
- [33] QuSpin, "QuSpin: An Atomic Devices Company," [Online]. Available: <http://quspin.com/technology/>, last accessed on 2020-12-09.
- [34] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu, "Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure," *Physical Review Letters*, vol. 58, no. 9, pp. 908–910, mar 1987. [Online]. Available: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.58.908>
- [35] L. M. Andersen, R. Oostenveld, C. Pfeiffer, S. Ruffieux, V. Jousmäki, M. Hämäläinen, J. F. Schneiderman, and D. Lundqvist, "Similarities and differences between on-scalp and conventional in-helmet magnetoencephalography recordings," *PLOS ONE*, vol. 12, no. 7, p. e0178602, jul 2017. [Online]. Available: <https://dx.plos.org/10.1371/journal.pone.0178602>
- [36] M. I. Faley, J. Dammers, Y. V. Maslennikov, J. F. Schneiderman, D. Winkler, V. P. Koshelets, N. J. Shah, and R. E. Dunin-Borkowski, "High-Tc SQUID biomagnetometers," p. 83001, jul 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1361-6668/aa73ad>
- [37] A. Borna, T. R. Carter, A. P. Colombo, Y.-Y. Jau, C. Berry, J. McKay, J. Stephen, M. Weisend, and P. D. D. Schwindt, "A 20-Channel Magnetoencephalography System Based on Optically Pumped Magnetometers," Tech. Rep., 2017.

- [38] F. Öisjöen, “High-Tc SQUIDs for Biomedical Applications: Immunoassays, Magnetoencephalography, and Ultra-Low Field Magnetic Resonance Imaging,” Ph.D. dissertation, Chalmers University of Technology, 2013.
- [39] F. Öisjöen, J. F. Schneiderman, G. A. Figueras, M. L. Chukharkin, A. Kalabukhov, A. Hedström, M. Elam, and D. Winkler, “High-Tc superconducting quantum interference device recordings of spontaneous brain activity: Towards high-Tc magnetoencephalography,” *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 13, 2012.
- [40] M. I. Faley, U. Poppe, R. E. Dunin-Borkowski, M. Schiek, F. Boers, H. Chocholacs, J. Dammers, E. Eich, N. J. Shah, A. B. Ermakov, V. Y. Slobodchikov, Y. V. Maslennikov, and V. P. Koshelets, “High-Tc DC SQUIDs for Magnetoencephalography,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, no. 3, pp. 1 600 705–1 600 705, jun 2013. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/document/6357223/>
- [41] Royal Holloway and Beford New College, V. T. Petrashov, and C. Checkley, “Superconducting Device and Method of Manufacturing a Superconducting Device,” 2017.
- [42] “York Instruments,” [Online]. Available: <https://www.greavesbest.co.uk/work/york-instruments>, last accessed on 2020-12-21.
- [43] G. J. Strijkers, Y. Ji, F. Y. Yang, C. L. Chien, and J. M. Byers, “Andreev reflections at metal/superconductor point contacts: Measurement and analysis,” *Physical Review B*, vol. 63, no. 10, p. 104510, feb 2001. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.104510>
- [44] R. Radebaugh, “Cryocoolers: The state of the art and recent developments,” *Journal of Physics Condensed Matter*, vol. 21, no. 16, p. 9, mar 2009. [Online]. Available: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-8984/21/16/164219><https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-8984/21/16/164219/meta>
- [45] J. Bert, “Pulse Tube Cryocoolers: A Cryogen-Free Path to 2K.” [Online]. Available: <http://large.stanford.edu/courses/2007/ph210/bert2/>
- [46] D. Barron, M. Atlas, B. Keating, R. Quillin, N. Stebor, and B. Wilson, “Performance of a 4 Kelvin pulse-tube cooled cryostat with dc SQUID amplifiers for bolometric detector testing,” Tech. Rep.
- [47] J. E. Brechna H., Stewart R. B., Tuttle W. A., Jensen, *Cryogenic Data Handbook, Volume II*, 1980.

- [48] T. M. Tierney, N. Holmes, S. Mellor, J. D. López, G. Roberts, R. M. Hill, E. Boto, J. Leggett, V. Shah, M. J. Brookes, R. Bowtell, and G. R. Barnes, "Optically pumped magnetometers: From quantum origins to multi-channel magnetoencephalography," *NeuroImage*, vol. 199, no. December 2018, pp. 598–608, oct 2019.
- [49] M. A. Lombardi, T. P. Heavner, and S. R. Jefferts, "NIST Primary Frequency Standards and the Realization of the SI Second," *NCSLI Measure*, vol. 2, no. 4, pp. 74–89, dec 2007. [Online]. Available: <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/19315775.2007.11721402>
- [50] V. Shah and M. V. Romalis, "Spin-exchange relaxation-free magnetometry using elliptically polarized light," *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, vol. 80, no. 1, 2009.
- [51] W. C. Griffith, S. Knappe, and J. Kitching, "Femtotesla atomic magnetometry in a microfabricated vapor cell," *Optics Express*, vol. 18, no. 26, p. 27167, dec 2010.
- [52] H. Xia, A. Ben-Amar Baranga, D. Hoffman, and M. V. Romalis, "Magnetoencephalography with an atomic magnetometer," *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 21, p. 211104, nov 2006. [Online]. Available: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2392722>
- [53] V. Shah, S. Knappe, P. D. Schwindt, and J. Kitching, "Subpicotesla atomic magnetometry with a microfabricated vapour cell," *Nature Photonics*, vol. 1, no. 11, pp. 649–652, 2007.
- [54] T. H. Sander, J. Preusser, R. Mhaskar, J. Kitching, L. Trahms, and S. Knappe, "Magnetoencephalography with a chip-scale atomic magnetometer," *Biomedical Optics Express*, vol. 3, no. 5, pp. 981–990, 2012.
- [55] R. Mhaskar, S. Knappe, and J. Kitching, "A low-power, high-sensitivity micromachined optical magnetometer," *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 24, p. 241105, dec 2012. [Online]. Available: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4770361>
- [56] C. N. Johnson, P. D. D. Schwindt, and M. Weisend, "Multi-sensor magnetoencephalography with atomic magnetometers," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 58, no. 17, pp. 6065–6077, sep 2013. [Online]. Available: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0031-9155/58/17/6065>
- [57] K. Kamada, D. Sato, Y. Ito, H. Natsukawa, K. Okano, N. Mizutani, and T. Kobayashi, "Human magnetoencephalogram measurements using newly developed compact module of high-sensitivity atomic magnetometer," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 54, no. 2, p. 026601, feb 2015. [Online]. Available: <https://iopscience.iop.org/article/10.7567/JJAP.54.026601>

- [58] D. Sheng, A. R. Perry, S. P. Krzyzewski, S. Geller, J. Kitching, and S. Knappe, "A microfabricated optically-pumped magnetic gradiometer," *Applied Physics Letters*, vol. 110, no. 3, p. 031106, jan 2017. [Online]. Available: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4974349>
- [59] E. Boto, N. Holmes, J. Leggett, G. Roberts, V. Shah, S. S. Meyer, L. D. Muñoz, K. J. Mullinger, T. M. Tierney, S. Bestmann, G. R. Barnes, R. Bowtell, and M. J. Brookes, "Moving magnetoencephalography towards real-world applications with a wearable system," *Nature*, vol. 555, no. 7698, pp. 657–661, 2018.
- [60] C. Johnson, P. D. Schwindt, and M. Weisend, "Magnetoencephalography with a two-color pump-probe, fiber-coupled atomic magnetometer," *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 24, 2010.
- [61] D. Wang, C. Nordman, J. M. Daughton, Z. Qian, and J. Fink, "70% TMR at room temperature for SDT sandwich junctions with CoFeB as free and reference layers," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 40, no. 4 II, pp. 2269–2271, 2004.
- [62] J. Cao and P. P. Freitas, "Wheatstone bridge sensor composed of linear MgO magnetic tunnel junctions," *Journal of Applied Physics*, vol. 107, no. 9, pp. 105–108, 2010.
- [63] J. Y. Chen, Y. C. Lau, J. M. Coey, M. Li, and J. P. Wang, "High performance MgO-barrier magnetic tunnel junctions for flexible and wearable spintronic applications," *Scientific Reports*, vol. 7, no. November 2016, pp. 1–7, 2017.
- [64] M. W. Dale and G. W. Morley, "Medical applications of diamond magnetometry: Commercial viability," *arXiv*, pp. 1–10, 2017.
- [65] S. Steinert, F. Dolde, P. Neumann, A. Aird, B. Naydenov, G. Balasubramanian, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, "High sensitivity magnetic imaging using an array of spins in diamond," *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, no. 4, 2010.
- [66] N. D. Lai, D. Zheng, F. Jelezko, F. Treussart, and J. F. Roch, "Influence of a static magnetic field on the photoluminescence of an ensemble of nitrogen-vacancy color centers in a diamond single-crystal," *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 13, pp. 2–5, 2009.
- [67] J. Iivanainen, R. Zetter, M. Grön, K. Hakkarainen, and L. Parkkonen, "On-scalp MEG system utilizing an actively shielded array of optically-pumped magnetometers," *bioRxiv*, 2018.

- [68] W. Happer, "Optical Pumping," *Reviews of Modern Physics*, vol. 44, no. 2, pp. 169–249, apr 1972. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.44.169>
- [69] P. J. Ganssle, "Alkali Vapor-Cell Magnetometry and its Application to Low-Field Relaxometry and Diffusometry," Ph.D. thesis, University of California, 2014.
- [70] D. Jiles, *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*, 3rd ed. CRC Press, sep 2015. [Online]. Available: <https://www.taylorfrancis.com/books/9781482238884>
- [71] W. Happer and H. Tang, "Spin-Exchange Shift and Narrowing of Magnetic Resonance Lines in Optically Pumped Alkali Vapors," *Physical Review Letters*, vol. 31, no. 5, pp. 273–276, jul 1973. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.31.273>
- [72] D. A. Steck, "Cesium D Line Data," *Theoretical Division*, vol. 4710, no. 7, pp. 1–31, 2008. [Online]. Available: <http://steck.us/alkalidata>
- [73] D. A. Steck, "Rubidium 87 D Line Data," *Journal of Geophysical Research*, no. 2, p. 31, 2010. [Online]. Available: <http://steck.us/alkalidata>
- [74] MIT, "Optical Pumping," 2011, [Online]. Available: <http://web.mit.edu/8.13/www/JLExperiments/JLExp11.pdf>, last accessed on 2021-01-06.
- [75] "Optical Pumping of Rubidium," [Online]. Available: <http://phyweb.physics.nus.edu.sg/~L3000/Level3manuals/OpticalPumping.pdf>, last accessed on 2021-01-08.
- [76] G. Oelsner, V. Schultze, R. IJsselsteijn, and R. Stolz, "Performance analysis of an optically pumped magnetometer in Earth's magnetic field," *EPJ Quantum Technology*, vol. 6, no. 1, 2019. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1140/epjqt/s40507-019-0076-9>
- [77] O. Katz and O. Firstenberg, "Transverse optical pumping of spin states," *Communications Physics*, vol. 2, no. 1, p. 58, dec 2019. [Online]. Available: <http://www.nature.com/articles/s42005-019-0170-4>
- [78] J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack, and M. V. Romalis, "High-Sensitivity Atomic Magnetometer Unaffected by Spin-Exchange Relaxation," *Physical Review Letters*, vol. 89, no. 13, p. 130801, sep 2002. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.130801>
- [79] S. J. Seltzer, "Developments in Alkali-Metal Atomic Magnetometry," Ph.D. thesis, Princeton University, 2008.

- [80] C. B. Alcock, V. P. Itkin, and M. K. Horrigan, "Vapour Pressure Equations for the Metallic Elements: 298–2500K," *Canadian Metallurgical Quarterly*, vol. 23, no. 3, pp. 309–313, jul 1984. [Online]. Available: <http://www.tandfonline.com/doi/full/10.1179/cmqr.1984.23.3.309>
- [81] J. Singh, P. A. M. Dolph, and W. A. Tobias, "Alkali Metal Vapor Pressures & Number Densities for Hybrid Spin Exchange Optical Pumping," 2008.
- [82] J. M. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*, 1st ed. Cambridge University Press, 2010.
- [83] Z. Sun, A. Schnabel, M. Burghoff, and L. Li, "Calculation of an optimized design of magnetic shields with integrated demagnetization coils," *AIP Advances*, vol. 6, no. 7, p. 075220, jul 2016. [Online]. Available: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4960329>
- [84] "K&J Magnetics, Inc.: Shielding Materials and Thickness," [Online]. Available: <https://www.kjmagnetics.com/blog.asp?p=shielding-materials>, last accessed on 2021-01-12.
- [85] T. Liu, L. Li, A. Schnabel, Z. Sun, and J. Voigt, "Analytical Solutions for the Shielding Factor of Spherical Magnetic Shields Measured with External Excitation Coils," *IEEE Magnetics Letters*, vol. 10, no. 2019, pp. 12–15, 2019.
- [86] K. He, S. Wan, J. Sheng, D. Liu, C. Wang, D. Li, L. Qin, S. Luo, J. Qin, and J.-H. Gao, "A high-performance compact magnetic shield for optically pumped magnetometer-based magnetoencephalography," *Review of Scientific Instruments*, vol. 90, no. 6, p. 064102, jun 2019. [Online]. Available: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5066250>
- [87] "Thorlabs, Inc." [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/index.cfm>, last accessed on 2021-01-13.
- [88] Thorlabs - Rb, "Enhanced Rubidium 87 [87Rb], Quartz Reference Cell, Ø19 mm x 75 mm," 2012, [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=GC19075-RB87>, last accessed on 2021-01-13.
- [89] Thorlabs - Cs, "Cesium Quartz Reference Cell, Ø19 mm x 75 mm," 2012, [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=GC19075-CS>, last accessed on 2021-01-13.
- [90] "Newport Quartz Tungsten Halogen Lamps - Datasheet," [Online]. Available: https://www.newport.com/medias/sys_master/images/images/hfb/hdf/8797196451870/Light-Sources.pdf, last accessed on 2021-01-14.

- [91] "Newport UV-VIS Monochromators," [Online]. Available: <https://www.newport.com/f/cs260-uv-vis-monochromators>, last accessed on 2021-01-13.
- [92] "Hamamatsu Si Photodiode S1336-5BQ - Datasheet," [Online]. Available: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s1336_series_kspd1022e.pdf, last accessed on 2021-01-14.
- [93] "Keithley 487 Picoammeter - Datasheet," [Online]. Available: <http://www.testequipmenthq.com/datasheets/KEITHLEY-487-Datasheet.pdf>, last accessed on 2021-01-14.
- [94] "Lithium-Ion Rechargeable Cell for Power Tools - Datasheet," [Online]. Available: <https://www.botnroll.com//img/cms/SAMSUNGINR18650-25R.pdf>, last accessed on 2021-01-14.
- [95] "User Manual For Prusa i3 MK3," [Online]. Available: <https://www.electronicsdatasheets.com/datasheet/OriginalPrusai3MK3usermanual.pdf>, last accessed on 2021-01-24.
- [96] "Yokogawa 7651 Programmable DC Source - Datasheet," [Online]. Available: <https://cdn.tmi.yokogawa.com/IM7651-01E.is.pdf>, last accessed on 2021-01-24.
- [97] "Refractive Index Database - Optical constants of BK7," [Online]. Available: <https://refractiveindex.info/?shelf=glass&book=BK7&page=SCHOTT>, last accessed on 2021-01-16.
- [98] "CP1R780 - Right-Handed Circular Polarizer," [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=CP1R780>, last accessed on 2021-01-16.
- [99] "Refractive Index Database - Optical constants of Fused silica (fused quartz)," [Online]. Available: https://refractiveindex.info/?shelf=glass&book=fused_silica&page=Malitson, last accessed on 2021-01-16.
- [100] "LPNIR100 - Ø25.0 mm Unmounted Linear Polarizer," [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=LPNIR100>, last accessed on 2021-01-16.
- [101] "Non-Carbon Fiber Electrical Heating Textile - Datasheet," [Online]. Available: <https://cdn-shop.adafruit.com/datasheets/HEATING+TEXTILE.PDF>, last accessed on 2021-01-16.
- [102] "Curve Fitting Guide: Two Phase Exponential Decay," [Online]. Available: https://www.graphpad.com/guides/prism/7/curve-fitting/reg_exponential_decay_2phase.htm, last accessed on 2021-01-18.

Anexo A

Pressão de vapor e densidade atômica de metais alcalinos

O cálculo da densidade atômica do metal alcalino dentro da célula de vapor é calculado através da pressão de vapor. É a pressão de vapor que comprime os átomos e, conseqüentemente, aumenta a sua densidade. Para tal, é necessário analisar a Equação A.1 de Clausius-Clapeyron:

$$\Delta V \cdot \partial P = L_H \cdot \frac{\partial T}{T} \quad (\text{A.1})$$

onde P corresponde à pressão; T é a temperatura; L_H é o calor latente de vaporização e ΔV é dado por:

$$\Delta V = V_v - V_{l(s)} = \frac{V_v}{N_v} - \frac{V_{l(s)}}{N_{l(s)}}$$

onde V é o volume ocupado pelas partículas no interior da célula de vapor, N é o número de partículas e os subscritos v e $l(s)$ correspondem ao vapor e ao estado líquido (ou sólido), respetivamente.

Neste caso, pode-se fazer a aproximação de que o volume médio ocupado por átomo de vapor é muito superior ao volume médio ocupado pelos estados líquido (ou sólido) do átomo:

$$V_v \gg V_{l(s)} \Rightarrow \Delta V \approx \frac{V_v}{N_v}$$

Como o vapor tem uma densidade muito reduzida, pode aplicar-se a Equação A.2 da lei dos gases ideais:

$$PV_v = N_v k_b T \quad (\text{A.2})$$

onde k_b corresponde à constante de Stefan-Boltzmann, que é igual a $1,3806504 \times 10^{-23} \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{K}^{-1}$. Com base na Equação A.1 e na Equação A.2, obtém-se:

$$\frac{k_b T}{P} \cdot \partial P = L \cdot \frac{\partial T}{T}$$

Expandindo o calor latente em função da temperatura, obtém-se a seguinte Equação A.3:

$$L(T) = L_0 + L_1 T + L_2 T^2 + \dots \quad (\text{A.3})$$

Rearranjando esta Equação A.3 com a anterior, resulta:

$$\frac{\partial P}{P} = \left(\frac{L_0}{k_b T^2} + \frac{L_1}{k_b T} + \frac{L_2}{k_b} + \dots \right) \partial T$$

Integrando-a e substituindo os termos por coeficientes, obtém-se a Equação A.4 referente à curva de pressão de vapor, P_{vp} , de um metal alcalino, em função da temperatura:

$$\log P_{vp} = A - \frac{B}{T} + CT + D \log T \quad (\text{A.4})$$

De modo a, finalmente, calcular-se a densidade atômica dentro da célula de vapor em estudo, recorre-se à Equação A.5 que relaciona a pressão de vapor com a densidade atômica de metal alcalino no interior de uma célula:

$$\rho(T) = \frac{P_{vp}(T)}{k_b T} \quad (\text{A.5})$$

Na literatura, só existe informação, para os metais alcalinos ⁸⁷Rb e Cs, acerca do valor dos coeficientes

A e B descritos na Equação A.4 [80]. Portanto, pode-se retirar os termos referentes aos restantes coeficientes. Deste modo, para o metal alcalino de ^{87}Rb : $A = 4,312$ e $B = 4040$; para o metal alcalino de Cs: $A = 4,165$ e $B = 3830$. Com esta informação, e através das Equações A.4 e A.5, obtém-se um gráfico da densidade atômica do metal alcalino em função da temperatura aplicada, como representado na Figura 3.7.

Anexo B

Cálculo da densidade de fluxo magnético gerado por um solenoide

Como a primeira configuração magnética utilizada neste trabalho é composta por um solenoide relativamente pequeno, é mais correto aproximar a magnitude do campo magnético gerado pelo solenoide, através da passagem de corrente elétrica, ao gerado por uma única espira, multiplicando pelo número de espiras constituintes no solenoide.

A magnitude do campo magnético gerado pelo solenoide é calculada através da Lei de Bio-Savart, que determina a contribuição de cada elemento infinitesimal na magnitude total do campo magnético gerado pela passagem de corrente elétrica, descrita na Equação B.1:

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} \oint dL \quad (\text{B.1})$$

onde B corresponde à densidade de fluxo magnético gerado; μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo, equivalendo a $4\pi * 10^{-7}$ T.m.A⁻¹; I é o valor da corrente elétrica que atravessa o fio de cobre; R corresponde ao raio da espira; e dL o elemento infinitesimal em análise. Como se trata de uma espira, pode aproximar-se dL ao perímetro de um círculo, $2\pi R$. Substituindo-se, obtém-se a equação referente à densidade de fluxo magnético produzido pela passagem de corrente elétrica no centro duma espira de fio de cobre.

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} \cdot 2\pi R$$

Multiplicando pelo número de espiras totais, N , obtém-se a Equação B.2 que aproxima a magnitude de campo magnético, no ponto central, gerado pelo solenoide implementado.

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R} N \quad (\text{B.2})$$

Anexo C

Cálculo da densidade de fluxo magnético gerado por um par de *Helmholtz Coils*

A equação que define a densidade de fluxo magnético produzido pelo par de *Helmholtz Coils* pode ser deduzida através da equação que descreve a magnitude do campo magnético gerado por uma bobina composta por N espiras de cobre. Traçando um eixo \hat{z} através do centro da espira, o valor do campo magnético em qualquer ponto, z , desse eixo é deduzido através da Equação B.1 e pode ser dado pela Equação C.1:

$$B_z = \frac{\mu_0 I N R^2}{2(R^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{C.1})$$

onde B corresponde à densidade de fluxo magnético gerado; μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo, equivalendo a $4\pi * 10^{-7}$ T.m.A⁻¹; I é o valor da corrente elétrica que atravessa o fio de cobre; R corresponde ao raio da bobina; e N ao número de espiras que constitui a bobina.

Para formar o par de *Helmholtz Coils*, são colocadas duas bobinas no eixo \hat{z} , separadas entre si por uma distância igual ao seu raio (R) comum. Deste modo, cada uma destas bobinas encontra-se a uma distância de $\frac{R}{2}$ do ponto central entre as duas. O valor de campo magnético gerado por esta configuração equivale à soma das contribuições das duas bobinas para um determinado ponto do espaço. A magnitude do campo magnético produzido por uma bobina em qualquer ponto do eixo \hat{z} , calculado em relação ao ponto central entre as duas bobinas, $z = 0$, é dado por:

$$B_z = \frac{\mu_0 I N R^2}{2 \left[R^2 + \left(z + \frac{R}{2} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}}$$

Dependendo localização de cada bobina no eixo \hat{z} , pode dizer-se que uma das bobinas encontra-se a uma distância $+\frac{R}{2}$ do ponto central entre as duas, e a outra encontra-se a uma distância $-\frac{R}{2}$. Somando a contribuição de ambas as bobinas na magnitude do campo magnético total gerado, obtém-se a Equação C.2:

$$B_z = \frac{\mu_0 I N R^2}{2} \left(\frac{1}{\left[R^2 + \left(z + \frac{R}{2} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} + \frac{1}{\left[R^2 + \left(z - \frac{R}{2} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (\text{C.2})$$

Para calcular a densidade de fluxo magnético no centro do par de *Helmholtz Coils*, recorre-se à Equação C.2, onde se coloca $z = 0$. Assim, obtém-se a Equação C.3 final:

$$B_{z=0} = \frac{8}{5\sqrt{5}} \frac{\mu_0 N I}{R} \quad (\text{C.3})$$