

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Geofísica

Ualisson Donardelli Bellon

Caracterização magnética do pluton Venda Nova (ES):
implicações tectono-estruturais para o plutonismo pós-
colisional no Orógeno Araçuaí (BR) e contribuições
paleomagnéticas para o Gondwana Ocidental

São Paulo

Março de 2021

Ualisson Donardelli Bellon

Caracterização magnética do pluton Venda Nova (ES):
implicações tectono-estruturais para o plutonismo pós-
colisional no Orógeno Araçuaí (BR) e contribuições
paleomagnéticas para o Gondwana Ocidental

Dissertação apresentada ao Departamento de Geofísica do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de Concentração: Geofísica

Orientador: Prof. Dr. Manoel Souza D'Agrella Filho

São Paulo

Março de 2021

Para meu pai, eternamente vivo nas minhas memórias

Agradecimentos

Escolher palavras para expressar a gratidão que eu sinto ao escrever este texto é uma tarefa tão complexa quanto foi dissertar este trabalho. Todo o crescimento e evolução pessoal e profissional é também mérito daqueles que estiveram ao meu lado.

Aos professores Manoel D'Agrella e Ricardo Trindade, por me guiarem por uma ciência fantástica e me instruírem a seguir os melhores caminhos.

Aos meus colegas de pós-graduação: por compartilharem incontáveis cafés, por discutirem comigo sobre dados indiscutíveis e informações duvidosas, pelas gargalhadas desesperadas e companheirismo no dia-a-dia.

Em especial, a Gelson e Filipe, por serem não apenas amigos, mas os colegas de trabalho mais competentes – indispensáveis em todas as discussões que existem nessa dissertação.

Ao Laboratório de Magnetismo de Rochas e Paleomagnetismo, o USPmag, e todos os seus membros – por me acolherem, capacitar, auxiliar e permitir me tornar um profissional crítico.

Aos amigos de perto: José Helber, Livia, Débora, Gabriela, Franco e Ana Eluiza – o carinho e o suporte de vocês foram essenciais para eu conseguir a força para me levantar todos os dias e enfrentar todos os obstáculos que pareciam ser momentaneamente invencíveis. Vocês me tornam infinito.

A minha mãe e irmão, por apoiarem cada novo passo e me amarem incondicionalmente.

A meus avós, por todo o auxílio e pelo carinho que nem a distância pôde diminuir.

A cada um de vocês, **meu sincero obrigado.**

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) – Código de Financiamento 001; e apoiado pelo Projeto Temático FAPESP 2016/06114-6.

RESUMO

O Orógeno Araçuaí (AO) faz parte de um dos sistemas de orogenias Neoproterozóicas do Brasiliano que edificam o Gondwana. Sua fase final é marcada pela intrusão de plutons pós-colisionais formados pelo colapso-extensional do corpo orogênico. Estes corpos são excelentes candidatos para se estudar o estado de esforços no AO durante sua intrusão e, por serem gerados pelo último evento termotectônico relevante desde a consolidação do Gondwana nesta região, são ótimos alvos para estudos paleomagnéticos. O pluton Venda Nova (Sul do Espírito Santo, BR) consiste numa intrusão elíptica composta, basicamente, por um núcleo gabrítico e um envelope sienomonzonítico bordejado a oeste por um estreito anel charnockítico, que intrude rochas orto e paraderivadas sin-colisionais do AO. Apesar de interpretado como um corpo pós-colisional, o mesmo não possui dados estruturais decisivos e datação geocronológica. O objetivo deste trabalho é caracterizar o pluton Venda Nova quanto a sua trama magnética, interpretando-a em função de seu alojamento e do estado de esforços no Orógeno, além de gerar um polo paleomagnético de qualidade que reflita a posição do Gondwana no final do Cambriano. Para isso, usufruiu-se de uma robusta caracterização magnética com curvas termomagnéticas, histereses magnéticas, magnetização remanente isotermal (IRM) e curvas reversas de primeira ordem (FORCs – *First Order Reversal Curves*). Os dados obtidos apontam para uma distribuição de fases magnéticas, na maioria composta por magnetitas multidomínio. A investigação da lineação e foliação magnética foi efetuada por meio da análise de anisotropia de suscetibilidade magnética (ASM) e anisotropia de magnetização remanente anisterética (AARM). Os dados mostram um padrão concêntrico com maiores mergulhos da foliação nas bordas e lineações mais horizontalizadas na porção central do corpo – indicando que forças gravitacionais dominavam o estado de esforços durante sua intrusão e caracterizando-o como um corpo pós-colisional. As desmagnetizações a campos alternados (AF – *Alternating Field*) e mista (AF até 10 mT seguido de térmica) foram eficientes para isolar a magnetização remanente característica das amostras (ChRM) – sendo que, o tratamento misto indicou a presença de uma estreita faixa de temperaturas de bloqueio, com queda em torno de 560°, indicando que magnetitas de domínio PSD/SD devem portar a magnetização estável das rochas do Venda Nova. O polo paleomagnético gerado por 198 amostras distribuídas em 22 sítios, localizado em 330,5°E; 3,2°N e ($A_{95} = 3.80^\circ$), pode ser estatisticamente explicado pelo registro completo da variação paleosecular. Sua posição em comparação com curvas de deriva polar aparente do Gondwana insere-se próximo de polos com intervalo entre 510 Ma e 500 Ma, sendo essas idades coerentes com o período pós-colisional do Orógeno Araçuaí.

ABSTRACT

The Araçuaí Orogen (AO) is part of one of the Brasiliano's Neoproterozoic orogenic systems that formed Gondwana. Its final phase is marked by the intrusion of post-collisional plutons formed by the extensional collapse of the orogenic body. These bodies are excellent candidates to study the stress state in the AO during their intrusions and, also excellent targets for paleomagnetic studies as they were generated by the last relevant thermotectonic event since the consolidation of Gondwana in this area, becoming unaffected by later tectonic events. The Venda Nova pluton (Southern Espírito Santo, Brazil) consists of an elliptical intrusion, basically composed of a gabbroic nucleus and a syeno/monzonitic envelope bordered to the west by a narrow charnockitic ring, which intrudes ortho and syn-collisional rocks of the AO. Despite being interpreted as a post-collisional body, decisive structural data and geochronological data are yet lacking for the Venda Nova pluton. The objective of this work is to characterize the Venda Nova pluton in terms of its magnetic fabric, interpreting it according to its emplacement and the state of stress in the AO, and in addition to generate a reference paleomagnetic pole that can reflect the position of Gondwana at the end of the Cambrian. A robust magnetic characterization was accomplished through thermomagnetic curves, magnetic hysteresis, isothermal remanent magnetization (IRM) and first order reversal curves (FORCs). These data point to a distribution of magnetic phases mainly composed of multidomain magnetites. Investigation of magnetic lineation and foliation was carried out through the analysis of anisotropy of magnetic susceptibility (AMS) and anisotropy of anhysteretic remanent magnetization (AARM). The data show a concentric pattern with greater dip in foliation at the edges and more horizontal lineations in the central portion of the body - indicating that gravitational forces dominated the state of stress during its intrusion and characterizing it as a post-collisional body. AF and mixed (AF up to 10 mT followed by thermal) were efficient to isolate the characteristic remanent magnetization (ChRM) of the samples - the mixed treatment showing a hard-shoulder-like intensity decay pattern close to 580°C indicating that PSD/SD magnetites must carry the stable magnetization of the Venda Nova rocks. The paleomagnetic pole, generated by 198 samples distributed in 22 sites, plots at 330.5° E; 3.2° N ($A95 = 3.8^\circ$), and can be statistically explained by the complete record of paleosecular variation. Compared with the Gondwana's apparent polar wander path it is inserted near poles with an age interval between 510 Ma and 500 Ma, which is consistent with the post-collisional period of the Araçuaí Orogen.

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	12
1.1 Apresentação	12
1.2 Justificativa	14
1.3 Objetivos	15
1.3.1 Objetivos específicos	15
1.4 Localização e aspectos geomorfológicos da região de estudo	15
2 MAGNETISMO DE ROCHAS	19
2.1. Comportamento magnético dos materiais	19
2.1.1 Campos magnéticos e magnetização	19
2.1.2 Diamagnetismo e paramagnetismo	20
2.1.3 Ferromagnetismo	22
2.1.4 Os tipos de ferromagnetismo	23
2.2 Anisotropias magnéticas	26
2.3 Domínios magnéticos e histereses magnéticas	29
2.3.1 Introdução ao conceito de domínios magnéticos	29
2.3.2 Histerese magnética	30
2.3.3 First Order Reversal Curves (FORCs)	37
2.4. Aquisição de magnetização remanente em rochas	39
2.4.1 Introdução à Teoria da Relaxação de Néel	39
2.4.2 Magnetização termoremanente (TRM)	41
2.4.3 Magnetizações remanentes secundárias: viscosa e química.	44
2.5 Minerais magnéticos terrestres	45
2.5.1 Magnetita, titanomagnetitas e maghemita	45
2.5.2 Hematita e titanohematitas	48
2.6 Paleomagnetismo	50
2.6.1 Introdução ao campo geomagnético	50
2.6.2 Medindo a magnetização remanente nas rochas	52
2.6.3 Diagramas de Zijderveld, Análise de Componentes Principais (PCA)	55
2.6.4 Projeção esférica de vetores e estatística de Fisher	57
2.6.5 Determinando um polo paleomagnético	58
2.6.6 Deriva polar aparente (Apparent Polar Wander, APW), o exemplo do Gondwana	60
2.6.7 Critérios de confiabilidade de um polo paleomagnéticos	62

2.7 Anisotropia de suscetibilidade magnética	64
2.7.1 Anisotropia de suscetibilidade magnética (AMS).....	64
2.7.2 Anisotropia Anisterética de Remanência Magnética (AARM).....	67
3 MODELAGEM NUMÉRICA DE DIFUSÃO TÉRMICA.....	69
3.1 A equação da difusão térmica em duas dimensões.....	69
4 ASPECTOS GEOLÓGICOS.....	75
4.1 O Orógeno Araçuaí.....	75
4.2 O pluton Venda Nova (VN).....	79
5 ANISOTROPIA DE SUSCETIBILIDADE MAGNÉTICA	83
5.1 Amostragem e dados de campo.....	83
5.2 Metodologia de investigação.....	85
5.3 Resultados	86
5.3.1 Microestruturas	86
5.3.2 Mineralogia Magnética	88
5.3.3 ASM e AARM.....	91
5.4 Discussão	98
5.4.1 Significado da trama magnética.....	98
5.4.2 O alojamento do VN.....	100
5.4.3 Implicações para o magmatismo pós-colisional do Orógeno Araçuaí.....	103
6 DADOS PALEOMAGNÉTICOS.....	107
6.1 Uma análise mais aprofundada da mineralogia magnética	107
6.2 Desmagnetização a campos alternados e térmica.....	113
6.2.1 Metodologia de aquisição de dados.....	113
6.2.2 Comportamentos da NRM e portadores magnéticos	116
6.3 Dados direcionais paleomagnéticos	119
6.4 Atestando a magnetização como primária: um modelo de resfriamento vs paleopolaridade	124
6.4.1 Confecção da malha inicial do modelo	125
6.4.2 Frames do modelo de resfriamento.....	129
6.5 Contribuições para a APW do Gondwana no Cambriano.....	132
7 CONCLUSÕES.....	137
8 REFERÊNCIAS.....	139
9 ANEXOS.....	150

Lista de Figuras

Figura 1 – Localização da área de estudo.....	16
Figura 2 – Representação do comportamento de um material diamagnético.....	20
Figura 3 – Representação do comportamento da magnetização frente a um campo indutor para materiais paramagnéticos e diamagnéticos, e comportamento da suscetibilidade magnética com a temperatura.....	21
Figura 4 – Solução gráfica da Equação de Curie-Weiss.....	23
Figura 5 – Representação de alguns comportamentos ferromagnéticos.....	24
Figura 6 – Representação esquemática do ordenamento atômico da magnetita.....	25
Figura 7 – Posição dos ângulos formados entre os eixos cristalográficos de um cristal do sistema cristalino cúbico com um vetor de magnetização.....	26
Figura 8 – Representação da formação de polos nas superfícies externas de uma partícula.....	28
Figura 9 – Paredes de domínio finas e largas.....	30
Figura 10 – Indução de um campo e registro da magnetização de um material ferromagnético.....	32
Figura 11 – Ciclo de histerese de um material ferromagnético.....	33
Figura 12 – Histerese de uma assembleia de grãos MD.....	34
Figura 13 – Histerese magnética de uma assembleia de grãos SD.....	35
Figura 14 – Desmembrando o estado de pseudo-monodomínio (PSD).....	36
Figura 15 – Representação da aquisição de um FORC.....	38
Figura 16 – Representação do tempo de relaxação em função do volume do grão x força coerciva.....	41
Figura 17 – Temperaturas de bloqueio de um grão de magnetita equidimensional cúbico.....	43
Figura 18 – Curvas termomagnéticas da magnetita.....	46
Figura 19 – Comportamento magnético da hematita frente a variação da temperatura.....	49
Figura 20 – Dipolo geocêntrico axial (GAD).....	50
Figura 21 – Variação Paleosecular.....	52
Figura 22 – Demonstrando o funcionamento da desmagnetização à campos alternados.....	54
Figura 23 – Diagrama de Zijderveld de AF em rochas basálticas do permiano.....	55
Figura 24 – Determinação de um polo magnético.....	59
Figura 25 – Curvas de deriva polar aparente para o Gondwana.....	62
Figura 26 – Demonstração dos elipsóides de suscetibilidade magnética formados pelos autovalores de suscetibilidade.....	66
Figura 27 – Comparação entre populações de magnetita de diferentes coercividades na AARM.....	69
Figura 28 – Representação esquemática de uma malha de pontos regular e equidistante.....	71
Figura 29 – Contextualização regional e configuração geológica do Orógeno Araçuai.....	75
Figura 30 – Mapa geológico do pluton Venda Nova (VN).....	80
Figura 31 – Cenários do trabalho de campo no pluton Venda Nova.....	85
Figura 32 – Seções micropetrográficas do Venda Nova.....	87
Figura 33 – Curvas termomagnéticas de amostras representativas de unidades do VN.....	89
Figura 34 – Histerese magnética e diagramas FORC.....	91
Figura 35 – Parâmetros magnéticos escalares calculados a partir dos dados de AMS.....	92
Figura 36 – Comparação direta entre dados de AMS e AARM.....	97
Figura 37 – Mapa direcional da AMS.....	99
Figura 38 – Alojamento do pluton Venda Nova.....	103
Figura 39 – Exemplo de curva termomagnética de uma rocha gabróica do sítio.....	107
Figura 40 – Histereses magnéticas normalizadas pela massa de amostras de rochas do Venda Nova.....	109

Figura 41 – Curvas de IRM de amostras do Venda Nova, normalizadas pela massa.....	111
Figura 42 – Ajuste de componentes das curvas de IRM.....	112
Figura 43 – Magnetômetros e desmagnetizadores utilizados no trabalho	114
Figura 44 – Aparato utilizado na desmagnetização térmica	115
Figura 45 – Desmagnetização a campos alternados (AF) e térmica (TD).....	118
Figura 46 – Outros exemplos de curva de desmagnetização a campos alternados (AF) e térmica (TD) de amostras rochosas do Venda Nova	119
Figura 47 – Dispersão de direções de remanência magnética característica (ChRM).....	120
Figura 48 – Teste CTMD para as componentes de polaridade normal e reversa	121
Figura 49 – Direções (ChRM) reversas médias dos 22 sítios utilizados.	124
Figura 50 – Malha térmica para o tempo $t=0$	128
Figura 51 – Contornos plotados para a difusão térmica bidimensional do modelo de resfriamento do Venda Nova	130
Figura 52 – Sítios paleomagnéticos plotados em função de sua paleopolaridade no modelo de resfriamento térmico	131
Figura 53 – Curva APW para o Oeste do Gondwana.	135

INTRODUÇÃO

1 INTRODUÇÃO

1.1 Apresentação

A reconstrução da evolução da Terra através do tempo geológico é ciência de âmbitos como a geologia, a geocronologia, a paleobiologia, a paleoclimatologia e o paleomagnetismo, sendo que todo o processo pode ser resumido como a grande área da paleogeografia – que se preocupa em mapear a Terra através do tempo, com o uso de argumentos que montem um cenário coerente (Butler, 1992). Tido como grandes portadores da história geológica da Terra, os cinturões orogênicos são as entidades tectônicas mais expressivas de margens convergentes e da tectônica de placas, representando uma ampla gama de feições geomorfológicas resultantes de processos endógenos e exógenos (Gürbüz & Farzipour Saein, 2019; Roeder, 2012). Os sistemas orogênicos acompanham distintos cenários magmáticos e, desde o Arqueano, o crescimento dos continentes tem sido resultado da amalgamação e acresção de vários blocos continentais (Condie, 2005; Song et al., 2015).

A formação do Gondwana tem relação com a quebra do Rodínia (800-700Ma.) (Meert & Torsvik, 2003). Esta grande massa continental portou o atual continente africano, Madagascar, Índia, Arábia, incluindo boa parte do sudoeste da Europa e da América do Sul, assim como a Austrália e a Antártica (Torsvik & Cocks, 2011). Dados paleomagnéticos compilados por Torsvik et al., (2012) mostram que a curva de deriva polar aparente (APW) do Gondwana (África na sua posição atual) passa pela linha de costa brasileira no Cambriano Superior. O Gondwana foi gerado por uma série de orogêneses suturadas pelo fechamento de oceanos Neoproterozóicos, resultando em grandes eventos, tais como as orogêneses Brasiliana, Pan-Africana, Adelaideana e Beardmore (Abu-Alam et al., 2013; Kröner & Stern, 2004).

O Brasiliano reúne as atividades orogênicas Neoproterozóicas na América do Sul de 700-450Ma. (Almeida et al., 1973; Brito Neves et al., 2014), sendo o Orógeno Araçuaí (Araçuaí Orogen, AO) um dos produtos dessa atividade. O AO fica localizado no sudeste Brasileiro, a Leste do Craton São Francisco – sendo interpretado como uma das faixas móveis do estágio final de amalgamação do Gondwana pela colisão da Proto África (Cráton do Congo) e Proto América (Cráton São Francisco) (Alkmim et al., 2006; Almeida et al., 1973; Pedrosa-soares et al., 2007). Um perfil geotérmico de altas temperaturas e taxas de resfriamento lentos, seguidos por grandes volumes de fusão parcial da crosta e intrusão de grandes batólitos, caracterizam o AO como um orógeno quente (Petitgirard et al., 2009; Vauchez et al., 2007).

O magmatismo no AO pode ser compartimentado em uma série de suítes, agrupadas pelos momentos tectônicos em que seus magmas foram gerados, i.e, pré, sin, tardi e pós-colisionais

(Pedrosa-soares et al., 2007; Pedrosa-Soares et al., 2006). Os corpos pós-colisionais formam uma ampla distribuição de rochas que intrudiram durante o Cambriano e que se distribuem do norte ao sul do AO – com a ocorrência de magmatismo calci-alcálico potássico dos tipos I e A2, resultando em charnockitos e plutons inversamente zonados com eventual presença de núcleos gabróicos (Wiedemann et al., 2002). Para tais, Wiedemann et al. (2002) propõem um modelo no qual a cunha mantélica quente ascende por zonas de cisalhamento profundas durante o colapso gravitacional do AO, induzindo a geração de magma granítico e monzonítico. Por terem sido gerados no estágio pós-colisional, esses plutons estariam livres de deformação regional, uma vez que sua trama magmática não está de acordo com a trama de estado sólido encontrado nas rochas encaixantes e, uma vez que sua formação estaria ligada à ascensão do magma por estruturas de escala regional, a foliação de borda concordaria com a foliação metamórfica da encaixante (Wiedemann et al., 2002).

Estudar a trama magmática de rochas pós-colisionais, principalmente quando descritas como isotrópicas, pode revelar muito pouco do estado de esforços tectônicos e, assim, é pouco produtiva. Estudos da trama magnética de rochas ígneas, entretanto, podem revelar importantes feições estruturais, ocultas a outros métodos de análise, e correlacioná-las tanto ao contexto deformacional-tectônico quanto à colocação do magma e seu alojamento (Archanjo & Bouchez, 1997; Borradaile & Henry, 1996; Bouchez, 1997; Bouchez et al., 1990; Nédélec & Bouchez, 2015). A compreensão do magmatismo pós-colisional no Orógeno Araçuaí é um exercício há décadas amplamente estudado, majoritariamente por métodos geoquímicos/geocronológicos e petrológicos (Bayer et al., 1987; De Campos et al., 2004, 2016; Horn & Weber-Diefenbach, 1987; Ludka et al., 1998; Medeiros et al., 2000; Mendes et al., 2005; Mendes & De Campos, 2012; Wiedemann et al., 2002). Contudo, pouca atenção foi dada a estudos estruturais nesses corpos. Recentemente, as estruturas de plutons cambrianos do sul (Santa Angélica e Conceição de Muqui) e do norte do Araçuaí (Padre Paraíso) foram estudadas através de dados de anisotropia de suscetibilidade magnética e revelaram uma coerência entre a trama magnética e a foliação metamórfica no norte da AO e ao padrão concêntrico no sul (Temporim et al., 2020a; Temporim et al., 2020b).

Como prega o método científico, conhecimento só é construído com indagação, testagem e avaliação crítica dos resultados utilizando todos os métodos disponíveis. Assim, a compreensão do regime tectônico durante a distribuição de esforços no AO só pode ser robustamente sustentada por uma quantidade suficiente de dados. Nesse contexto, essa dissertação apresenta uma visão da trama magnética e paleomagnética do pluton Venda Nova (VN) - uma intrusão elíptica de 75 km², com um estreito anel charnockítico/norítico na borda oeste, um envelope sienomonzonítico e um núcleo gabróico – que, apesar de interpretada como pós-colisional por dados geoquímicos (Horn & Weber-

Diefenbach, 1987; Ludka et al., 1998) ainda não apresenta resultados estruturais. Parte deste escopo é um detalhamento da trama magnética do pluton e de sua importância para o contexto tectono-estrutural durante o colapso gravitacional do Orógeno Araçuaí – e, a contraparte, uma perspectiva em escala tectônica da paleogeografia do Gondwana durante o Cambriano, com dados paleomagnéticos inéditos para esse período no AO.

1.2 Justificativa

Mendes & De Campos (2012) apontaram a importância do VN como um corpo geológico com singularidades únicas, podendo ser a “chave” para compreender o processo de interação entre a delaminação crustal e interação com o manto, proposta para as fases finais do AO e do estágio final de sua evolução orogênica. Nesse ponto, é explícita a necessidade da aquisição de dados estruturais de precisão para as fácies do Venda Nova, principalmente porque foi mostrado geoquimicamente que os noritos e charnockitos da borda do mesmo não podem ter derivado do mesmo magma parental que o núcleo básico (Mendes & De Campos, 2012).

Entretanto, apenas posicionar o VN no tempo geológico não é, por si só, garantia de um contexto livre de influência deformacional. Petitgirard et al., (2009) relatou que o corpo quartzo-sienítico Ibituruna, no norte da AO e datado em 511 Ma., é considerado pós-orogênico devido sua forma concentrica e natureza alcalina. Dados de anisotropia de suscetibilidade magnética revelaram, entretanto, que a orientação da trama magnética interna era coincidente com a foliação metamórfica nas encaixantes - indicando um resfriamento lento e uma fábrica rochosa influenciada pelos esforços tectônicos, o que não só o invalida como sendo uma unidade pós-tectônica, mas o condiciona a uma intrusão numa crosta quente (Petitgirard et al., 2009). Nesse ponto, nota-se a importância de estudar a estrutura interna do VN através de dados da trama magnética atrelados a dados micropetrográficos – sendo essa uma tarefa essencial para a elucidação da relação entre o estado de esforços e a temperatura durante o colapso gravitacional no sul do AO.

Do ponto de vista paleogeográfico, os plutons pós-colisionais do sul do AO podem ser ótimos alvos para aquisição de dados paleomagnéticos, uma vez que a própria formação destes representa o último evento termo-tectônico relevante que afetou esta área. Assim, a magnetização remanente primária, representada por uma magnetização termorremanente gerada durante a cristalização e resfriamento desses corpos, foi, muito provavelmente, preservada desde então. Uma vez que poucos polos paleomagnéticos de qualidade de fato existem na América do Sul e África (Gondwana Ocidental) para o Cambriano (D’Agrella-Filho et al., 2004; Moloto-A-Kenguemba et al., 2008; Rapalini, 2018; Rapalini et al., 2015; Tohver et al., 2006; Trindade et al., 2004, 2006) a geração de

um polo paleomagnético para o Venda Nova pode contribuir para a definição da curva de deriva polar aparente da América do Sul e, por consequência, posicionar o Gondwana no período do colapso gravitacional do AO.

1.3 Objetivos

Estudar o pluton Venda Nova em termos de sua trama magnética e correlacioná-la a suas estruturas internas, com o intuito de gerar uma caracterização estrutural e um modelo de alojamento para o corpo, com consequentes implicações para seu contexto tectônico, assim como determinar um polo paleomagnético para a mesma intrusão.

1.3.1 Objetivos específicos

- I. Reconhecer feições microtectônicas em escalas de lâmina delgada para as diferentes fácies do pluton Venda Nova e identificar as estruturas das rochas encaixantes, bem como as feições internas do pluton – tais como foliações e lineações, contatos geológicos e estruturas de deformação;
- II. Caracterizar a mineralogia magnética do pluton por curvas termomagnéticas, histerese magnética, diagramas FORC (*first order reversal curves*) e curvas de magnetização remanente isotermal (IRM);
- III. Analisar a anisotropia de suscetibilidade magnética (AMS) e anisotropia de magnetização remanente anisterética (AARM) para as principais fácies do VN;
- IV. Gerar um modelo numérico de resfriamento bidimensional para o VN;
- V. Determinar a magnetização remanente característica das amostras através de desmagnetizações por campos alternados e térmicas, calcular direções médias por sítio e seus respectivos VGPs (*virtual geomagnetic poles*), cuja média produzirá o polo paleomagnético para a intrusão.

1.4 Localização e aspectos geomorfológicos da região de estudo

O pluton Venda Nova está localizado na região Serrana do Estado do Espírito Santo, na porção Sul do estado, a cerca de 120 quilômetros da capital (Vitória) através da BR-262, que bordeia o corpo (Figura 1). O acesso ao interior desta intrusão só é possível pelo uso de estradas vicinais.

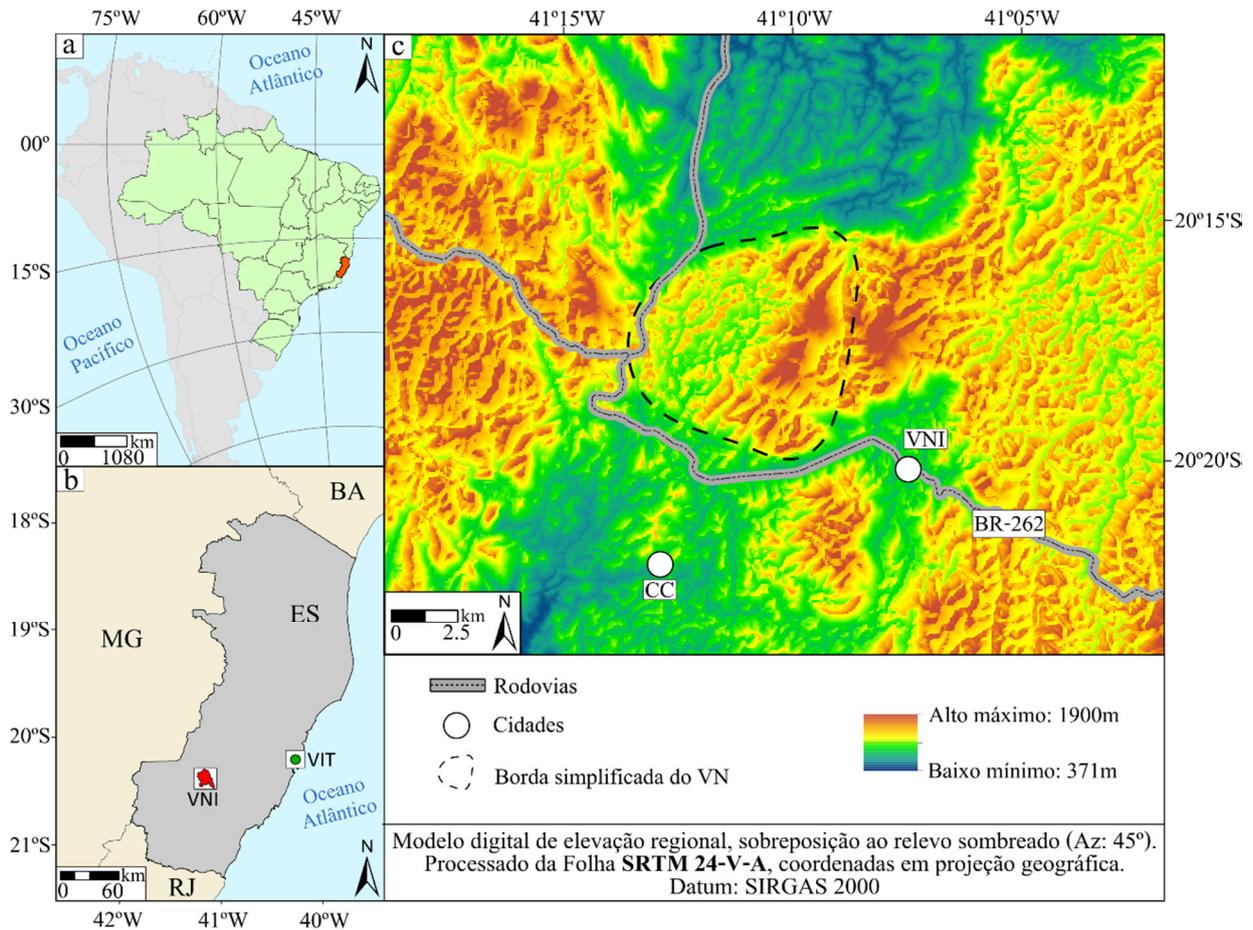


Figura 1 - Localização da área de estudo. Em a) o posicionamento do ES no contexto geográfico da América do Sul; em b) o posicionamento do município de Venda Nova do Imigrante em relação a capital Vitória (ES). Em c) mapa hipsométrico com relevo sombreado da área de estudo, centrado na borda simplificada do VN (linha tracejada). As cores mais quentes indicam as maiores altitudes no mapa. Nota-se que, uma maior elevação na porção leste do corpo em relação a oeste, mas que a intrusão, por si só, é um alto topográfico no cenário das encaixantes. CC – Município de Conceição do Castelo.

A maior parte da intrusão está localizada no município de Venda Nova do Imigrante, sendo a parte NW contida no município de Afonso Cláudio, com porções de borda SW próximas ao município de Conceição do Castelo. Geomorfológicamente, a área está contida no domínio morfoestrutural da faixa de dobramentos remobilizados do estado do Espírito Santo – caracterizada pelas evidências de movimentos crustais que impõem um controle estrutural sobre a morfologia atual (IJSN, 2012). O relevo é descrito como região dos planaltos da Mantiqueira Setentrional, com aspecto montanhoso fortemente dissecado – cuja variação topográfica relaciona-se com a escavação do terreno por drenagens em zonas de fraquezas litológicas. A menor unidade geomorfológica descrita, a qual se encaixa o VN, é a dos Maciços do Caparaó I e II – caracterizados por terrenos intensamente erodidos, com elevações médias em torno de 600 metros e picos que podem atingir

2000 metros, sendo fruto da interação de um clima úmido e uma dissecação influenciada por falhas intercruzadas, quebras de relevo e elevações residuais (IJSN, 2012).

O pluton Venda Nova tem um perfil topográfico variante (Figura 1c), sendo as maiores declividades encontradas na borda do corpo, com uma região suavemente ondulada na porção centro-oeste do mesmo. As maiores altitudes se concentram na porção leste, em alguns pontos ultrapassando 1800 metros de altitude. Comparativamente, o VN, de maneira geral, é um alto topográfico na sua região de contorno.

EMBASAMENTO TEÓRICO

Uma revisão acerca de magnetismo de rochas e paleomagnetismo

2 MAGNETISMO DE ROCHAS

2.1. Comportamento magnético dos materiais

2.1.1 Campos magnéticos e magnetização

Em termos magnéticos, refere-se comumente a dois campos, determinados como campo (B), que é interpretado como o campo de uma região meso-a-macroscópica, e o campo (H) que pode ser calculado em qualquer escala, inclusive a atômica (Dunlop & Özdemir, 1997). B e H estão relacionados através da seguinte equação:

$$B = \mu_0(H + M) \quad \text{Equação (1)}$$

Em que μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo e (M) é a magnetização, definida como o momento de dipolo ($\sum m$) por unidade de volume (V), representando uma região contendo muitos átomos com momentos individuais (m) (Dunlop & Özdemir, 1997). Em materiais não magnéticos, ou no vácuo, a magnetização é nula e os campos B e H são paralelos ($B = \mu_0 H$) (Dunlop & Özdemir, 1997). No modelo atômico de Böhr, o elétron tem uma órbita circular, e seu momento magnético orbital é sempre paralelo ao seu vetor de momento angular orbital. Sob a influência de um campo magnético (H), o torque sobre a carga gera um momento angular orbital e, juntamente do momento magnético atômico, a carga orbita como um giroscópio em torno de (H) (Dunlop & Özdemir, 1997). Além do movimento orbital, o elétron apresenta um momento angular de spin, isto é, o elétron gira em torno de seu eixo, podendo ser no sentido horário ou anti-horário. Estes momentos de spin estão associados a momentos magnéticos intrínsecos (ou de spin) +1/2 ou -1/2, de acordo com o sentido de rotação. Nos materiais, a magnetização (M) é proporcional ao campo magnético aplicado (H), cuja constante de proporcionalidade é denominada de suscetibilidade magnética (χ).

$$M = \chi H \quad \text{Equação (2)}$$

Para matérias com magnetização M, podemos reescrever a Eq.(1) tomando a Eq. (2), onde obtém-se:

$$B = \mu_0(H + \chi H) = \mu_0 H(1 + \chi) \quad \text{Equação (3)}$$

Na Eq. (3), o termo $(1 + \chi)$ é representado por (μ), e chamado de permeabilidade magnética. Isto é, a capacidade do material em permitir a passagem de linhas de campo magnético. Em alguns metais puros e certas ligas metálicas (mumetal, permaloy), (μ) pode ter valores elevados, entretanto, em rochas e minerais, $\mu \approx 1$ (Lowrie, 2007).

2.1.2 Diamagnetismo e paramagnetismo

Na nuvem eletrônica dos materiais, os momentos magnéticos existem devido ao movimento de órbita do elétron, sendo que os momentos magnéticos de *spin* tendem a cancelar uns aos outros. Na presença de um campo magnético ($B = \mu_0 H$), o campo irá induzir um torque no elétron, sendo que tal torque é perpendicular ao campo magnético (Kao, 2004). Esse movimento produz uma rotação contrária ao sentido de órbita do elétron. De acordo com a Lei de Lenz, uma corrente é induzida numa espira de corrente quando esta é exposta a um fluxo de campo magnético variável. O sentido da corrente é tal que cria um campo magnético na direção oposta ao campo indutor. Em termos atômicos, isso significa que o campo magnético externo irá mudar o movimento do elétron de determinada maneira que um campo magnético fraco interno é criado na direção oposta ao movimento do mesmo (Smal & Löwik, 2018). Esse fenômeno é conhecido como diamagnetismo e é independente da temperatura (Tauxe, 2005). Materiais diamagnéticos não apresentam momentos magnéticos de rede sem a presença de um campo externo aplicado. A magnetização nesses materiais ocorre no sentido oposto (Figura 2) do campo indutor (H), sendo, portanto, a suscetibilidade magnética negativa e pequena e a permeabilidade magnética levemente inferior à do vácuo (Kong et al., 2018). Segundo Dunlop & Ozdemir (1997), todos os materiais apresentam comportamento diamagnético. Entretanto, esse pode ser mascarado por outros comportamentos magnéticos.

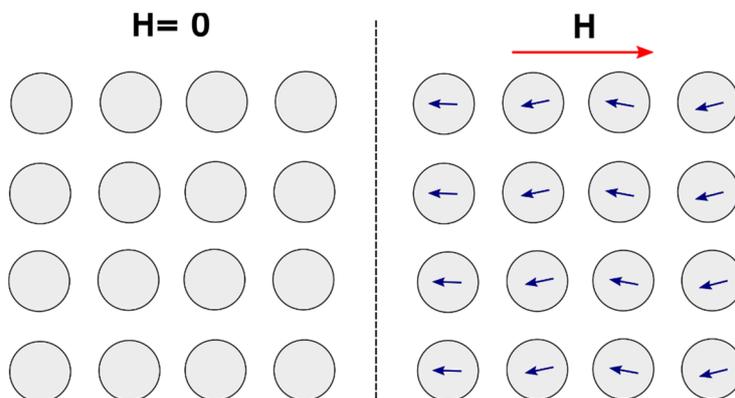


Figura 2 - Representação do comportamento de um material diamagnético. Quando o campo indutor (H) é ausente, não há momentos magnéticos na rede. Na presença de um campo indutor, surge um pequeno campo oposto ao campo indutor, gerando magnetização negativa, fraca e reversível. Fonte: modificado de Kong et al. (2018).

Em alguns materiais, apesar de haver momentos magnéticos de rede esses não interagem uns com os outros devido à agitação térmica. Dessa forma, os momentos tomam direções aleatórias que

resultam numa magnetização igual a zero (Bertotti, 1998b). Entretanto, esses momentos tendem a se alinhar na direção de um campo indutor (H), gerando magnetização positiva e, por consequência, indicando uma suscetibilidade magnética positiva e de maior ordem de grandeza que nos materiais puramente diamagnéticos (Bertotti, 1998a). Pode-se escrever uma relação entre a magnetização de um material paramagnético e um campo indutor, como (Tauxe, 2005):

$$\frac{M}{H} = \left(\frac{C}{T}\right) = \chi_p \quad \text{Equação (4)}$$

A Eq.(4) é conhecida como Lei de Curie para o paramagnetismo e (C) é uma constante intrínseca ao material. O termo “ χ_p ” é chamado de susceptibilidade paramagnética. Por essa Lei, é explícita a relação do magnetismo em função do inverso da temperatura (no caso do comportamento paramagnético). Uma síntese comparativa entre os fenômenos dia e paramagnético pode ser observada na Figura (3).

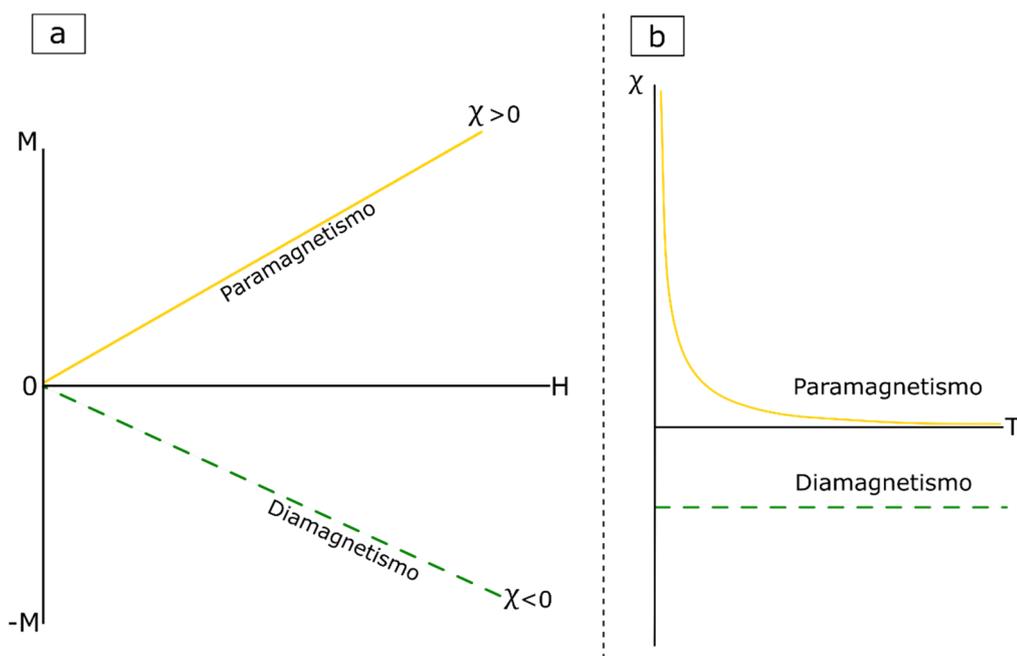


Figura 3 - Representação do comportamento da magnetização frente a um campo indutor para materiais paramagnéticos e diamagnéticos, e comportamento da suscetibilidade magnética com a temperatura. Em a) a reta positiva indica a suscetibilidade magnética positiva e reversível dos materiais paramagnéticos, enquanto que a verde indica a suscetibilidade negativa e reversível dos diamagnéticos. Em b) a variação da suscetibilidade com o inverso da temperatura (T) nos materiais paramagnéticos, em contraste da independência da suscetibilidade com T nos diamagnéticos. Fonte: modificado de Tauxe (2005) e Lowrie (2007).

2.1.3 Ferromagnetismo

Algo a ser ressaltado dos comportamentos magnéticos apresentados anteriormente é o fato que a magnetização obtida é temporária e existente apenas enquanto o campo (H) está ativo. Nesse ponto, pode-se definir essa como magnetização induzida (M_i). Em alguns elementos, como ferro (Fe), níquel (Ni) e cobalto (Co) – características atômicas geram propriedades magnéticas discerníveis que resultam num novo comportamento: o ferromagnetismo (latu senso) (Dunlop & Özdemir, 1997). Nesses materiais, há uma magnetização espontânea (chamada de magnetização remanente) derivada de fortes interações entre *spins* magnéticos vizinhos, que ocorrem em certos cristais (Tauxe, 2005).

A troca de elétrons vizinhos gera uma forte energia de troca, que por consequência produz um forte campo molecular (H_w - campo de Weiss), que alinha os momentos magnéticos paralelamente e produz magnetização espontânea (Lowrie, 2007). Magnetização remanente (M_r) implica diretamente que ($M_r \neq 0$) quando o campo indutor ($H = 0$) (McHenry & Laughlin, 2014). No caso de materiais com magnetização remanente, até uma temperatura específica, o campo molecular predomina sobre a energia térmica, de forma que a agitação molecular não extingue a magnetização remanente na amostra. Essa temperatura específica é dita Temperatura de Curie (T_c), e é característica de cada material cristalino magnético. A relação entre a magnetização e magnetização de saturação (M_s) num material ferromagnético pode ser expressa:

$$\left(\frac{M}{M_s}\right) = \left[L\left(\frac{T_c}{T}\right)\left(\frac{M}{M_s}\right)\right] \quad \text{Equação (5)}$$

A solução gráfica da Eq (5) está representada didaticamente na Figura (4), e (L) se refere à função de Langevin. Essa relação da disputa entre a energia do campo molecular e a energia térmica é um dos preceitos básicos de muitos conceitos envolvidos no magnetismo de rochas.

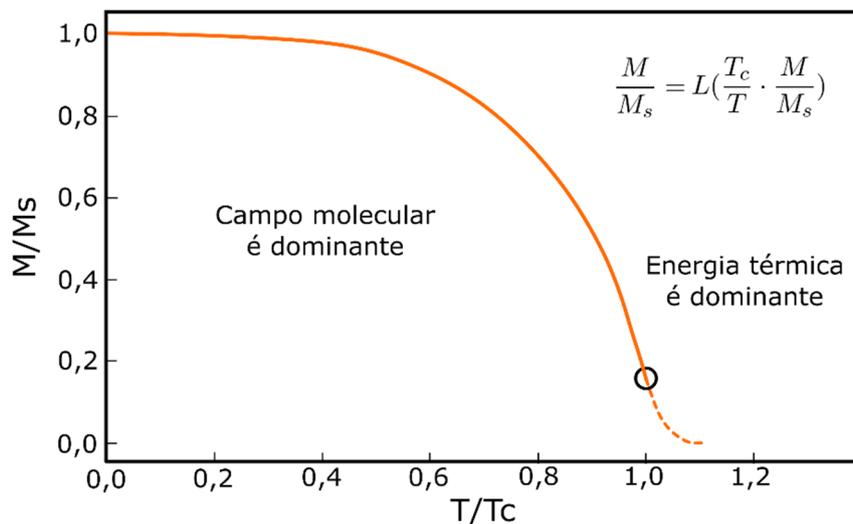


Figura 4 – Solução gráfica da Equação de Curie-Weiss. A curva amarela mostra o comportamento da magnetização normalizada por (M_s) em função da temperatura normalizada pela temperatura de Curie. Quando se atinge a temperatura de Curie (ponto representado pela circunferência em $T/T_c=1$), ocorre a transição do comportamento ferromagnético, onde o campo molecular domina, para o paramagnético, onde a energia térmica aumenta a distância intramolecular na rede cristalina e a energia de troca deixa de ser suficiente para gerar magnetização remanente. Fonte: modificado de Tauxe (2005).

2.1.4 Os tipos de ferromagnetismo

O termo ferromagnetismo basicamente descreve a capacidade do material em portar um campo molecular forte o suficiente para gerar magnetização espontânea. Esse comportamento ferromagnético pode ser explicado como *lato sensu*, e há quatro subdivisões possíveis para classificá-lo: ferromagnetismo (*stricto sensu*), antiferromagnetismo, ferromagnetismo-parasítico e ferrimagnetismo (Lowrie, 2007). No ferromagnetismo *stricto sensu*, os *spins* de momento magnético dentro de um domínio magnético estão todos alinhados segundo uma mesma direção, tendo como resultado forte magnetização espontânea. O conceito de domínios magnéticos será abordado nos capítulos seguintes. Neste ponto, basta compreender este como uma região ínfima de um cristal a qual a magnetização é homogênea (Dickson & Frankel, 1992). O comportamento ferromagnético *stricto sensu* ocorre em ferro elementar e em algumas ligas metálicas, mas não na natureza (Tauxe, 2005).

Nos materiais antiferromagnéticos, os momentos magnéticos mais próximos são opostos uns aos outros (Mizia & Górski, 2007). Abaixo da Temperatura de Curie (T_c) há magnetização espontânea nas sub-redes cristalinas denotadas pelas magnetizações MA (rede-a) e MB (rede-b) (Dunlop & Özdemir, 1997). Um material antiferromagnético é aquele que as magnetizações nas sub-

redes cristalinas são ($M_A = -M_B$) em todas as temperaturas, e, devido a isso, a magnetização espontânea é nula (Dunlop & Özdemir, 1997).

Materiais antiferromagnéticos podem ser diferenciados dos paramagnéticos através da relação direta do aumento da suscetibilidade magnética com a temperatura, devido a um ordenamento da rede (Palagummi & Yuan, 2016). Entretanto, a determinada temperatura, na qual a agitação térmica supera os efeitos de interação, o comportamento dos materiais antiferromagnéticos se torna semelhante ao paramagnético. Essa temperatura é conhecida como Temperatura de Néel (T_N). Em alguns minerais (e.g., hematita) os spins antiferromagnéticos estão ligeiramente inclinados (décimos de grau), configuração esta denominada de spin-canted antiferromagnetism (antiferromagnetismo de spin inclinado). Esta pequena inclinação gera uma magnetização resultante perpendicular ao plano basal da estrutura hexagonal da hematita. Se um material antiferromagnético tem defeitos cristalinos, alguns *spins magnéticos* antiparelos podem acabar inexistindo. Esse efeito acaba por impedir o cancelamento de momentos que se observa num material antiferromagnético, gerando um fraco momento magnético de defeito. Esse tipo de comportamento é chamado de ferromagnetismo-parasítico (Lowrie, 2007). No caso da hematita, suas propriedades magnéticas estão associadas tanto aos spins inclinados quanto aos momentos de defeito que o mineral apresenta. Uma representação de alguns dos comportamentos indicados está representada na Figura (5).

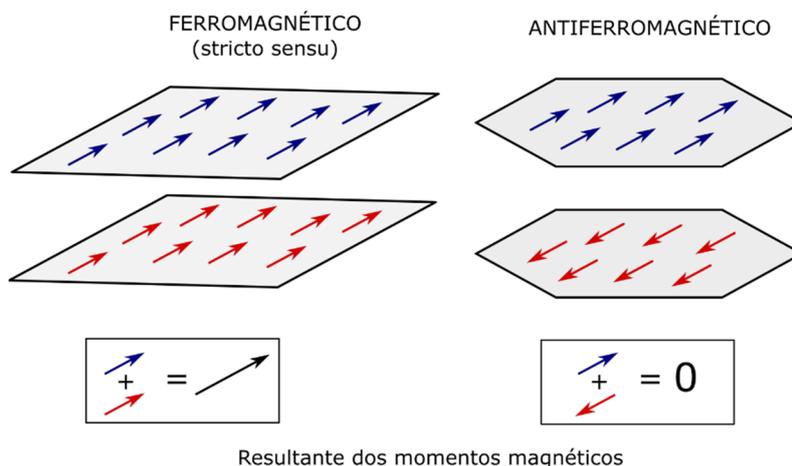


Figura 5 – Representação de alguns comportamentos ferromagnéticos. Os planos cinzas representam os planos cristalográficos imediatamente próximos em cada material.

O termo ferrimagnetismo foi posposto por Néel para descrever o fenômeno de ordenamento nas ferritas, a qual os íons de ferro (Fe) aparecem em dois estados iônicos diferentes e, portanto,

portam diferentes momentos magnéticos com pareamentos antiferromagnéticos (Sechovský, 2001). O ferrimagnetismo é observado apenas em compostos com estrutura cristalina mais complexa que as de elementos puros. Uma vez que há uma diferença na magnitude dos momentos magnéticos orientados antiparalelamente, gera-se magnetização remanente nesses materiais (Kong et al., 2018). O comportamento ferrimagnético é, portanto, semelhante ao ferromagnetismo (*stricto sensu*), no sentido de ambos exibirem magnetização espontânea abaixo da Temperatura de Curie (T_c) (Gupta & Yan, 2016). Apenas a caso de exemplificação, a magnetita ($\text{Fe}^{2+}\text{Fe}_2^{3+}\text{O}_4$) possui sítios intersticiais em uma estrutura cúbica de face centrada (Figura 6). Os sítios tetraedrais (A) são ocupados apenas por íons de (Fe^{3+}), enquanto os sítios octaedrais (B) são ocupados por íons de (Fe^{2+}) e (Fe^{3+}) (Dunlop & Özdemir, 1997). Enquanto os momentos de (Fe^{3+}) se cancelam, sobram os momentos de (Fe^{2+}), gerando uma resultante e, portanto, uma magnetização espontânea (Kong et al., 2018).

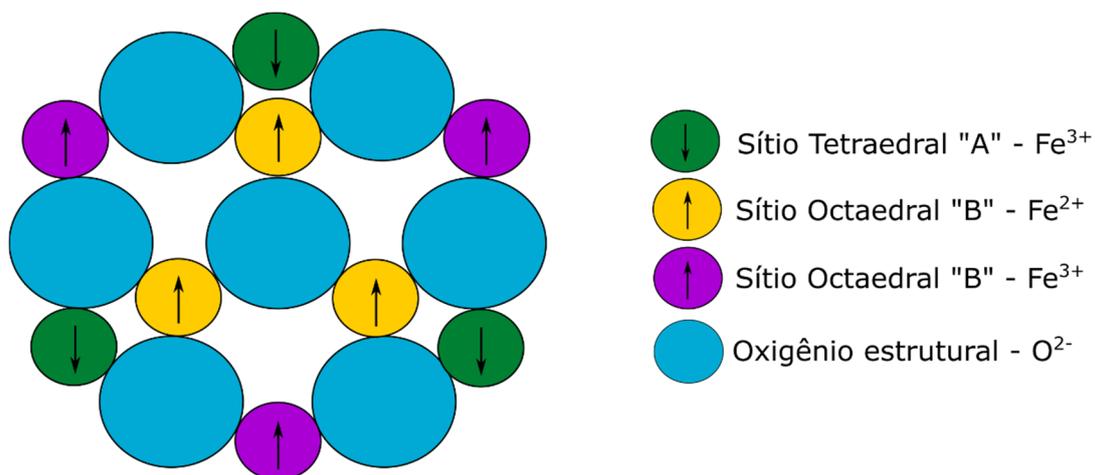


Figura 6 – Representação esquemática do ordenamento atômico da magnetita (Fe_3O_4). Os cátions de ferro (3) se cancelam, enquanto os cátions de ferro (2) contribuem com momentos magnéticos resultantes. Fonte: modificado de Kong et al. (2018).

A composição química e estruturação cristalina dos materiais exercem um papel crucial na determinação das propriedades químicas das substâncias. Há uma diferença marcante em substâncias produzidas artificialmente e aquelas naturais: primeiramente, as substâncias antropogênicas geralmente buscam o maior grau de homogeneidade possível – tal pureza química é extremamente rara nos meios naturais. Isso implica diretamente que, pequenas mudanças químicas, estados de oxidação distintos, impurezas e falhas na estrutura cristalina dos materiais alteram diretamente as propriedades magnéticas (Lanza & Meloni, 2006).

2.2 Anisotropias magnéticas

Devido ao arranjo atômico, alguns eixos cristalográficos são mais facilmente magnetizados do que outros (Dunlop & Özdemir, 1997). A simetria da rede de um composto metálico afeta diretamente o processo de troca eletrônica, fazendo que haja uma direção preferencial para a ocorrência da magnetização espontânea (M_s), chamada de eixo de fácil magnetização (*easy axis*). Através disso, é possível compreender a existência de uma anisotropia na energia cristalina, denominada energia magnetocristalina (Lowrie, 2007). De maneira geral, a energia de anisotropia magnetocristalina (E_k), depende diretamente da orientação da magnetização em relação aos eixos cristalográficos (Figura 7), e, portanto, pode ser expressa em função dos cossenos direcionais (α_1), (α_2) e (α_3) do vetor magnetização em relação aos principais eixos cristalográficos [100],[010] e [001] (Sechovský, 2001).

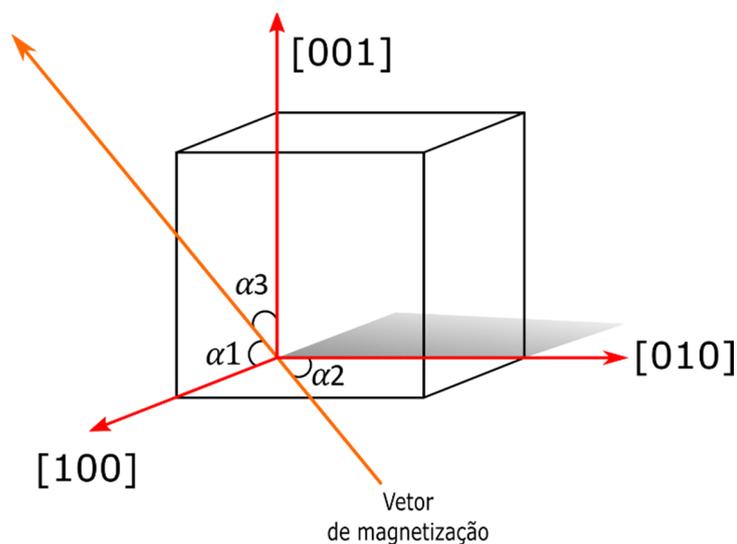


Figura 7 - Posição dos ângulos formados entre os eixos cristalográficos de um cristal do sistema cristalino cúbico com um vetor de magnetização.

Para materiais de sistema cristalino cúbico, a energia de anisotropia magnetocristalina (E_k), pode ser escrita como (Dunlop & Özdemir, 1997):

$$E_k = K_1 V [(\alpha_1^2 \alpha_2^2) + (\alpha_2^2 \alpha_3^2) + (\alpha_3^2 \alpha_1^2)] + K_2 V (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) \quad \text{Equação (6).}$$

Os termos “ K_1 ” e “ K_2 ” são chamados de constantes anisotrópicas, sendo intrínsecas ao material, e “ V ” é o volume do grão magnético. Quanto maior for a energia (E_k) ao longo de um eixo, maior é a dificuldade do grão em ser magnetizado nesta direção. O eixo onde a energia é máxima é

denominado de eixo de magnetização difícil (*hard axis*) (Dunlop & Özdemir, 1997). No caso da magnetita, este eixo é o [100] e o eixo fácil de magnetização é o [111].

Outra energia de anisotropia magnética é gerada pela deformação da rede cristalina, efeito que acompanha a magnetização. Essa é chamada de energia de anisotropia magnetostrictiva (Brooks et al., 2001; Dunlop & Özdemir, 1997). Magnetostrictão é o fenômeno ao qual ocorrem mudanças físicas nas dimensões de um material ferromagnético por aplicação de tensões, que pode ser o encolhimento ou a alongamento dessas dimensões (Sajjia et al., 2016). A energia anisotrópica magnetostrictiva ($E\sigma$), pode ser aproximada por:

$$E\sigma = -\left(\frac{3}{2}\right)\bar{\lambda}\sigma\text{sen}^2(\theta) \quad \text{Equação (7)}$$

Onde ($\bar{\lambda}$) é uma constante adquirida experimentalmente, (σ) é a tensão e (θ) é o ângulo entre a tensão e o eixo cristalográfico (c) (Tauxe, 2005). Nos materiais, como exemplo na magnetita, a magnetostrictão é dependente da direção cristalográfica, sendo positiva (uma expansão ocorre na mesma direção da magnetização) para o eixo (111) e negativa para magnetização ao longo do eixo (100).

Finalmente, é possível introduzir a terceira e principal anisotropia magnética: a magnetostática, ou anisotropia de forma. Para compreender esse mecanismo, é possível se embasar no conceito de polos magnéticos. Nesse caso, para um material uniformemente magnetizado, polos opostos se formam nas superfícies externas do material (Lowrie, 2007). Nesse ponto, é importante notar que – enquanto o campo externo (B) gera campos com *loops* das linhas de campo fechadas nos polos, o campo interno (H) começa e termina nas superfícies do material. Como resultado, forma-se um campo desmagnetizante (H_d) que se opõe à magnetização (Figura 8). A intensidade de (H_d) depende da densidade de polos distribuídos nas partículas, sendo inversamente proporcional à distância entre as duas faces de superfícies opostas.

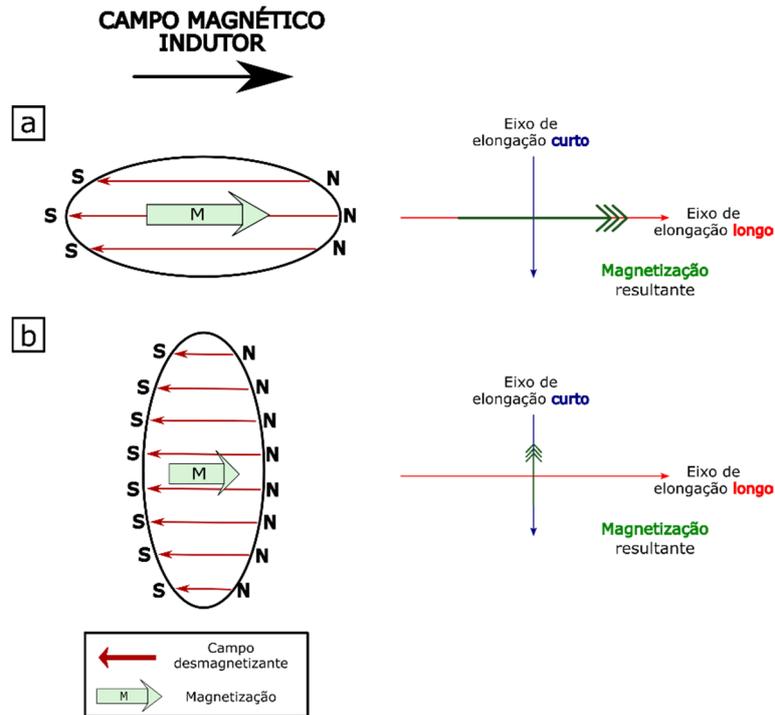


Figura 8 – Representação da formação de polos nas superfícies externas de uma partícula de magnetização M e geração de um campo desmagnetização ($H_d = -NM$) oposto à magnetização. Em a) a densidade de formação de polos é menor e a distância entre eles é maior no sentido de maior alongação, contribuindo para um campo desmagnetizante mais fraco, isto é, $N < 1/3$. Em b) a maior densidade de polos distribuídos na superfície e a menor distância entre os polos contribuem para um campo desmagnetizante maior ($N > 1/3$). Fonte: modificado de Lowrie (2007).

Sendo o campo desmagnetizante (H_d) dependente da forma da partícula e intensidade da magnetização (M), pode-se escrever:

$$H_d = -NM \quad \text{Equação (8)}$$

(N) é chamado de fator desmagnetizante, sendo uma constante de proporcionalidade adimensional (Lowrie, 2007).

A energia gerada pela anisotropia magnetostática é chamada de energia desmagnetizante (E_D), e pode ser escrita por:

$$E_D = \left(\frac{\mu_0}{2}\right) (N)M^2 \quad \text{Equação (9)}$$

Para grãos esféricos o fator desmagnetizante (N) é igual a $1/3$ em qualquer direção (X , Y ou Z) do grão, sendo que prevalece a anisotropia magnetocristalina para orientação da magnetização ao longo dos eixos cristalográficos de fácil magnetização (Dunlop & Özdemir, 1997). Para grãos elipsoidais, entretanto, o valor de N é menos do que $1/3$ se a magnetização (M) estiver ao longo do

eixo maior do elipsoide (Figura 8a) e será maior do que $1/3$ se a magnetização (M) estiver na direção do eixo menor do elipsoide. Consequentemente, o campo desmagnetizante (H_d) será menor ao longo do eixo maior, o que faz com que a magnetização de grãos alongados com alta magnetização (caso da magnetita) tenha preferência pelo eixo maior do grão, gerando assim, uma anisotropia de forma.

Compreender como funcionam e quais são as anisotropias existentes nos materiais magnéticos é a base para a compreensão de como muitos mecanismos e propriedades magnéticas funcionam e se formam. Devido a isso, nesta revisão, foi escolhido apresentar um embasamento suficiente destes conceitos antes de seguir para tópicos mais complexos – como os domínios magnéticos e a influência desses no comportamento de grãos com comportamento ferromagnético na presença de um campo indutor.

2.3 Domínios magnéticos e histereses magnéticas

2.3.1 Introdução ao conceito de domínios magnéticos

Como mostrado no capítulo anterior, a energia magnetostática é dependente da magnetização ao quadrado do grão magnético e de seu volume (equação 9). Se o volume de uma partícula aumenta, aumenta também a sua magnetização e, por consequência, há um aumento na densidade de polos nas superfícies da partícula. Diretamente relacionado, a intensidade do campo desmagnetizante interno aumenta com o volume dessa partícula (Dunlop & Özdemir, 1997). Em determinado ponto, o balanço entre o campo magnetizante e a magnetização se torna tal que os alinhamentos dos spins magnéticos se dividem em duas partes antiparalelas, reduzindo a energia magnetoestática imediatamente (Lanza & Meloni, 2006). As regiões de magnetização uniforme são individualmente chamadas de domínios magnéticos.

Se uma partícula tem um volume suficientemente pequeno, a magnetização dentro da partícula é uniforme. Essas partículas são definidas como monodomínio (*single domain*, SD) (Tauxe, 2005). A medida que o volume da partícula aumenta, outros domínios tendem a se formar, reduzindo a energia desmagnetizante a cada formação de um domínio novo. Uma partícula com vários domínios magnéticos separados é chamada de multidomínio (*multidomain*, MD). Os arranjos específicos dos domínios magnéticos dependem do campo em que a partícula está exposta e do balanço de várias energias associados ao estado ferromagnético (McHenry & Laughlin, 2014):

- a. A energia atômica de troca;
- b. A energia de anisotropia magnetostática (E_D);
- c. A energia de anisotropia magnetocristalina (E_K);

d. A energia de anisotropia magnetoestrictiva ($E\sigma$);

A transição de um estado SD para um estado MD é chamado de pseudo-monodomínio (*pseudo-single-domain*, PSD) (Lanza & Meloni, 2006). Os domínios magnéticos são separados uns dos outros por paredes de domínio (*domain walls*), que são regiões de rápida transição na direção dos *spins* (Tauxe, 2005). A energia de troca favorece a formação de paredes de domínio mais largas, com centenas de átomos realizando uma transição gradual dos *spins* de uma direção para outra (Figura 9b). Em comparação, a energia de anisotropia magnetocristalina, por outro lado, favorece a geração de paredes de domínio finas, com transições abruptas da direção dos *spins* (Figura 9a) (Tauxe, 2005). A espessura da parede depende, então, de um balanço entre a energia magnetocristalina e a energia de troca, resultando em uma energia total mínima associada à parede (Dunlop & Özdemir, 1997).

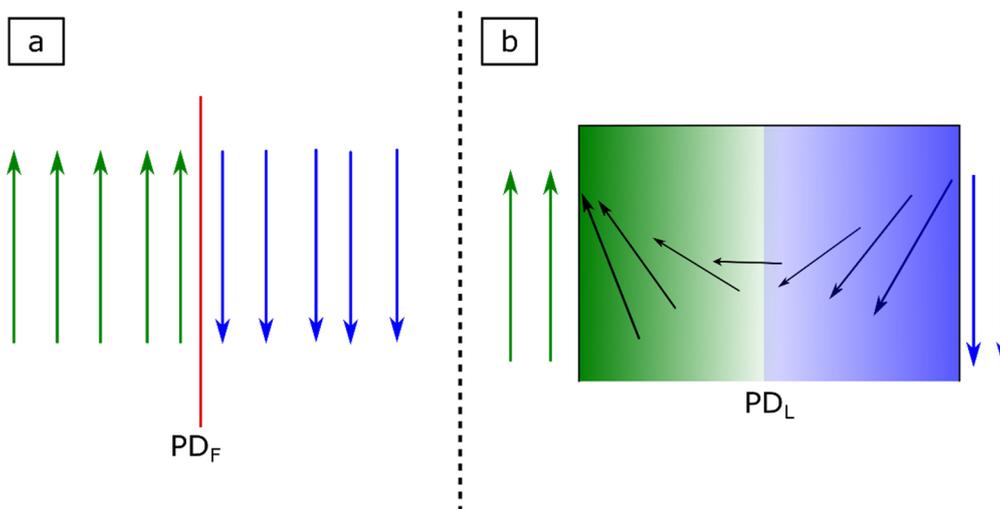


Figura 9 – Paredes de domínio finas e largas. Em a) a energia de anisotropia magnetocristalina favorece o aparecimento de paredes de domínio finas (*PD_f*), exigindo maior energia para efetuar a transição das direções dos *spins*. E em b) a energia de troca favorece a formação de paredes de domínio largas (*PD_L*), com uma extensa área de transição onde a energia requerida é menor, mas há mais *spins* em direções dispersas. Fonte: modificado de Tauxe (2005).

2.3.2 Histerese magnética: compreendendo como os materiais ferromagnéticos reagem a um campo indutor

Previamente, foi discutido como a magnetização varia frente a um campo indutor e se introduziu o conceito de suscetibilidade magnética. Fica claro que, para materiais paramagnéticos e diamagnéticos, ocorre a perda da magnetização se um campo indutor não estiver sendo aplicado. Da mesma maneira, introduziu-se o conceito do comportamento ferromagnético e de uma magnetização

remanente. Agora que um embasamento teórico sobre anisotropias magnéticas e de como as características intrínsecas de partículas ferromagnéticas podem se diferenciar, é possível abordar com mais propriedade o que ocorre com os materiais ferromagnéticos quando um campo é aplicado.

Se um campo indutor é suficientemente forte para superar a energia anisotrópica total, e se esse for aplicado na direção oposta à direção da magnetização do material ferromagnético, os momentos magnéticos conseguem ultrapassar a barreira energética que os mantém fixos e permanecem na direção do campo mesmo após este ser removido (Tauxe, 2005). O campo capaz de forçar os momentos a ultrapassar a barreira energética e causar a reorientação, denomina-se por *flipping field*. Generalizadamente, pode-se dizer que materiais com comportamento ferromagnético (*lato sensu*) sofrem histerese magnética. “A histerese magnética é o coração do comportamento de materiais magnéticos” (Bertotti, 1998b). O ciclo de histerese magnética é realizado submetendo uma amostra a um campo magnético cíclico (B) e registrando concomitantemente seu momento magnético total (Tauxe, 2005).

Supondo um campo inicial ($B=0$) e uma assembleia de grãos aleatórios onde cada momento magnético está orientado segundo sua anisotropia magnética, gerando uma resultante de magnetização ($M=0$) - a medida que o campo é aumentado progressivamente, as energias das paredes de domínio começam a ser superadas, favorecendo o crescimento de novos domínios com direção de magnetização próximos ao do campo (B) e, a medida que o campo indutor aumenta, os domínios começam a rotacionar na direção do mesmo.

Esse efeito provoca um aumento da magnetização no começo do processo e, quando há poucos, ou nenhum domínio com direção oposta à (B), a curva de magnetização em função do campo indutor tende a se tornar mais retilínea com a estabilização da magnetização (Figura 10). Esse ponto é conhecido como magnetização de saturação (M_s) (Lanza & Meloni, 2006). Essa é a primeira fase do processo conhecido como ciclo de histerese magnética. A continuação do processo é reduzir a intensidade do campo (B), ao mesmo tempo em que se registra o momento magnético nesse processo.

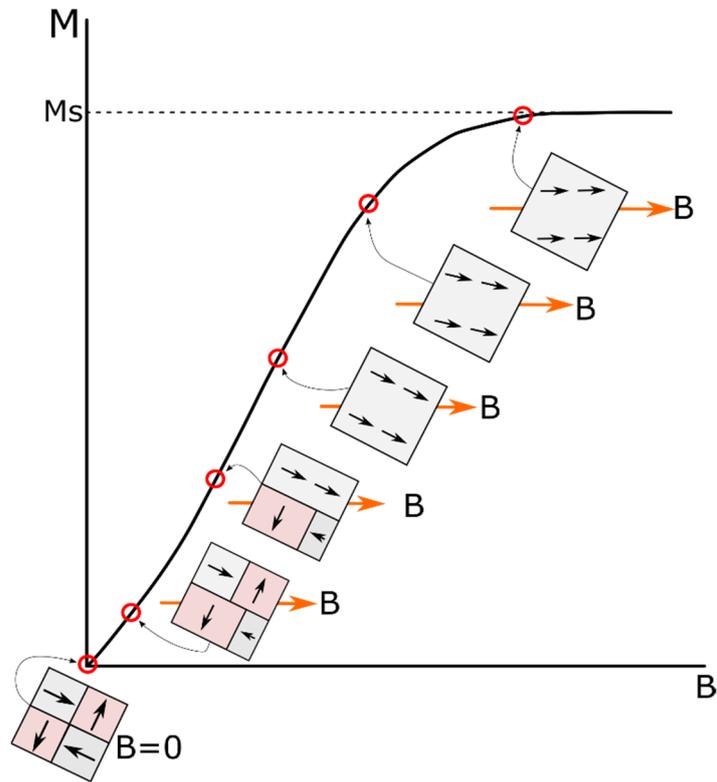


Figura 10 – Indução de um campo (B) e registro da magnetização (M) de um material ferromagnético formado por uma assembleia de grãos. A representação demonstra a evolução das paredes de domínio e orientação dos momentos na direção do campo indutor (correspondentes aos pontos da curva representados por círculos), até o ponto em que a maioria dos momentos estão paralelos a (B) e a magnetização máxima (de saturação, M_s) é atingida. Fonte: modificado de Lanza & Meloni (2006).

Após atingir (M_s), (Figura 11, linha C1) e o campo aplicado ser reduzido – de forma que em ($B=0$) – os materiais ferromagnéticos ainda portam magnetização (Figura 11, linha C2). Essa magnetização é definida como a magnetização remanente de saturação (M_{rs}). Se o campo (B) agora for aplicado na direção oposta, em determinado valor, atinge-se um campo capaz de levar a magnetização remanente a zero (Figura 11, linha C3). Esse campo é conhecido como força coerciva (B_c) (Lowrie, 2007). A força coerciva mede a magnitude que um campo deve ser aplicado num material para reverter sua magnetização remanente de saturação ao valor nulo (Bertotti, 1998b). Se a intensidade do campo for ainda maior no sentido oposto, em determinado momento, os momentos magnéticos atingirão a magnetização de saturação nesse sentido (Figura 11, linha C4). Por conta da remanência, a remoção do campo e a aplicação do mesmo na direção positiva novamente formará o ciclo da histerese, de forma que a curva não mais irá retornar pela origem quando o campo for novamente (Figura 11, linha C5) zero (Figura 11) (Lowrie, 2007). Entretanto, para determinado valor

do campo contrário (B), há um campo de intensidade exata para anular a magnetização remanente de saturação (Figura 11, linha C6). Esse campo é denominado coercividade de remanência (Bcr).

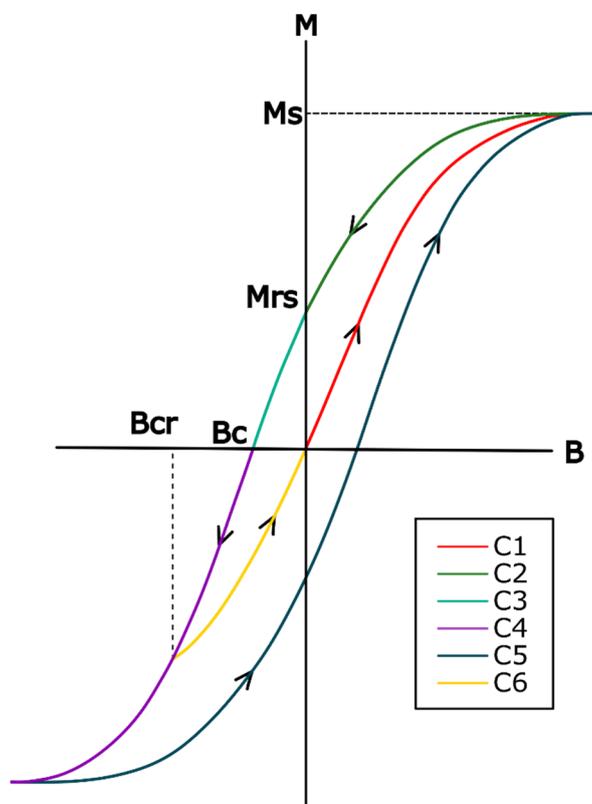


Figura 11 – Ciclo de histerese de um material ferromagnético. C1 indica a indução até a magnetização de saturação (Ms); C2 é o caminho da redução do campo até B=0, onde a magnetização remanente de saturação é atingida (Mrs); C3 descreve a curva até atingir a força coerciva (Bc) e C4 o caminho no sentido oposto até atingir a magnetização de saturação; C5 descreve a retirada do campo e a aplicação do mesmo na direção positiva novamente completando o ciclo de histerese e; C6 aponta o caminho para o qual a magnetização remanente de saturação se anula se o campo fosse retirado, campo este chamado de coercividade de remanência da amostra (Bcr). Fonte: modificado de Lowrie (2007).

É importante destacar que a resposta da magnetização frente ao campo indutor nos materiais ferromagnéticos depende de como os domínios magnéticos respondem e, portanto, a própria histerese é condicionada às características do material e do arranjo de seus domínios. O que leva diretamente à análise da variabilidade do padrão das curvas de histerese magnética frente a mineralogias distintas associadas a estruturas SD, PSD e MD. Foi descrito que, frente a um campo com intensidade suficientemente forte, as barreiras de energia das paredes de domínio podem ser superadas e novos domínios podem se nuclear ou, mesmo, pode ocorrer uma rotação completa do

domínio magnético. De acordo com Dunlop & Özdemir (1997), a rotação de domínios magnéticos é um processo geralmente muito mais energético que o deslocamento de paredes de domínio e a nucleação. Por essa razão, é necessário um campo de intensidade muito superior nos grãos SD para alterar sua magnetização do que nos grãos MD, gerando o conceito de “*magnetically hard*” para grãos (SD) e “*magnetically-soft*” para grãos (MD).

Na investigação de grãos MD pelo processo de histerese magnética, a magnetização é descontínua e ocorre em muitas etapas no processo de deslocamentos das paredes de domínio e nucleação de novas paredes. Essas etapas são, entretanto, discretas e praticamente indetectáveis nas medições macroscópicas (Dunlop & Özdemir, 1997). Apesar da magnetização não retornar ao estado inicial após passar pelo processo de histerese, nas partículas MD essa irreversibilidade é muito pequena (Figura 12).

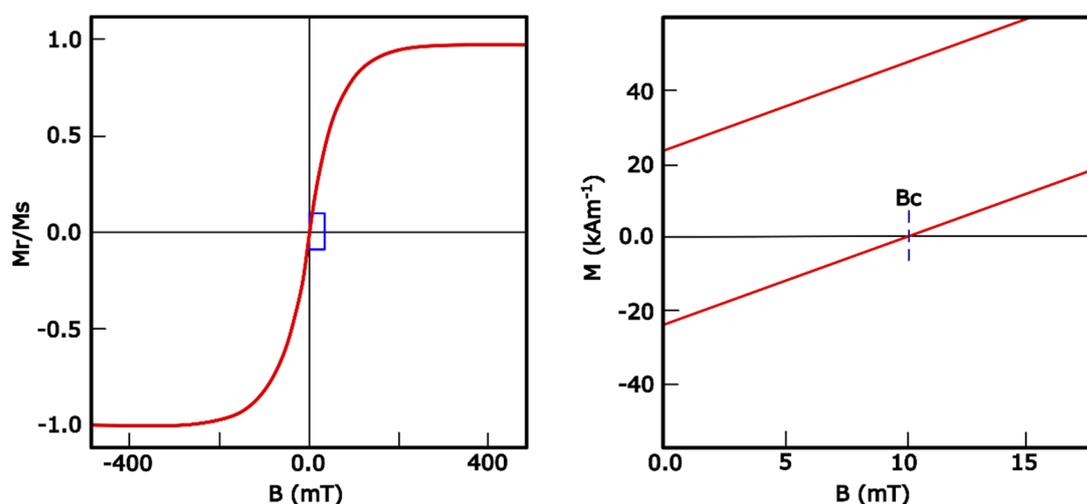


Figura 12 – Histerese de uma assembleia de grãos MD. A figura da esquerda mostra uma curva aparentemente reversível. A figura da direita é o zoom na área do quadro azul, com a magnetização no eixo (y) não normalizada. É possível observar, nesta imagem, que apesar da aparente reversibilidade na figura da esquerda, as retas não interceptam a origem. (B_c) é a coercividade volumétrica da assembleia. Fonte: modificado de Tauxe (2020).

Para uma assembleia de grãos SD aleatoriamente orientados, a magnetização medida num ciclo de histerese magnética é, conseqüentemente, a soma vetorial das magnetizações associadas a todos os grãos (Tauxe, 2005). Como é notável, a remanência adquirida na aquisição de curva de histerese é mais expressiva e a coercividade (B_c) mais alta que a de grãos MD (Figura 13). Para a magnetita, nos grãos SD a coercividade associada à energia de anisotropia magnetocristalina pode ser de uma ou duas ordens de grandeza maior que a coercividade de grãos MD, assegurando a

estabilidade da remanência de grãos SD de magnetita frente às variações do campo geomagnético (Dunlop & Özdemir, 1997).

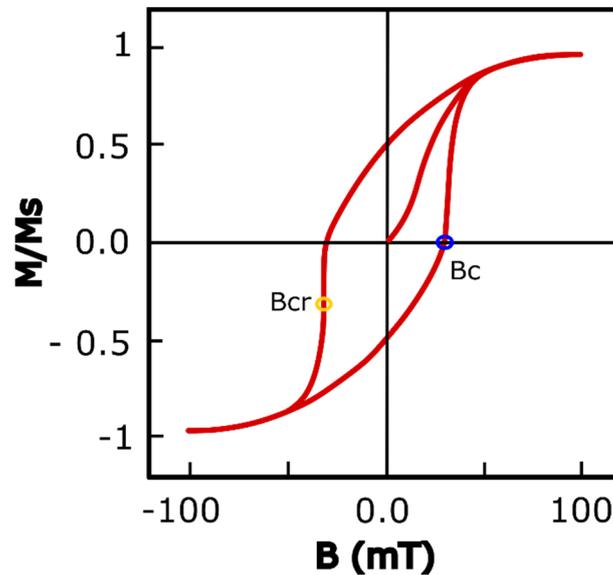


Figura 13 – Histerese magnética de uma assembleia de grãos SD uniaxiais com orientação aleatória. (B_c) é a coercividade volumétrica da amostra e (B_{cr}) é a coercividade de remanência. Nota-se como, quando comparado com a histerese magnética de uma assembleia MD, há uma diferença marcante da intensidade da força coerciva, muito superior nos grãos MD. Fonte: modificado de Tauxe (2020).

Histereses magnéticas de grãos de dimensões intermediárias entre o SD e MD, os ditos pseudo-monodomínio (PSD), são mais complexas. Para entender melhor esse comportamento, é necessário desmembrar o comportamento PSD em dois estados magnéticos: o estado de flor (*flower state*) e o de estado de vórtice (*vortex state*) (Tauxe, 2005). Para o estudo dessas estruturas magnéticas complexas, são efetuadas modelagens micromagnéticas, simulando um volume de partícula e ligando os dados a uma matriz que contenha informações das energias de anisotropias magnéticas (Williams & Dunlop, 1995). No dito *flower state* (Figura 14a), a magnetização da partícula é radialmente inclinada como uma consequência da interação entre as energias magnetostáticas das bordas da partícula. Essa não uniformidade causa uma redução na energia magnética total na partícula se comparado a uma magnetização uniforme, e corresponde a um estado de equilíbrio da magnetização (Schabes & Bertram, 1988). A um tamanho crítico, as rotações dos momentos se tornam alinhados com o eixo de fácil magnetização do cristal, de forma que haja uma simetria circular no posicionamento dos momentos (Figura 14b). Esse comportamento, que substitui o *flower state*, é dito *vortex state* (Schabes & Bertram, 1988).

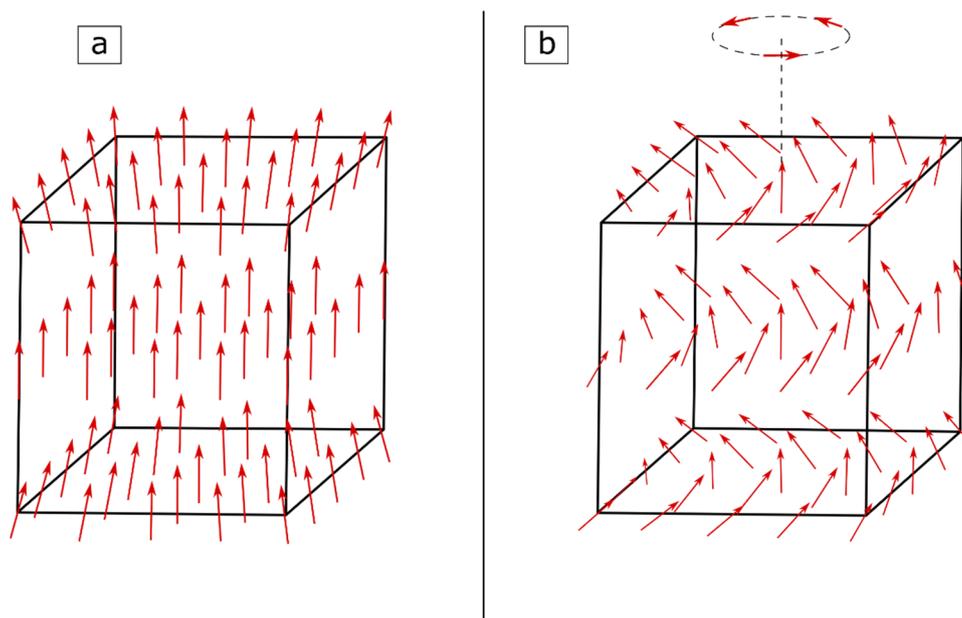


Figura 14 - Desmembrando o estado de pseudo-monodomínio (PSD). a) O estado de equilíbrio de magnetização não uniformizada conhecido como *flower state*. b) *Vortex state* de momentos que rotacionam ao redor de um eixo de fácil magnetização. Fonte: modificado de Schabes & Bertram (1988).

Além de multidomínio (MD), pseudo-monodomínio (PSD) e monodomínio (SD), há ainda um quarto comportamento, reservado às partículas extremamente finas, chamado de comportamento super-paramagnético (SP). A medida que o volume da partícula diminui, diminui também a energia magnética associada, já que esta varia com o volume da partícula. Em um tamanho crítico, a energia térmica é comparável às barreiras energéticas, desalinhando os momentos magnéticos. As partículas super-paramagnéticas ainda possuem o alinhamento de momentos magnéticos típico do ferromagnetismo, mas a duração na qual essa magnetização permanece antes de ser superada pela energia térmica é de poucos segundos (Lanza & Meloni, 2006). Se realizado um ciclo de histerese magnética numa partícula SP, vê-se que a curva de ida e volta do processo é reversível. Um desdobramento maior acerca da duração em que a magnetização adquirida é estável antes de ser superada pela energia térmica será realizado no próximo capítulo dessa revisão.

Uma última abordagem pode ser feita avaliando a resposta da histerese frente a uma assembleia de grãos que contenham uma mistura de partículas de dimensões diferentes (distintos estados de domínio) e/ou uma assembleia magnética multiminerálica. O que se observa nessas misturas, é uma distorção dos ciclos, gerando uma constrição no centro da histerese (*wasp-waisted*)

ou um espalhamento na zona central e uma curvatura nas ombreiras da histerese (*potbellies*) (Tauxe et al., 1996). Um espalhamento na zona central de *potbellie* muito ampla pode ser chamada de “*gooseneck*”. Uma contribuição de partículas SD/SP pode gerar tanto *wasp-waisted* quanto *potbellies*, sendo que – para o primeiro, os grãos SP são menores e devem ser rapidamente saturados a valores baixos do campo indutor e, para o segundo, essa saturação só é obtida a campos mais altos em decorrência de partículas SP maiores (Tauxe et al., 1996).

Como mencionado, uma mistura de materiais ferromagnéticos (magnetitas e hematitas, por exemplo) também pode causar efeitos como histereses *wasp-waisted*. Entretanto, para materiais com magnetização remamente fraca (como a hematita), a concentração deste mineral deve ser alta para causar esse efeito se houver outros minerais ferrimagnéticos no material.

2.3.3 First Order Reversal Curves (FORCs)

A histerese magnética oferece informações sobre as propriedades magnéticas volumétricas de uma amostra rochosa, não diferenciando os componentes presentes quanto às suas estruturas de domínio (Roberts et al., 2000). Essa deficiência pode ser superada usando dados de magnetização de curvas de histereses parciais (*first order reversal curves*, FORCs), transformando-os em um gráfico de contorno (diagramas FORC) de uma função distribuição bidimensional (Roberts et al., 2000).

Na realização do FORC, inicia-se o processo saturando a amostra magneticamente. O campo é então reduzido a um valor de campo (μ_0H_a) e saturado novamente, de forma que passe por um campo (μ_0H_b) (Pike et al., 2001; Tauxe, 2005). Repetindo esse processo para diferentes valores de (μ_0H_a) se obtém um FORC (a magnetização na curva entre μ_0H_a e μ_0H_b) para cada passo (Carvallo et al., 2004) (Figura 15).

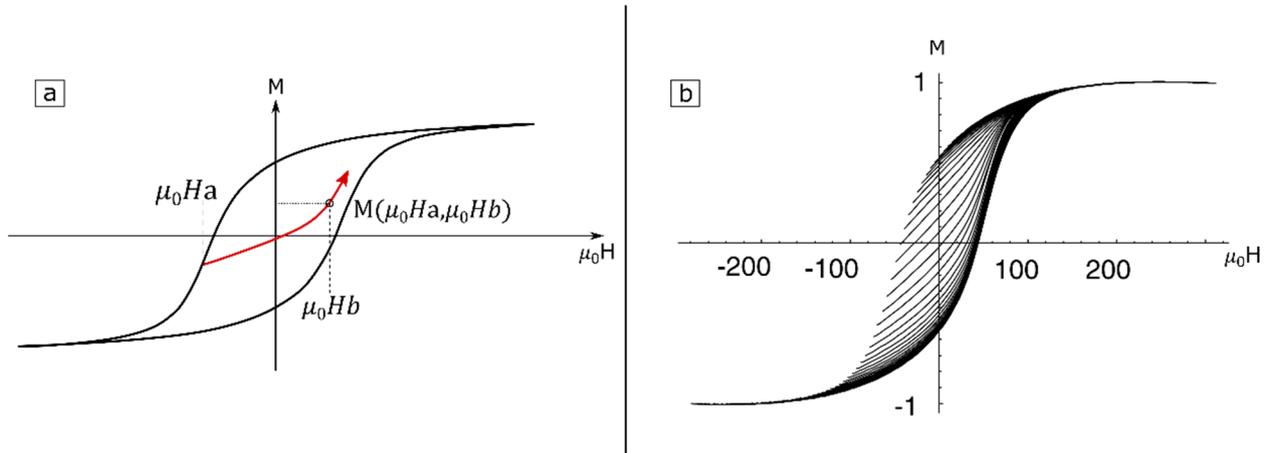


Figura 15 – Em a) A curva vermelha é um FORC de uma etapa de saturação, redução à (μ_0H_a) e aumento passando por (μ_0H_b) . Fonte: modificado de Roberts et al., (2000). Em b) Representação de uma série de FORCs, para diferentes valores de (μ_0H_a) . Fonte: modificado de Carvalho et al. (2004).

A distribuição FORC pode então ser escrita como :

$$\rho(\mu_0H_a, \mu_0H_b) = - \left(\frac{\partial^2 M(\mu_0H_a, \mu_0H_b)}{\partial \mu_0H_a \partial \mu_0H_b} \right) \quad \text{Equação (10)}$$

Onde a distribuição $\rho(\mu_0H_a, \mu_0H_b)$ é bem definida para $\mu_0H_b > \mu_0H_a$. Para realizar o *plot* de um diagrama FORC, muda-se as coordenadas da distribuição para B_c e B_u , onde:

$$B_u = \left(\frac{\mu_0H_a + \mu_0H_b}{2} \right) \quad \text{Equação (11)}$$

$$B_c = \left(\frac{\mu_0H_b - \mu_0H_a}{2} \right) \quad \text{Equação (12)}$$

Para realizar-se o contorno, considera-se uma superfície polinomial composta por “n” FORCs paralelos, com um ponto “P” no centro dessa superfície. O número de pontos existentes na malha (*grid*) é ajustado por um parâmetro de suavização (*smoothing factor*, SF) e é escrito como (Roberts et al., 2000):

$$\text{Número de pontos no grid} = (2SF + 1)^2 \quad \text{Equação (13)}$$

A magnetização nos pontos do *grid* pode então ser calculada por um ajuste de uma superfície polinomial determinada pela soma dos termos e seus coeficientes (a):

$$a_1 + a_2H_a + a_3H_a^2 + a_4H_b + a_5H_b^2 + a_6H_aH_b \quad \text{Equação (14)}$$

Se considerado o coeficiente do sexto termo na Eq. (14) como negativo ($-a_6$), este corresponde a distribuição $[\rho(\mu_0H_a, \mu_0H_b)]$ explicitada na Eq (10). Pode-se finalmente interpolar um

grid pelo método dos mínimos quadrados com os valores de magnetização nesses pontos reescritos em termos das coordenadas das Eq. (11) e Eq. (12), obtendo-se um diagrama FORC (Roberts et al., 2000).

A interpretação de um diagrama FORC pode ser realizada observando-se o espalhamento dos contornos gerados no gráfico definido pelo eixo horizontal (B_c) em função do eixo vertical (B_u). Nesse contexto, o eixo vertical (B_u) explicita a interação magnética dos grãos magnéticos no material, enquanto que o eixo (B_c) é o eixo da coercividade (Carvallo et al., 2004). Numa assembleia de grãos uniaxiais SD que não interagem entre si, os valores no eixo vertical (B_u) são nulos. Como a coercividade desses é explicitamente alta, o que se observa é um espalhamento dos contornos ao longo do eixo horizontal (B_c). Para o caso de partículas SD com algum grau de interação, há certo espalhamento dos contornos para o eixo (B_u), apesar da clara distinção no eixo da coercividade. Para grãos MD, se vê um espalhamento no eixo da interação (B_u), sendo onde o espalhamento tem maior predominância (Pike et al., 2001). Ainda que grãos SD com interação também apresentem espalhamento vertical, para grãos MD os contornos divergem a partir de ($B_u = 0$) e interceptam ($B_c = 0$), enquanto que os grãos SD interativos apresentam contornos que se espalham de um pico central (Roberts et al., 2000). A resposta de diagramas FORC para grãos superparamagnéticos (SP) é visualmente parecida com a de grãos MD, mas apresentam algumas distinções: como, por exemplo, uma distribuição em que o espaçamento entre os contornos é geralmente menor que 10 mT enquanto que para partículas MD esse é geralmente superior a 30 mT. Além disso, o distanciamento entre os contornos nos grãos MD são mais largos que nos grãos SP.

2.4. Aquisição de magnetização remanente em rochas

2.4.1 Introdução à Teoria da Relaxação de Néel

Na compreensão das bases do paleomagnetismo, tão importante quanto compreender o comportamento da magnetização de um grão frente a um campo magnético aplicado é compreender por quanto tempo esta magnetização induzida pelo campo indutor permanece preservada. Até o momento, expôs-se que, tanto materiais paramagnéticos quando diamagnéticos somente produzem magnetização induzida, sendo que essa se torna zero quando o campo deixa de ser aplicado. Nos ferromagnéticos, entretanto, os momentos internos são orientados por um campo indutor (se esse for suficientemente intenso), o que faz com que uma magnetização remanente permaneça na direção do campo, mesmo quando este é removido. Essa magnetização, entretanto, não é perpétua.

Louis Eugène Félix Néel venceu o Prêmio Nobel de Física (1970) pelo estudo do comportamento de grãos minerais SD antiferromagnéticos e ferrimagnéticos, tanto quanto sua

contribuição às propriedades magnéticas de grãos SD, tais como, viscosidade magnética e histerese magnética. O mecanismo que controla o equilíbrio magnético é descrito como tempo de relaxação (τ) (Tauxe, 2005).

Pode-se definir o tempo de relaxação (τ) como:

$$(\tau) = \left(\frac{1}{c}\right) \exp\left(\frac{\text{energia de anisotropia magnética}}{\text{energia térmica}}\right) \quad \text{Equação (15)}$$

Na Eq.(15), “c” é um fator de frequência, que pode ser entendido como o tempo de reorganização atômica ou o intervalo entre sucessivas excitações térmicas (Dunlop & Özdemir, 1997; Tauxe, 2005). Escrevendo a Eq. (15) em termos apropriados, têm-se:

$$(\tau) = \left(\frac{1}{c}\right) \exp\left(\frac{KV}{\kappa T}\right) \left[1 - \left(\frac{B}{B_c}\right)\right] \quad \text{Equação (16)}$$

Onde “K” é uma a constante anisotrópica magnética da partícula de volume “V”. Na teoria de grãos SD de Néel, para um grão monodomínio uniaxial (não esférico), K é igual à energia relacionada à anisotropia de forma (Dunlop & Özdemir, 1997).

É de suma importância observar que (τ) muda exponencialmente com as mudanças de temperatura (T), volume da partícula (V) e da força coerciva (Bc) (Dunlop & Özdemir, 1997). A magnetização de uma partícula se aproxima da magnetização no estado de equilíbrio térmico se o tempo “t” esperado for igual a (τ). Isto é, o tempo de relaxação (τ) pode ser entendido como o tempo necessário para que essa partícula ferromagnética relaxe a magnetização remanente previamente adquirida.

Uma abordagem do tempo de relaxação frente ao volume de uma partícula e de sua coercividade, pode ser feita observando diagramas de coercividade vs tamanho de grãos (Figura 16). Como a variação é exponencial, pequenas variações na coercividade ou nas dimensões da partícula podem fazer com que (τ) seja de poucos segundos ou de bilhões de anos (Butler, 1992).

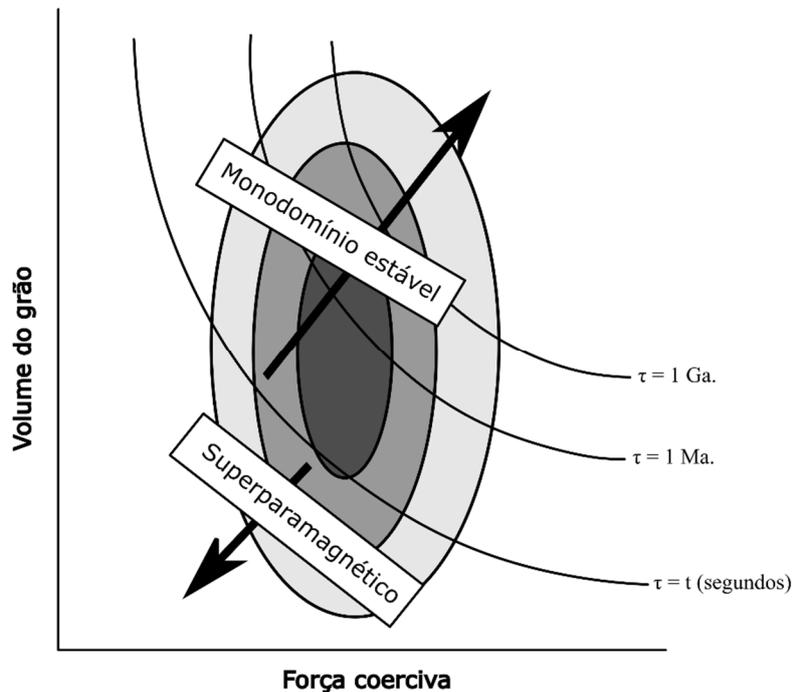


Figura 16 – Representação do tempo de relaxação (τ) em função do volume do grão x força coerciva. Nota-se que, abaixo da linha $\tau = t$ (segundos) o comportamento é superparamagnético. Uma mudança no volume e na coercividade da partícula pode alterar o tempo de relaxação para milhões ou bilhões de anos. Os contornos indicam a posição de populações de grãos SD. Fonte: modificado de Butler (1992).

Quando um grão magnético é resfriando desde a sua temperatura de Curie, a temperatura na qual o tempo de relaxação do grão passa de um valor da ordem do tempo laboratorial, definido em sessenta segundos (60'), por exemplo, para valores muito altos é definida como sendo a temperatura de bloqueio (T_b) (Dunlop & Özdemir, 1997).

2.4.2 Magnetização termoremanente (TRM)

A termos geológicos, é finalmente possível compreender como as rochas adquirem e mantêm a magnetização: quando resfriam a uma temperatura abaixo da temperatura de Curie (T_c) ou de Néel (T_n) de uma assembleia de partículas magnéticas, o campo geomagnético tende a alinhar os momentos em sua direção, restringidos pelas suas anisotropias magnéticas. Quando estas partículas passam pelas temperaturas de bloqueio destas partículas, o tempo de relaxação a elas associado aumenta rapidamente 'congelando' sua magnetização e gerando o que se determina como magnetização termorremanente (*termoremanent magnetization*, TRM), quando a rocha atinge a temperatura ambiente (Dunlop & Özdemir, 1997). Em partículas de comportamento SD e de composição estável, os tamanhos das partículas determinam o espectro de temperaturas de bloqueio para uma magnetização remanente estável. Em um sistema geológico, a TRM é principalmente

preservada pelas partículas com maior temperatura de bloqueio, já que reaquecimentos podem atingir temperaturas de bloqueio de partículas menores e, conseqüentemente, remagnetizar a amostra frente a outros campos (Stephenson, 1992).

Esses preceitos são fundamentais para a compreensão de que, diferentes partículas SD com diferentes volumes e coercividades implicam que, numa amostra rochosa, a TRM pode ser dividida em porções de magnetização adquirida em diferentes temperaturas (PTRM). Isso significa que essa pode ser expressa como o somatório TRMs parciais em (n) intervalos de temperatura de bloqueio (Tb) (Butler, 1992).

A dita magnetização remanente natural (*natural remanente magnetization*, NRM) pode ser compreendida como o somatório de magnetizações primariamente adquiridas (aquelas relacionadas ao processo de formação da rocha, como a cristalização do magma) com as magnetizações secundariamente adquiridas posteriormente (frutos de processos de remagnetização e alteração mineral). Partículas multidomínio são particularmente mais suscetíveis a perderem sua estabilidade ao longo do tempo geológico, principalmente devido a outro tipo de magnetização, conhecida como magnetização viscosa (Butler, 1992). Essa última será brevemente discutida posteriormente.

Nesse ponto, é importante compreender que as partículas SD e PSD são consideradas as principais portadoras da magnetização remanente estável em rochas. Nagy et al., (2017) conduziram simulações micromagnéticas para determinar as barreiras de energia entre os estados estáveis não uniformes. Para uma compreensão adequada dos resultados obtidos, a Figura (17) representa os principais pontos do trabalho.

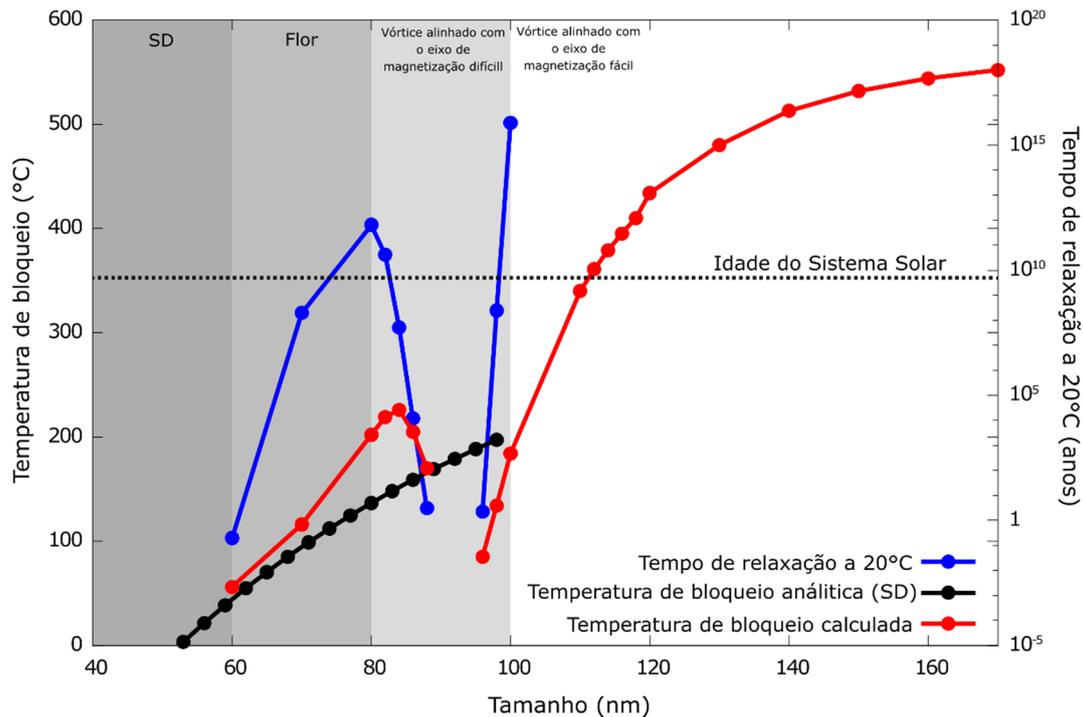


Figura 17 – Temperaturas de bloqueio de um grão de magnetita equidimensional cúbico. O tempo de relaxação para partículas no estado de flor e em estado de vórtice alinhado com o eixo de fácil magnetização podem superar a idade do sistema solar. Fonte: modificado de Nagy et al. (2017).

Para o estado de flor (*flower state*, de 60 nm a 80 nm), as temperaturas de bloqueio aumentam refletindo maior estabilidade térmica do que quando comparado com grãos SD. O resultado mais marcante é o tempo de relaxação calculado (a 20°C) para as partículas nesse estado, que superam a idade do sistema solar e, conseqüentemente, do modelo calculado para partículas SD. De 80 nm a 94 nm, formam-se estruturas de vórtices alinhadas com o eixo de magnetização difícil (*hard axis*). De 96 nm adiante, os estados de vórtice evoluem, e o tempo de relaxação pode ultrapassar 10^{15} anos, assim como um aumento da temperatura de bloqueio (Nagy et al., 2017).

Lascu et al., (2018), tendo realizado uma modelagem micromagnética para partículas multi-vórtices (MV) de magnetita, apontam que a abundância desse estado é dominante nas rochas que apresentam assinatura de minerais magnéticos em estado de vórtice. Shah et al., (2018) também atestaram a estabilidade de partículas MV ao estudarem partículas de kamacita de côneos de condritos ordinários por imageamento manométrico e modelagem numérica. Os resultados mostrados apontaram que esses cristais são estáveis o suficiente para registrarem a magnetização adquirida durante a acreção do sistema solar (Shah et al., 2018).

Resumidamente, estes estudos mostram que a capacidade de partículas magnéticas em rochas de registrarem e preservarem de maneira estável a magnetização remanente adquirida em campos

pretéritos é faculdade não apenas de grãos SD, mas como daqueles caracterizados como PSD (*flower* e vórtice).

2.4.3 Magnetizações remanentes secundárias: viscosa e química.

Se essa mudança acontece a uma taxa de variação observável ela é dita ser uma magnetização viscosa. A magnetização associada a uma rocha (conjunto de partículas) irá relaxar independentemente se o campo geomagnético varia ou não. A variação é exponencial com o tempo. Na ausência de campo magnético a magnetização relaxa e tende para o equilíbrio, isto é, tende a zero. Os grãos com menor tempo de relaxação serão os mais afetados. Se o campo da Terra está presente, então a magnetização tende para a direção do campo da Terra, no equilíbrio (Williams & Muxworthy, 2006).

A magnetização viscosa (*viscous magnetization*, VM) ou a magnetização remanente viscosa é a mudança isothermal de um vetor de magnetização (M) com o tempo (t) na presença de um campo magnético aplicado (B) (Yu & Tauxe, 2006). Uma TRM, por exemplo, é gradualmente substituída por uma VRM com um tempo total esperado equivalente a (τ) (Dunlop & Özdemir, 1997).

No caso dos grãos SD, a inversão dos momentos magnéticos necessita de uma maior energia enquanto que, para grãos MD, as transições exigem menor energia já que as transições ocorrem (por movimentos das paredes de domínio, as quais necessitam ultrapassar barreiras menores de energia pela agitação térmica) ao longo de uma zona com centenas de átomos realizando uma transição gradual dos spins de uma direção a outra (Williams & Muxworthy, 2006). Nas partículas MD, esse processo é muitas vezes não logarítmico (Williams & Muxworthy, 2006). Estes autores associaram a magnetização viscosa nas partículas MD ao que chamaram de “efeitos de difusão”, tais como um deslocamento lento (relaxação da tensão) e desacomodação (vacância cristalina e reordenamento iônico).

Rochas que foram reaquecidas durante processos orogênicos e corpos plutônicos com taxas de resfriamento lentos adquirem magnetização termorremanente viscosa parcial (VpTRM). Resfriamentos que levam milhões a dezenas de milhões de anos podem registrar diversas mudanças de polaridade do campo geomagnético. Se analisado cuidadosamente a desmagnetização térmica de rochas que foram lentamente resfriadas, é possível recuperar (VpTRM) de frações de temperatura de bloqueio distintas, funcionando como um registro da polaridade geomagnética ou até mesmo detectar a deriva polar aparente causada por um movimento da placa litosférica (Dunlop & Özdemir, 1997).

Além da magnetização viscosa, outro tipo de magnetização secundária está relacionado aos processos de alteração e conseqüente transformação de um mineral magnético em outro ou formação de um novo mineral. Essa magnetização é definida como magnetização remanente química (*chemical remanent magnetization*, CRM) (Stacey & Banerjee, 1974). Especificamente, essa pode ser adquirida por materiais ferromagnéticos (*lato sensu*) através de processos químicos em temperaturas abaixo da Curie na presença de um campo indutor (Levi, 2007).

Há dois mecanismos principais para geração da CRM: o crescimento de cristais e a alteração mineral. No primeiro caso, a aquisição é paralela ao campo magnético aplicado (Stokking & Tauxe, 1987). Uma das implicações da CRM é que cristais gerados em diferentes pontos na história geológica da assembleia rochosa contribuem para o montante de diferentes componentes na magnetização remanente natural (NRM) da amostra (Stokking & Tauxe, 1987). Usualmente, a CRM em grãos gerados por alteração química demonstra menor temperatura de bloqueio do que o padronizado a fases estequiométricas e de granulação mais finas (Zhou et al., 2015). Entretanto, Dunlop & Özdemir (1997) afirmam que uma CRM (crescimento de um mineral acima do volume crítico – SD-PSD) pode ser tão ou mais estável que uma TRM.

2.5 Minerais magnéticos terrestres

2.5.1 Magnetita, titanomagnetitas e maghemita

A magnetita é um mineral pertencente ao sistema cristalino cúbico (ou isométrico) na qual os ânions de oxigênio são estruturados em um arranjo cúbico centrado com os cátions Fe^{2+} e Fe^{3+} nos sítios intersticiais. Estudando as propriedades magnéticas a baixas temperaturas da magnetita, é possível observar duas transições (Özdemir & Dunlop, 1999):

- I. Em 130 K (-143,15 °C), a constante de anisotropia magnetocristalina da magnetita (K_1) passa pelo zero (perdendo as propriedades magnéticas (e.g., coercividade, remanência) associadas a esta anisotropia). Esse ponto é conhecido como ponto isotrópico.
- II. Entre 110-125 K (-163,15 a -148,15°C) a estrutura da magnetita sofre um rearranjo interno que a converte do sistema cristalino cúbico para o monoclinico. Essa transição é conhecida como Transição de Verwey (TV).

Em termos práticos, se uma amostra contendo magnetita é resfriada abaixo da TV e a magnetização de saturação é registrada (em campo zero) à medida que a amostra é naturalmente

aquecida, é possível observar uma diminuição da magnetização quando essa passa pela temperatura de Verwey (Figura 18a). Nessa transição, a magnetita é convertida de um isolante elétrico para um semicondutor (Dunlop & Özdemir, 1997).

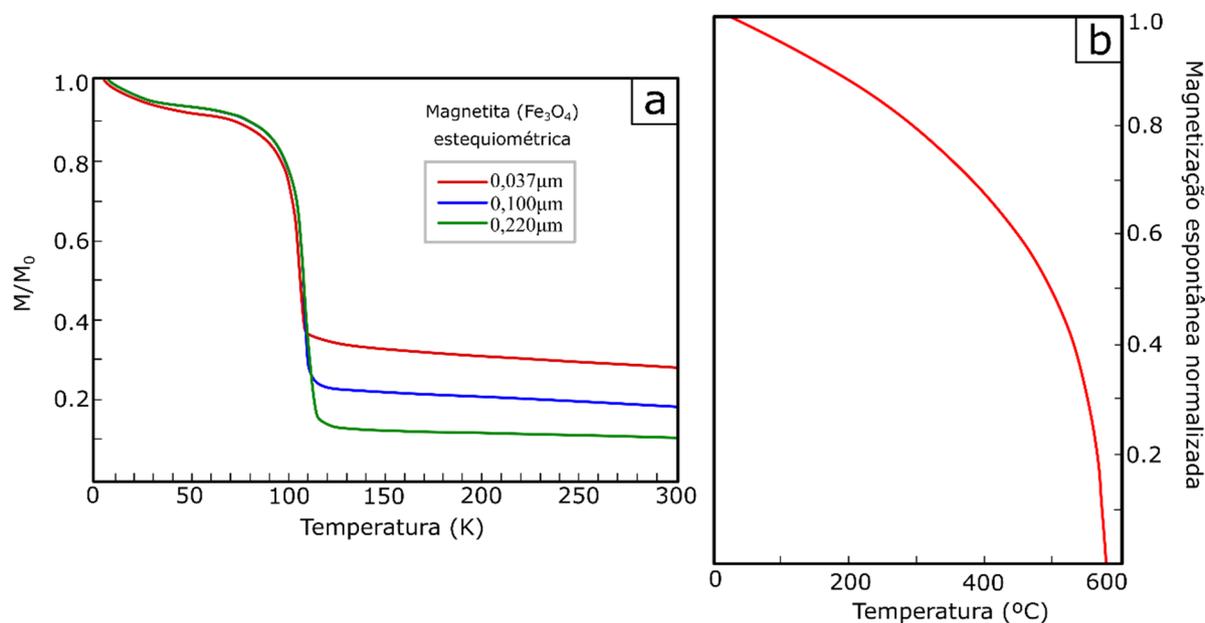


Figura 18 (a) Remanência de saturação adquirida a 10 K monitorada durante aquecimento em campo zero até a temperatura ambiente para magnetita estequiométrica - transição da magnetização ocorre por volta de 110K para magnetitas de diferentes dimensões, marcando a Transição de Verwey. b) Variação da magnetização espontânea normalizada com a temperatura para a magnetita estequiométrica. A queda de magnetização da magnetita em 580° C marca a sua Temperatura de Curie. Fonte: modificado de Dunlop & Özdemir (1997) e referências citadas por tais.

Destacado previamente, em partículas de magnetita multidomínio (MD) a energia de anisotropia magnetocristalina é dominante, enquanto que em partículas monodomínio (SD) é a anisotropia de forma que impera, desde que estas sejam alongadas. Essa dominância do estado energético é importante para determinar, por exemplo, que no caso da energia magnetocristalina, propriedades como a magnetização remanente, suscetibilidade magnética e força coerciva são fortemente dependentes desta em grãos MD e em grãos equidimensionais SD de magnetita.

Ao passar pela TV, a mudança em tais propriedades é abrupta. Por essa perspectiva, partículas SD alongadas não deveriam exibir a Transição de Verwey, já que essas são dominadas pela anisotropia de forma. Entretanto, mesmo esses grãos SD podem conter cadeias de cristalitos equidimensionais exibindo alguma transição na remanência (Dunlop & Özdemir, 1997). O intervalo no qual a TV ocorre é ligado ao grau de pureza estequiométrica da amostra, sendo 120 K (\approx -

153,15°C) o valor determinado experimentalmente para uma magnetita perfeitamente estequiométrica (Dunlop & Özdemir, 1997).

A temperatura de Curie para magnetita perfeitamente estequiométrica é de 580°C (Dunlop & Özdemir, 1997). No exemplo da Figura 18b, a medida que se aquece a amostra, é possível observar a queda gradual da magnetização, até o ponto em que a magnetização espontânea chega a zero. Entretanto, alguns fenômenos magnéticos podem alterar esse comportamento, quando se monitora a suscetibilidade magnética em função da temperatura. Um desses efeitos é o aparecimento de um pico na suscetibilidade, pouco antes de atingir a temperatura de Curie, efeito este conhecido como o pico de Hopkinson (Sláma et al., 2017). A suscetibilidade magnética pode também aumentar vagarosamente até atingir um máximo abrupto no pico. Esses efeitos são causados pela transição da magnetização remanente estável para uma relaxação superparamagnética (Sláma et al., 2017). O pico é principalmente relacionado à maior densidade de temperaturas de desbloqueio, próximo a temperatura de Curie dos minerais magnéticos, o que aumenta o efeito da relaxação superparamagnética e, conseqüentemente, da suscetibilidade magnética (Williams & Dunlop, 1995).

A magnetização de saturação da magnetita para temperatura ambiente é de 480 (kA m⁻¹). Já discutido anteriormente, a coercividade depende fortemente do estado de domínio a qual a magnetita se apresenta. Esta aumenta progressivamente a medida que a partícula aumenta de tamanho, passando do estado superparamagnético (SP) para o monodomínio (SD), atingindo seu pico neste ponto. Posteriormente, com o aumento do diâmetro da partícula, diminui-se progressivamente tanto a coercividade quanto a magnetização remanente adquirida no estado MD (Li et al., 2017). Genericamente, a força coerciva da magnetita varia em algumas dezenas de mT (Tauxe, 2005).

Na estrutura da magnetita, o íon Ti⁴⁺ pode substituir o ferro. Conseqüentemente, pode-se construir uma série de minerais em termos da proporção de titânio na estrutura. Esta é conhecida como série das titanomagnetitas (Fe_{3-x}Ti_xO₄), onde “x” indica a concentração de titânio. Os extremos da série são a magnetita pura (Fe₃O₄) que é chamada de TM0 (x=0) e no outro extremo pelo ulvoespínélio (Fe₂TiO₄), que é chamado de TM100 (x=1) (Dunlop & Özdemir, 1997). Apesar de existir uma solução sólida de titanomagnetitas a altas temperaturas, composições intermediárias só se preservam se o resfriamento for rápido (McElhinny & McFadden, 2000)

A substituição do ferro pelo titânio altera significativamente as propriedades magnéticas nas titanomagnetitas. O Ti⁴⁺ é responsável por aumentar a cela cristalina dos sítios e enfraquecer a interação magnética entre os sítios cristalinos. A temperatura de Curie é afetada de maneira que decai num comportamento praticamente linear com o aumento do parâmetro “x” na estrutura das

titanomagnetitas. Tal como, uma proporção de ($x > 0,1$) é suficiente para, por exemplo, causar o desaparecimento da Transição de Verwey.

A oxidação da magnetita leva a formação da maghemita ($\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$). Comparativamente, a maghemita tem a estrutura cristalina da magnetita, mas a fórmula química da hematita ($\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$) (Dunlop & Özdemir, 1997). A maghemita é quimicamente instável em condições ambientais e se converte para hematita quando aquecida entre temperaturas de 250 e 750°C. A temperatura de Curie da maghemita é estimada estar numa faixa entre 590-675°C (McElhinny & McFadden, 2000). Em ambientes naturais a conversão da magnetita para maghemita raramente é completa. O efeito disso são produtos químicos determinados como magnetitas não estequiométricas (Gehring et al., 2009).

2.5.2 Hematita e titanohematitas

Os átomos da hematita ($\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$) ordenam-se gerando uma estrutura romboédrica com íons de Fe^{3+} ocupando sítios octaédricos, sendo que sua estrutura pode ser observada como unidades de $\text{Fe-O}_3\text{-Fe}$ (Dunlop & Özdemir, 1997). A estrutura da hematita a condiciona como um mineral antiferromagnético, de forma que os *spins* de planos cristalográficos basais sucessivos têm direções opostas (Dunlop & Özdemir, 1997).

Na temperatura ambiente, há um pequeno antiparalelismo entre *spins* em sub-redes basais (MA) e (MB) sucessivas, o que gera uma fraca magnetização espontânea perpendicular à (MA) e (MB) na ordem de 2,5 (kA m^{-1}). Comparativamente, esse comportamento ferromagnético parasítico gera uma magnetização de aproximadamente 0.5% a da magnetita. A energia de anisotropia magnetocristalina/magnetostrictiva é o que domina a energia magnética da hematita, principalmente porque a magnetização está condicionada ao plano basal e porque a constante de anisotropia (K_1) é positiva e tem ordem de grandeza (10^6), enquanto que na magnetita (dominada pela anisotropia de forma) é negativa de ordem (10^4) (Dunlop & Özdemir, 1997). Também, devido a sua fraca magnetização espontânea e a altas tensões internas, sua coercividade associada à magnetoestricção atinge valores que ultrapassam 500 mT (Dunlop & Özdemir, 1997). As dimensões das partículas de hematita são diretamente ligadas à sua coercividade. A força coerciva na hematita aumenta rapidamente com o aumento da partícula 1 μm para uma coercividade equivalente de até algumas centenas de mT (Özdemir & Dunlop, 2014).

Em aproximadamente -15°C a hematita passa por um ajuste que faz com que os *spins* sejam exatamente antiparalelos (Özdemir et al., 2008). Esta é a Transição de Morin (T_m) (Figura 19a), sendo marcada por uma descontinuidade nas propriedades magnéticas e elétricas. A (T_m) é quase independente do tamanho das partículas (Özdemir et al., 2008). Mesmo passando a temperaturas

abaixo da (T_m), ainda há um comportamento ferromagnético que não é afetado pela transição, sendo esse gerado por defeitos na estrutura cristalina ou na não observação de uma estequiometria perfeita. Essa magnetização é gerada pelos chamados “momentos de defeito” (Dunlop & Özdemir, 1997).

No processo de aquecimento da hematita nota-se uma estabilidade na magnetização remanente de saturação (Figura 19b), havendo uma mudança muito lenta até a temperatura de Néel, em 675°C (Figura 19b) (Dunlop & Özdemir, 1997).

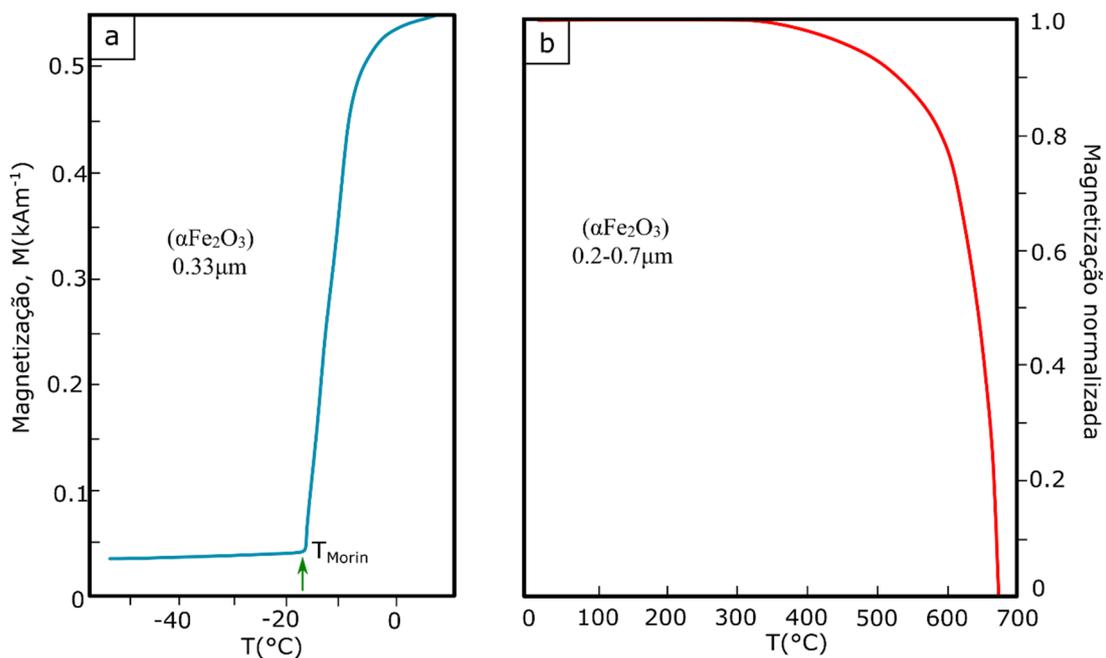


Figura 19 - Comportamento magnético da hematita frente a variação da temperatura. Em a) o aumento da temperatura é discreto até -15°C, onde ocorre um salto na magnetização marcando a Transição de Morin. Em b), até quase 400°C a magnetização da hematita se mostra muito estável, sendo igual à temperatura ambiente. Sequencialmente, começa a despencar até atingir a Temperatura de Néel próximo a 680°C. Fonte: modificado de Dunlop & Özdemir (1997) e referências citadas por tais.

Titânio também pode substituir o ferro na hematita formando uma série ($Fe_y^{2+}Fe_{(2-2y)}^{3+}Ti_y^{4+}O_3^{2-}$) de dois extremos: ilmenita ($FeTiO_3$, $y=1$) e a hematita (Fe_2O_3 , $y=0$) pura (Dunlop & Özdemir, 1997). Titanohematitas na composição entre $0 \leq y \leq 0.45$ são essencialmente antiferromagnéticos com um fraco ferromagnetismo parasítico. Em ($y=0,45$) o Ti^{4+} alterna entre as camadas catiônicas ocasionando um efeito ferrimagnético (Tauxe, 2005). A substituição de Ti na estrutura cristalina também altera a temperatura de Curie equivalente nessa série. O pico da

magnetização nas titanohematitas ocorre em ($y=0,7$). Para valores de (y) entre 0,5 e 0,7 a (T_c) varia de 200°C a 20°C. Para $y>0,7$, entretanto, a (T_c) é inferior à temperatura ambiente.

2.6 Paleomagnetismo: do campo geomagnético e aquisição de componentes de magnetização à reconstrução paleogeográfica

2.6.1 Introdução ao campo geomagnético

O campo geomagnético terrestre é uma grandeza vetorial. Fisicamente, isso significa que ele pode ser expresso em termos de sua intensidade, isto é, a norma do vetor, e de sua direção (em termos de inclinação e declinação). A intensidade desse campo é expresso em nanoteslas (nT, $10^{-9}T$), sendo a unidade mais comum expressa em medições realizadas por magnetômetros que trabalham com medidas do campo geomagnético (Lowrie, 2007). Em termos de esféricos harmônicos avaliados pela Equação de Laplace para medições do campo magnético por instrumentos remotos, como satélites, mais de 90% da densidade de energia do campo é composta por uma resposta a um campo dipolar de origem profunda nos flúidos do núcleo externo (Lowrie, 2007). Por esse preceito, pode-se introduzir o conceito do dipolo geocêntrico axial (*geocentric axial dipole*, GAD), o qual corresponde a um dipolo centrado na Terra e alinhado com o eixo de rotação desta (Figura 20) (Butler, 1992).

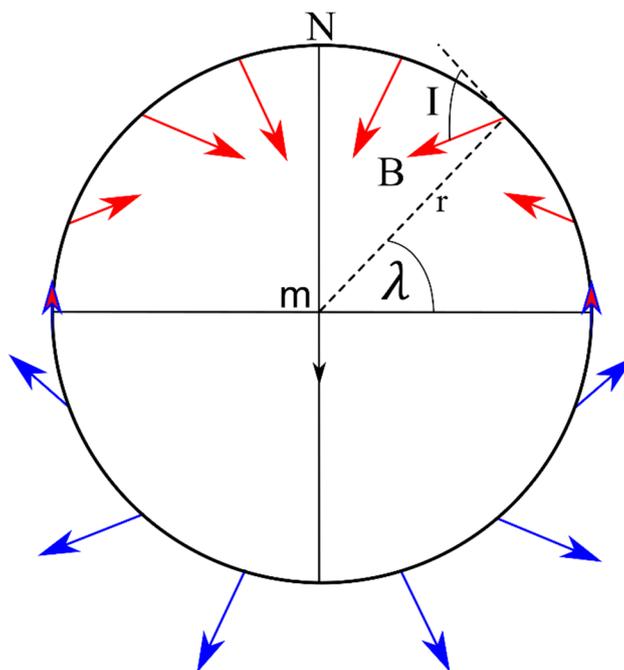


Figura 20 - Dipolo geocêntrico axial (GAD). As setas azuis representam as linhas de campo (B) de um dipolo (M) saindo do polo sul geográfico e entrando no norte (N). O raio da Terra é representado

pela reta (r_T), (I) é a inclinação magnética para o dado ponto e (λ) representa a latitude geográfica. Fonte: modificado de Butler (1992) e referências por tal citadas.

Decompõem-se o vetor campo (B) nas componentes horizontal (B_h) e vertical (B_v) de forma a se escrever:

$$B_h = [((\mu_0 m)/4\pi) \cos(\lambda)/r^3] \quad \text{Equação (17)}$$

$$B_v = \left[\left(\frac{\mu_0 m}{4\pi} \right) \frac{2 \sin(\lambda)}{r^3} \right] \quad \text{Equação (18)}$$

É possível, enfim, escrever a tangente do ângulo da inclinação magnética como:

$$\tan(I) = \frac{\left[\left(\frac{\mu_0 m}{4\pi} \right) \frac{2 \sin(\lambda)}{r^3} \right]}{\left[\left(\frac{\mu_0 m}{4\pi} \right) \frac{\cos(\lambda)}{r^3} \right]} = 2 \tan(\lambda) \quad \text{Equação (19)}$$

Neste ponto, é importante citar que as observações do campo geomagnético atual não permitem classificá-lo como um dipolo geocêntrico e axial. Há na verdade uma divergência, em graus, do norte magnético com o eixo de rotação da Terra (Butler, 1992). Estudos paleomagnéticos tem aplicabilidade na identificação de variações temporais do campo geomagnético, no que se refere a sua posição local, regional e em escala global – sendo essas variações do campo no tempo identificadas como variação paleosecular (*paleosecular variation*, PSV) (Lawrence et al., 2006).

PSV pode ser ocasionada por mudanças nas componentes não dipolares do campo (nesse caso as variações ocorrem em espaços de tempo menores, geralmente menores que 3000 anos), enquanto que as variações mais longas ocorrem devido a variações nas componentes dipolares, geralmente na ordem de 10^4 anos. Em escalas de tempo superiores a essa, o campo sofre também mudanças de polaridade: para a configuração atual do campo, a qual o dipolo aponta para o sul geográfico, se considera uma polaridade normal; com a reversão, o dipolo passa a apontar para o norte geográfico e as linhas de campo saem do polo norte e entram no polo sul, sendo essa configuração considerada como polaridade reversa (Butler, 1992).

Assumir o GAD para estudos paleomagnéticos pode parecer contraditório se considerada a PSV. Entretanto, observando a posição do campo geomagnético ao passar do tempo e realizando uma média das posições do polo magnético da terra durante um tempo superior a 10.000 anos, é possível obter um polo médio que coincide, dentro de 95% de confiança, com o polo geográfico (Butler, 1992, Merrill et al., 1998). Lowrie (2007) também mostra um bom ajuste na curva gerada pela solução gráfica da Eq.(19) quando plotados dados de inclinação magnética em amostras de sedimentos dos últimos cinco milhões de anos em diferentes latitudes (Figura 21b).

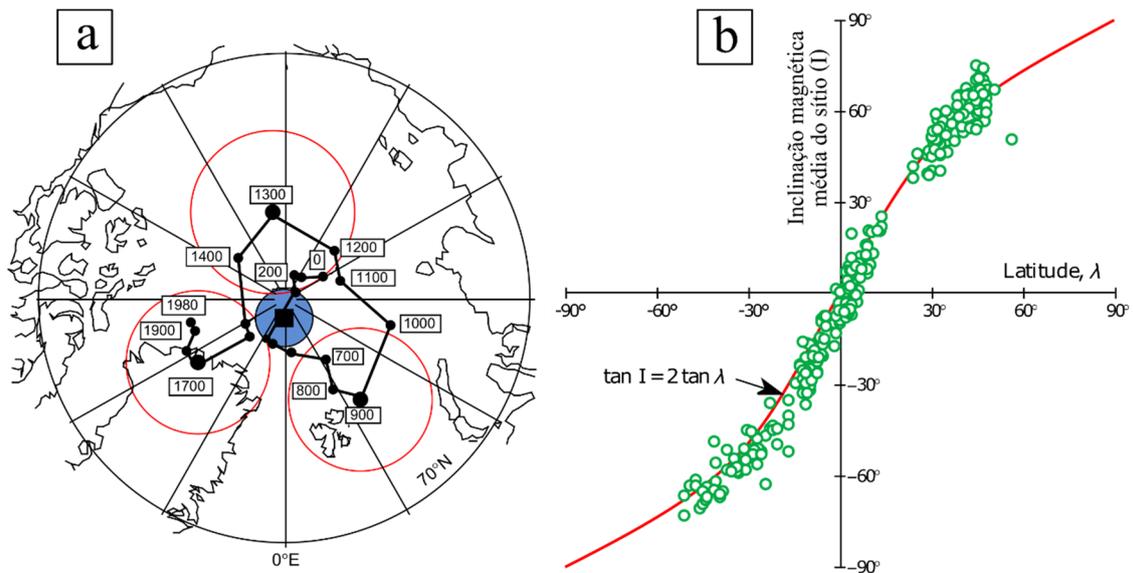


Figura 21 – Em (a): os círculos menores preenchidos por preto representam médias do polo geomagnético norte a cada 100 anos desde 2000 até hoje. Os grandes círculos vermelhos indicam os limites de confiança de 95% das posições médias para 900, 1300 e 1700 anos. A linha indica a deriva do polo com o passar do tempo. O círculo azul com um quadrado preenchido indica a direção média com 95% de confiança para os últimos 2000 anos, mostrando que o campo se comportou como um GAD com a média no tempo de 2000 anos. Fonte (a) modificado de Butler (1992). Entretanto, mais recentemente, Merrill et al. (1998) mostra que o tempo necessário para eliminar a variação secular deve ser superior a 10^4 anos. b) Solução gráfica da Equação 19 que correlaciona a latitude com a inclinação magnética para para o modelo de campo GAD. Os pontos verdes são dados de sítios paleomagnéticos de sedimentos para os últimos 5 Ma. Note que o ajuste é bem definido. Fonte: modificado de Lowrie (2007) e referências inseridas.

2.6.2 Medindo a magnetização remanente nas rochas

Ao longo do tempo geológico, distintos eventos podem gerar magnetização, seja (i) pela cristalização do magma e resfriamento da rocha passando pelas temperaturas de bloqueio (T_b) de seus minerais magnéticos (magnetização termorremanente – TRM), (ii) seja por aquecimentos parciais que registrem pTRMs substituindo parte da TRM, (iii) seja por processos metamórficos com a geração de novos minerais magnéticos, gerando uma magnetização química, ou (iv) seja pela aquisição de magnetização viscosa com o passar do tempo. Já que a imantação de partículas magnéticas depende da sua natureza cristalográfica e, conseqüentemente, da força coerciva destas, da capacidade de magnetizar e de se manter estáveis – uma rocha pode apresentar diferentes componentes vetoriais que se somam para resultar na NRM desta.

As medidas de NRM são geralmente efetuadas com o uso de magnetômetros do tipo *spinner* ou do tipo criogênico. O tipo *spinner* é formado por uma bobina sensor que contém várias espiras, a qual detecta o sinal do campo resultante da magnetização de uma amostra que rotacional em altas

frequências. Assim, as mudanças no campo magnético da amostra são registradas em termos de suas componentes. O tipo criogênico tem uma bobina imersa em hélio líquido (4 K), tornando-a supercondutora e sensível a mínimas mudanças no campo magnético, que resultam numa mudança de campo elétrico. Esse tipo de magnetômetro apresenta bobinas ortogonais para medir a magnetização em três eixos (Lowrie, 2007).

Se as partículas podem apresentar diferentes temperaturas de bloqueio e/ou diferentes coercividades, pode-se cancelar, passo-a-passo, a magnetização presente em uma rocha. Isto é, o processo de desmagnetização permite isolar as componentes de magnetização parceladamente (Lanza & Meloni, 2006). Tomando a coercividade como exemplo, um dos meios mais utilizados para a extração de componentes é a desmagnetização a campos alternados (*alternating field demagnetization*, AF).

Na AF, um campo alternado oscilatório é aplicado a uma amostra num local com campo magnético ambiente nulo. Especificamente, o campo tem a sua intensidade aumentada até um determinado valor de pico (B_1) e depois decrescida linearmente até que caia a zero (Figura 22a).

A magnetização é então medida em três direções ortogonais. Em seguida, aumenta-se o valor do campo aplicado e o processo se repete até que a magnetização remanente tenha sido completamente, ou o máximo possível, removida da amostra. A AF pode não ser um sucesso se as coercividades das amostras forem maiores que o campo desmagnetizante máximo aplicado. Outro problema que também pode surgir é a dita Giroremanência. As rápidas inversões do momento magnético nos grãos e sua randomização causa uma rotação forçada dos momentos magnéticos, dita giroscópica, devido a um campo transiente antiparalelo ao vetor de rotação durante a inversão (Stephenson, 1980). Como resultado, uma amostra adquire uma componente que é perpendicular ao campo aplicado e à direção de alinhamento principal na amostra (Finn & Coe, 2016). Uma exemplificação do processo de desmagnetização AF está demonstrado na Figura (22).

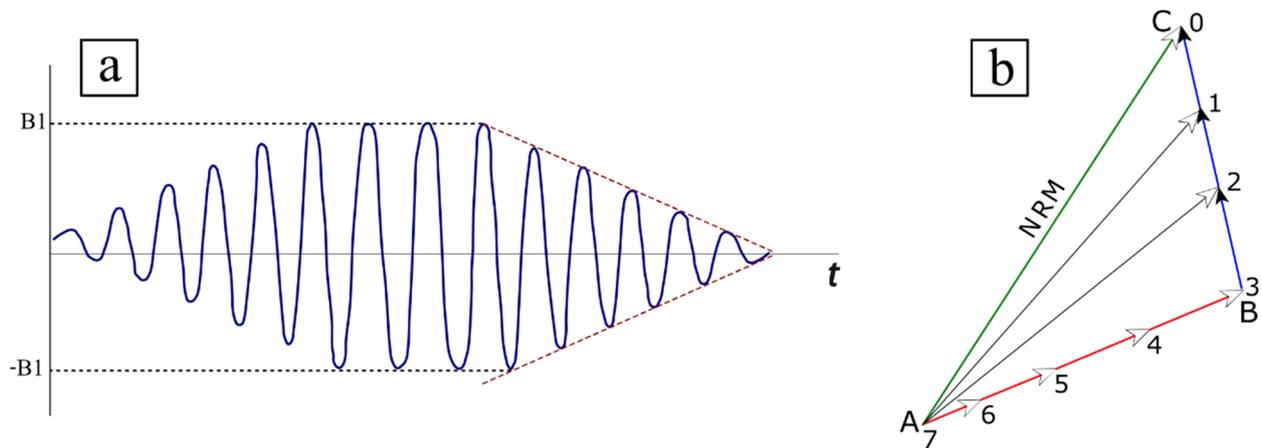


Figura 22 - Demonstrando o funcionamento da desmagnetização à campos alternados. Em a) O campo alternado é progressivamente aumentado até atingir o pico em B_1 e então decai com o tempo até atingir um campo zero (como delimitado pelas retas vermelhas). Em b) A NRM inicial representada pelo vetor verde pode ser decomposta em duas componentes principais (BA, vermelho) e (CB, azul). Nesse caso, os numerais indicam os passos de desmagnetização, sendo a componente azul removida ao chegar no passo (3) e atingindo o vetor estável (AB). As setas em cinza indicam a NRM restante após cada passo de AF. Fonte a) modificado de Lanza & Meloni (2006); fonte b) modificado de Lowrie (2007).

Se a propriedade de interesse no processo de desmagnetização é a temperatura de bloqueio das partículas, a desmagnetização térmica (*thermal demagnetization*, TD) deve ser o processo utilizado. Na TD, se aquece a amostra a passos graduais num forno magneticamente blindado. Nesse processo, as partículas com temperatura de bloqueio iguais ou inferiores ao passo utilizado são randomizados. O resfriamento da amostra aumenta o tempo de relaxação exponencialmente, fixando de forma aleatória os momentos das partículas que haviam sido excitados e a magnetização associada a este conjunto de grãos é anulada (Tauxe, 2005).

A NRM é então medida num magnetômetro, seja do tipo *spinner* ou criogênico, e levado novamente ao ciclo de aquecimento, resfriamento e posterior medida, a temperaturas sucessivamente maiores, até que ocorra a eliminação completa da direção da NRM, ou que uma temperatura específica seja atingida (como a temperatura de Curie de um mineral magnético que se conheça na amostra). Esse processo revela as componentes da NRM, similarmente ao que ocorre na AF (Lowrie, 2007). Complicações associadas a esse método podem ocorrer em decorrência de alterações mineralógicas durante o aquecimento, tais como transformações nas fases magnéticas e estados de oxidação, afetando diretamente as medidas efetuadas (Henry, 2007). A observação destas alterações pode ser feita através de medidas da suscetibilidade magnética após cada etapa de desmagnetização.

2.6.3 Diagramas de Zijderveld e Análise de Componentes Principais (PCA)

O processo de avaliação das direções obtidas pela desmagnetização progressiva, seja por TD ou AF, é feita através do diagrama de Zijderveld (1967), onde as direções obtidas são projetadas no plano horizontal (ligado à S, N e W) e no plano vertical do sistema de coordenadas X (na direção do norte geográfico - N), Y (na direção leste geográfica - E) e Z (na direção do interior da Terra – Down em inglês) (Zijderveld, 2013). O plano horizontal é então rebatido para o plano vertical, de modo que, somente as pontas dos vetores nas duas projeções (horizontal e vertical) são representadas em um único plano (Figura 23). As projeções no plano horizontal são representadas por círculos cheios e as projeções no plano vertical, por círculos vazios.

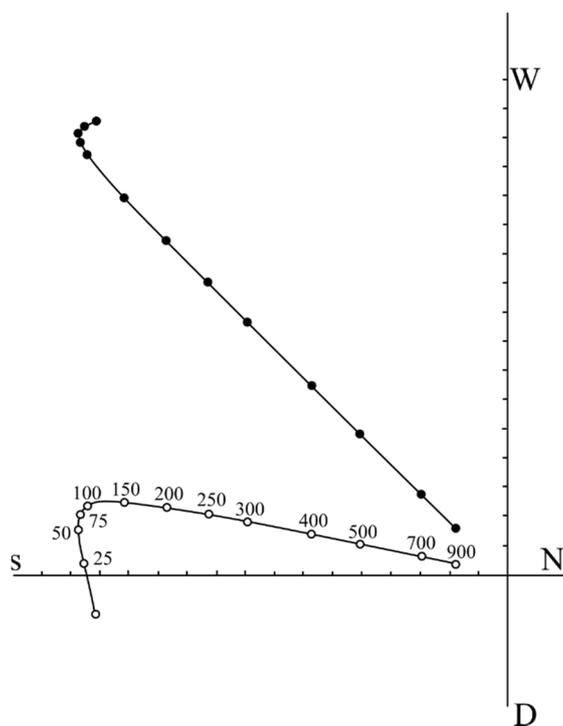


Figura 23 – Diagrama de Zijderveld de desmagnetização AF em rocha basáltica do permiano. Os eixos estão representados em unidades de $112 \cdot 10^{-6}$ Gauss. Cada numeral em cada um dos passos de desmagnetização equivale ao valor do pico do campo (em Oe) aplicado no processo de AF. “D” representa (down) sendo a componente “Z” que aponta para baixo. O plano horizontal foi rebatido ao longo do eixo norte-sul. Fonte: modificado de Zijderveld (2013).

Se a magnetização muda de intensidade sem, contudo, mudar de direção durante o processo de desmagnetização a NRM é visualizada como uma reta na projeção ortogonal e um único vetor (componente) está sendo eliminado durante os passos de desmagnetização. A Figura 23 mostra a decomposição da NRM em duas componentes: uma, desmagnetizada entre os passos 0 e 50 Oe e

outra componente, desmagnetizada entre 150 e 900 Oe. Se a desmagnetização é eficaz, isto é, a intensidade varia, mas a mudança de direção é contínua (caso dos passos entre 50 e 150 Oe da Figura 23), nenhuma direção pode ser determinada. Isto ocorre quando duas (ou mais) componentes com espectros de coercividade (ou temperaturas de bloqueio) se interceptam. Nos casos em que duas (ou mais) componentes apresentam espectros que se interceptam totalmente, a projeção de Zijderveld não é capaz de separar tais componentes. Além disso, o que pode ocorrer é uma mudança de direção de um ponto de desmagnetização para outro (comportamento instável), com pouca coerência entre os pontos que definem a reta (Tauxe, 2005). Neste caso não é possível determinar com precisão a componente de magnetização associada aos passos de desmagnetização.

Uma das maneiras de avaliar dados das componentes obtidas por desmagnetização é a técnica multivariada de análise de componentes principais (*principal component analysis*, PCA). Para pontos colineares e coplanares ao longo do “trajeto” de desmagnetização de uma amostra no diagrama de Zijderveld, escolhe-se os pontos que melhor definem a direção a ser calculada e faz-se um ajuste por mínimos quadrados (Kirschvink, 1980). A direção de uma linha que contém os pontos (colineares) é paralela ao vetor que foi removido. Pontos coplanares podem ser encontrados quando duas componentes magnéticas são simultaneamente removidas a diferentes taxas, sendo que esse plano é mais bem representado pela posição de seu vetor normal (polo do plano). A obtenção dessas linhas e planos é essencial para a estimativa da direção magnética de amostras desmagnetizadas (Kirschvink, 1980).

A PCA pode ser compreendida como uma transformação linear do eixo de coordenada ortogonal para um novo sistema de referência, também ortogonal, que representa a “geometria do sistema”. Cada novo eixo nesse novo sistema de referência é associado a uma medida de variância da média máxima (λ_{\max}), intermediária (λ_{int}) e mínima (λ_{\min}) numa determinada direção. Os autovalores associados com cada autovetor de uma matriz de somas de quadrados e produtos são a variância de um dado em relação ao novo eixo da referência. Por exemplo, se uma única componente representa os dados, dois dos autovalores serão zero e um será grande para aquela dada direção. Não há variância, portanto, para um vetor perpendicular a um plano que contenha todos os dados – o que reflete um autovetor para variância zero (Kirschvink, 1980). Os autovalores de uma PCA são a variância na direção principal avaliada. Medir o desvio angular máximo (*maximum angular deviation*, MAD) dessa direção principal é o mesmo que ajustar paralelamente a cada eixo um desvio padrão (σ). Por analogia a uma caixa retangular de dimensões (σ_{\max} , σ_{int} , σ_{\min}) o ângulo característico de igual desvio angular para uma data linha (componente extraída) seria:

$$\tan^{-1} = \frac{\sqrt{\sigma^2_{int} + \sigma^2_{min}}}{\sigma_{max}} \quad \text{Equação (20).}$$

Em alguns casos, quando a desmagnetização não é completa, a inclusão da origem no cálculo da PCA pode ser realizada, significando que, fisicamente, apenas uma componente resta do processo de desmagnetização. Nesse caso, a inclusão força, matematicamente, uma linha ou plano que melhor ajusta os dados da PCA com a interpretação física de que outras componentes tenham sido removidas e resta apenas uma (Kirschvink, 1980).

2.6.4 Projeção esférica de vetores e estatística de Fisher

Em algumas áreas da ciência, como na geologia estrutural, o uso de projeções esféricas pode facilitar a interpretação e comparação relativa de dados. A rede de Schmidt, ou a rede de igual área, preserva a área existente dentro da rede de modo que a densidade de dados de um *plot* pode ser comparado em diferentes regiões deste, formando contornos em função de comparar agrupamentos em dada direção (Fossen, 2010). Nesse sentido, o *plot* de um vetor magnetização extraído de um processo de desmagnetização é semelhante ao processo de *plot* de uma estrutura linear (linha) no contexto da geologia estrutural – no sentido de que se preserva a direção (o azimute e, portanto, a declinação magnética) e o caimento da linha (no caso do dado paleomagnético a inclinação), observando-se a ponta do vetor na rede de Schmidt.

Após a determinação de direções paleomagnéticas de amostras dos sítios amostrados de uma formação geológica, através de dados avaliados por meio de projeções ortogonais e análises PCA, é necessário haver um método estatístico que avalie as direções médias por sítio e a média resultante de todos os sítios, além de suas incertezas. A estatística comumente utilizada no paleomagnetismo é a de Fisher (1953). Nesta estatística, cada direção de magnetização é considerada como um vetor unitário, cuja ponta do vetor é representada sobre uma esfera de raio unitário. Através da função densidade probabilidade da distribuição de Fisher ($P_{dA}(\theta)$) é possível trabalhar com dados direcionais paleomagnéticos, através da seguinte equação (Fisher, 1953).

$$p_{dA}(\theta) = \frac{\kappa}{4\pi \sinh(\kappa)} \exp(\kappa \cos(\theta)) \quad \text{Equação (21)}$$

A equação (21) dá a probabilidade por unidade angular de área da esfera de raio unitário, de encontrar uma determinada direção dentro de uma área (dA) cujo centro está a um ângulo (θ) da média verdadeira dos dados. Dos parâmetros dessa distribuição, (κ) é chamado de parâmetro de precisão – se ($\kappa = 0$) então a distribuição dos pontos na esfera é uniforme em toda a rede de Schmidt e se (κ) é muito grande, então a distribuição dos dados está confinada em uma pequena área da

superfície da esfera (Fisher, 1953). A melhor estimativa para o parâmetro de precisão, definido por Fisher, é escrito como:

$$K = \frac{N-1}{N-R} \text{ Equação (22)}$$

Onde N é o número de direções avaliadas e (R) é o módulo do vetor soma dos N vetores unitários, o qual representa a direção média calculada. O semi-ângulo do cone em torno da direção média pode ser calculado pela estatística Fisheriana e significa que a verdadeira direção tem 95% de probabilidade de estar dentro deste cone de semi-ângulo α_{95} . Fisher (1953) mostra que α_{95} pode ser determinado pela seguinte expressão:

$$\alpha_{95} = \frac{140^\circ}{\sqrt{k}} \text{ Equação (23)}$$

2.6.5 Determinando um polo paleomagnético

Do procedimento de desmagnetização e análise estatística de dados, é possível determinar a declinação e a inclinação do vetor magnetização de interesse para cada amostra, sítio e para a unidade geológica abordada. O processo de calcular o polo paleomagnético deriva da conjectura em considerar o campo geomagnético essencialmente dipolar centrado e axial (GAD). Segundo Butler (1992), o processo de determinação de um polo é a posição geográfica da projeção em superfície do extremo negativo do dipolo magnético na superfície terrestre. Qualquer polo que seja calculado baseado apenas na observação de uma localidade, i.e, de um único ponto na superfície (sítio de amostragem), nomeia-se um polo geomagnético virtual (Butler, 1992).

Considere a posição de um sítio S (λ_s, Φ_s) cuja magnetização média tenha uma inclinação (Inc) e declinação (Dec). O dipolo geocêntrico é representada na Figura (24) pelo vetor (M) e a posição de um polo é P ($\lambda\theta, \Phi\theta$).

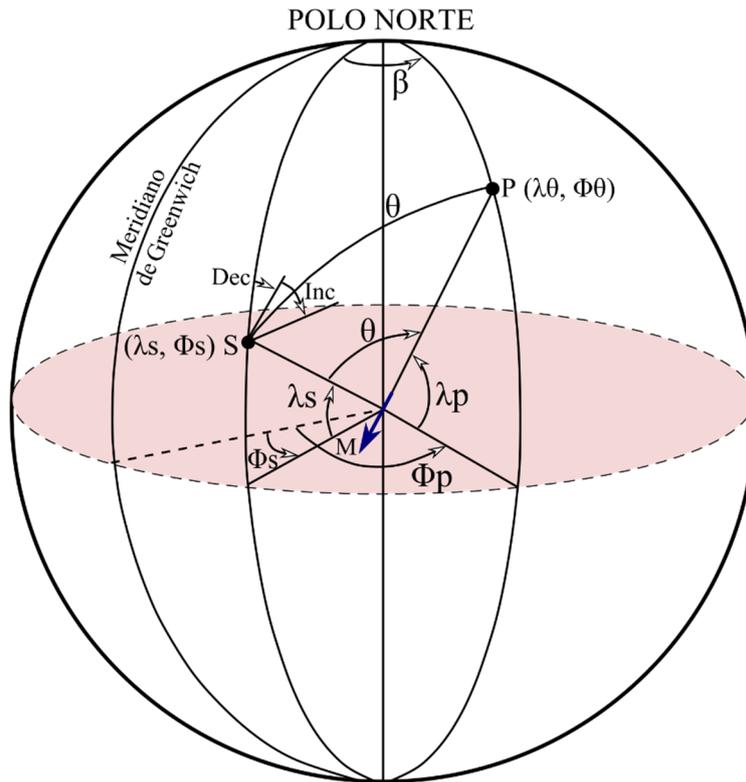


Figura 24 – Determinação de um polo magnético (P) a partir de dados magnéticos de um sítio (S) com inclinação (inc) e declinação (dec) conhecidos. (M) é o vetor momento do dipolo; (θ) é a colatitude magnética; $\lambda(s,p)$ a latitude e $\Phi(s,p)$ longitude dos pontos respectivos e; (β) a diferença de longitude entre o sítio e o polo. Fonte: modificado de Butler (1992).

O primeiro passo é calcular a colatitude magnética do polo (θ), fazendo uso da Eq. (19), de forma que (Butler, 1992):

$$\theta = \cot^{-1} \left(\frac{\tan(I)}{2} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{2}{\tan(I)} \right) \quad \text{Equação (24)}$$

É possível, então, calcular a latitude do polo ($\lambda\theta$) através da equação:

$$\lambda\theta = \text{sen}^{-1} \left((\sin(\lambda_s) \cos(\theta) + \cos(\lambda_s) \text{sen}(\theta) \cos(\text{Dec})) \right) \quad \text{Equação (25)}$$

O ângulo longitudinal que separa o sítio (S) do polo (P) é então obtido pela relação:

$$\beta = \text{sen}^{-1} \left(\frac{\text{sen}(\theta) \text{sen}(\text{Dec})}{\cos(\lambda\theta)} \right) \quad \text{Equação (26)}$$

Finalmente, duas possibilidades são possíveis para a longitude do polo:

- Se $[\cos(\theta) \geq \sin(\lambda_s) \text{sen}(\theta)]$, então a longitude do polo (Φ_p) = $\Phi_s + 180^\circ + \beta$;
- Se $[\cos(\theta) \leq \sin(\lambda_s) \text{sen}(\theta)]$, então a longitude do polo (Φ_p) = $\Phi_s + 180^\circ - \beta$.

Uma vez determinado o polo paleomagnético através da direção média (D_m , I_m), uma elipse de confiança em torno do polo pode ser determinado através do limite de confiança circular α_{95} (direção média). Um dos semi-eixos da elipse de confiança (denominado dp) passa pelo círculo máximo que cruza o polo paleomagnético e pelo polo geográfico e o outro semi-eixo (denominado dm) é perpendicular a esse meridiano e podem ser obtidos a partir das equações:

$$dp = \alpha_{95} \left(\frac{1+3\cos^2(\theta)}{2} \right) \quad \text{Equação (27)}$$

$$dm = \alpha_{95} \left(\frac{\sin(\theta)}{\cos(I_m)} \right) \quad \text{Equação (28)}$$

Para o cálculo do polo paleomagnético, Lanza & Meloni (2006) apontam para dois procedimentos: a) as médias direcionais de cada sítio (direções médias por sítio) são calculadas, seguidas pelo cálculo da média total de todos os sítios e, então, calcula-se o polo paleomagnético equivalente; b) calcula-se o VGP para cada sítio através da sua direção média seguida do cálculo da média dos VGPs, fornecendo, assim, o polo paleomagnético. Ambos os métodos têm como base a estatística Fisheriana. O resultado para o polo paleomagnético deve ser o mesmo com pequenas diferenças (Lanza & Meloni, 2006). Diferenças surgem, entretanto, na distribuição dos dados – onde uma distribuição circular de direções produz uma distribuição elíptica de VGPs e vice-versa. A posição média de VGPs obtidos de rochas de idade similar de um mesmo domínio tectônico ou geodinâmico é chamado de polo paleomagnético.

2.6.6 Deriva polar aparente (Apparent Polar Wander, APW), o exemplo do Gondwana

Desde o advento da descoberta da tectônica de placas, o estudo da posição dos continentes no tempo passado tem sido alvo de cientistas que buscam compreender a evolução da biodiversidade, efeitos sobre mudanças climáticas e disposição de recursos minerais e energéticos. O paleomagnetismo é a ferramenta chefe nos estudos paleogeográficos e o método quantitativo que utiliza informação do campo geomagnético no passado para estudar a posição dos continentes (Torsvik et al., 2012).

Devido à evolução geológica-geofísica e a dinâmica global (principalmente tectônica), a posição de polos paleomagnéticos de continentes distintos variam com o passar do tempo e se movem para longe do polo geográfico norte (atual) a medida que as idades das rochas se tornam mais antigas (Lanza & Meloni, 2006). O movimento de um polo em relação a um determinado elemento geotectônico (seja placa, continente, cráton, etc) é chamado de deriva polar aparente (APW

– apparent polar wander), sendo que a posição do polo atual é tida fixa no sistema de coordenadas geográficas presente (Van Der Voo, 1987).

O trajeto deixado pela APW representa a movimentação aparente do eixo de rotação em relação ao polo norte ou sul (Torsvik, 2005). A construção de uma trajetória APW requer um grupo de polos paleomagnéticos de idades geológicas variadas em um único diagrama (Torsvik, 2005). Há três métodos para traçar as linhas entre os polos: a) *splines* esféricas (calculadas matematicamente usando os polos como pontos); b) *running mean* e; c) o método de *small circles*. No método (a) as curvas são ajustadas à superfície da esfera através dos polos paleomagnéticos, sendo que a precisão do ajuste depende do grau de precisão de cada polo. No método (b) se arredonda as idades dos polos com idades absolutas e se calcula a média de todos os polos com idades que se ajustem a uma determinada janela de tempo. Com estatística Fisheriana, a elipse de confiança desse polo médio pode então ser calculada. No método (c), considera-se que se o polo de Euler é mantido constante, então o movimento dos continentes, e de diversas estruturas associadas, devem descrever caminhos circulares discretos (Torsvik, 2005).

Torsvik et al. (2012) resumiu dados de continentes Gondwânicos que totalizaram 229 polos paleomagnéticos. Segundo esses autores a compilação descrita sugere a seguinte dinâmica (Figura 25):

- I. Mantendo o SW-África na sua posição atual, a trajetória (APW) do polo Sul passa pela atual linha de costa brasileira no Cambriano Superior (550 Ma);
- II. Ocorre um movimento continuando para o NW-África pela maior parte do Cambriano Superior e do Ordoviciano, seguido de uma rápida cúspide do Siluriano ao Devoniano Inferior;
- III. No Devoniano Inferior, o Polo Sul estava localizado na África Equatorial se movendo para o sudeste durante o Carbonífero e, desde o Triássico, permaneceu na atual região Leste da Antártica.

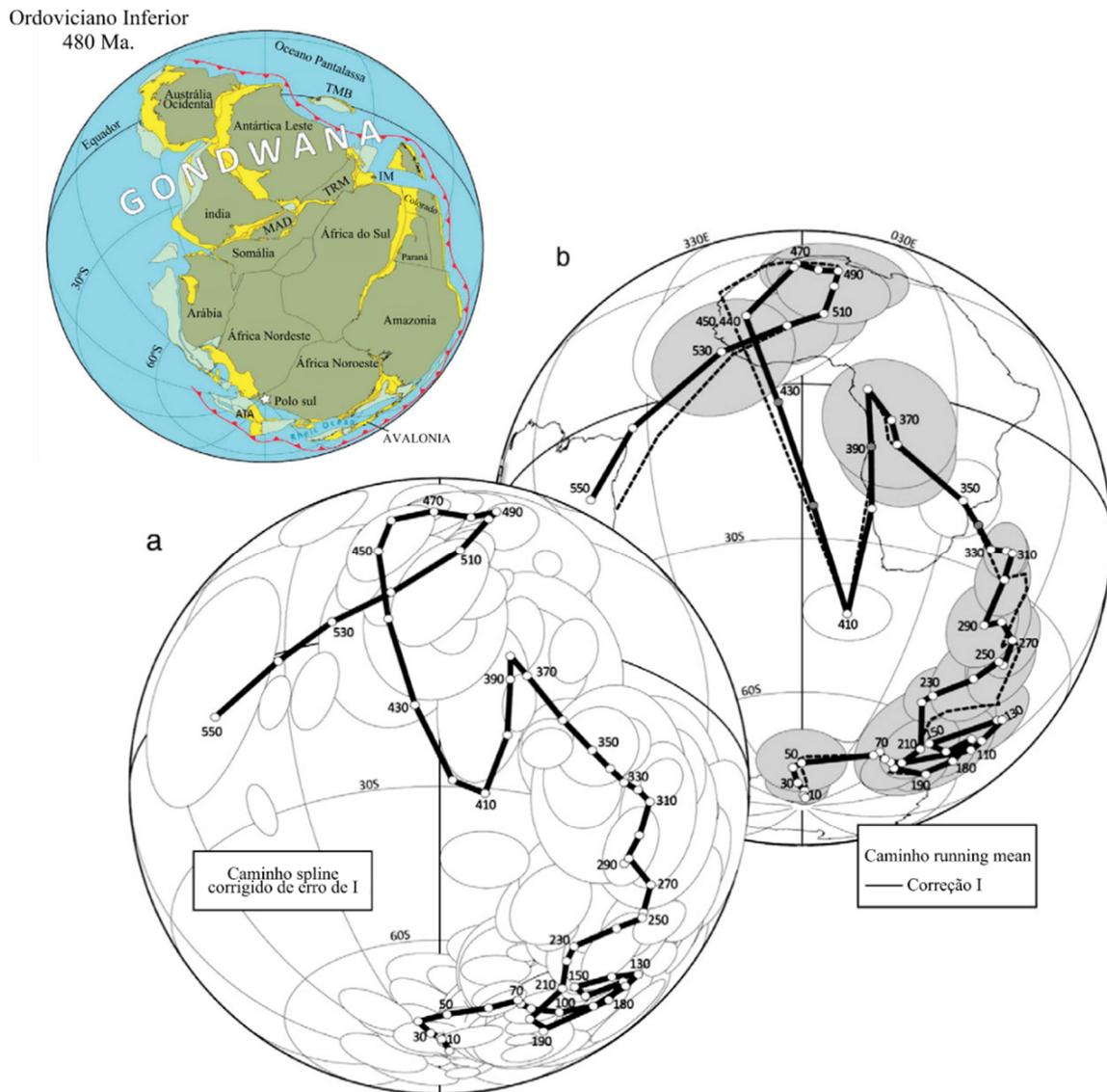


Figura 25 – Curvas de deriva polar aparente para o Gondwana. Os polos foram rotacionados considerando a África do Sul na sua posição atual. Polos obtidos para unidades sedimentares foram corrigidos do erro de inclinação. Na parte superior esquerda da figura há uma reconstrução paleogeográfica do Gondwana para o período do Ordoviciano Inferior. Em a) APW ajustada por *spline* com os polos projetados. Em b) APW ajustada por *running mean* com uma janela temporal de vinte milhões de anos. Fonte: modificado e simplificado de Torsvik et al. (2012).

2.6.7 Critérios de confiabilidade de um polo paleomagnéticos

Van der Voo (1990) propôs sete critérios de confiabilidade (Tabela 1) para qualificar um polo paleomagnético, classificando-os através de um fator de qualidade (Q) que varia de 0 (nenhum critério atendido) a 7 (todos os critérios atendidos). Há três pilares que suportam um polo paleomagnético de qualidade (denominado polo paleomagnético chave): controle estrutural, uma geocronologia satisfatoriamente precisa e tratamentos laboratoriais de amostras suficientes (Van der

Voo, 1990). A cada fator da Tabela (1) são atribuídos 1 ponto ao fator (Q) sendo, conseqüentemente, (7) o fator de confiabilidade máximo.

Tabela 1- Cconfiabilidade de dados de polos paleomagnéticos.

No.	Breve descrição
Q1	Idade da rocha determinada com confiabilidade e a presunção de que a magnetização seja de mesma idade
Q2	Número suficiente de amostras ($N > 24$), k ou $(K) \geq 10$ e $\alpha_{95}(A_{95}) \leq 16$
Q3	Desmagnetização adequada que inclua a demonstração da subtração vetorial
Q4	Testes de campo que restrinjam a magnetização
Q5	Controle estrutural e coerência tectônica com o cráton ou bloco envolvido
Q6	A presença de reversões
Q7	Nenhuma semelhança com polos mais jovens (por mais de um período)

Fonte: adaptado de Van der Voo (1990).

Meert et al., (2020) propõem uma série de alterações baseadas nos avanços do paleomagnetismo e das geociências nas últimas décadas, culminando em 7 fatores nos critérios de qualidade (R, *reliability*), que incluem:

R1 - Idade da rocha determinada com confiabilidade (incerteza $\leq \pm 15$ Ma) e a presunção de que a magnetização seja de mesma idade;

R2 - O uso de mais de um método de desmagnetização (térmico e por campos alternados, por exemplo), análise estatística dos dados vetoriais pelo diagrama de Zijdeveld e PCA e uma distribuição de VPG que englobe a variação paleosecular;

R3 - Investigação da mineralogia magnética da rocha, por meio de curvas termomagnéticas, IRM, histerese, anisotropia de suscetibilidade magnética, FORCs e micropetrografia;

R4 - Testes de campo estatisticamente positivos que restrinjam a magnetização, tais como o teste de contato cozido, da dobra, etc;

R5 - Controle tectôno-estrutural – a garantia de que o terreno estudado de fato é englobado a um bloco ou unidade de estudo;

R6 - Testes estatísticos significativos que demonstrem que as médias das direções normais e reversas são antipodais, quando as rochas em estudo registram reversões do campo geomagnético;

R7 - Nenhuma semelhança com polos paleomagnéticos por mais de um período – exceto se, por exemplo, houver evidências claras (testes de campo) de uma magnetização mais antiga.

Amostrar corretamente a variação paleosecular (PSV) é extremamente importante para demonstrar a validade do dado paleomagnético. A posição do VPG obtido para um único sítio é tido como característico para uma determinada latitude e posição no tempo (Cox, 1970). O espalhamento de um conjunto de VPGs está associado a um desvio angular (*angular standart deviation, ASD*) (Vandamme, 1994). O ASD, entretanto, pode estar afetado por direções de magnetização de rochas que registraram a direção do campo geomagnético durante reversões ou excursões do campo. Assim, esses VPGs devem ser removidos da base de dados antes do cálculo da média dos VPGs: essa remoção é realizada atribuindo-se um ângulo de corte – “*cutoff*” (Vandamme, 1994). Para a realização do *cutoff* de Vandamme (1994), primeiro realiza-se a determinação do polo paleomagnético com os sítios disponíveis. Posteriormente, calcula-se a ASD pela equação:

$$ASD = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \theta_i^2}{(N-1)}} \quad \text{Equação (29)}$$

Onde (N) é o número de VPGs e (θ_i) é o desvio angular entre cada VGP (i) e a média dos VPGs. O ângulo de *cutoff* pode então ser obtido pela relação seguinte:

$$A = 1.8 ASD + 5 \quad \text{Equação (30)}$$

Calculado (A), verifica-se se o desvio angular do VGP mais afastado da distribuição (θ_{\max}) é menor que (A). Se sim, pode-se então calcular os limites superior e inferior da elipse de confiança de 95%. Se não, descarta-se o VGP mais distante e um novo polo paleomagnético é calculado, seguido do cálculo de novos valores para ASD (equação 29) e A (equação 30). Este procedimento é repetido até que a condição de ($A > \theta_{\max}$) seja atingida (Vandamme, 1994).

2.7 Anisotropia de suscetibilidade magnética (Anisotropy of magnetic remanence, ASM) e anisotropia anisterética de remanência magnética (AARM)

2.7.1 Anisotropia de suscetibilidade magnética (Anisotropy of magnetic susceptibility, AMS)

Se uma propriedade ou característica física tem comportamento homogêneo em todas as coordenadas tridimensionais de um determinado meio, i.e, se não há discrepâncias direcionais num determinado comportamento, podemos definir que tal propriedade ou característica é isotrópica. As propriedades magnéticas variam em direção e, portanto, caracterizam diferentes anisotropias magnéticas (Lanza & Meloni, 2006), tal qual discutidas no tópico 2.2 desta revisão. A

suscetibilidade magnética de um meio pode ser expressa em termos de um tensor simétrico de segunda ordem (\underline{k}), expresso por uma matriz quadrada (3x3) (Jelinek, 1977):

$$\underline{k} = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & k_{13} \\ k_{21} & k_{22} & k_{23} \\ k_{31} & k_{32} & k_{33} \end{bmatrix}$$

A magnetização induzida (M_i , com $i = 1, 2, 3$) gerada por um campo magnético fraco (H_j , $j = 1, 2, 3$) em uma rocha é uma função linear da intensidade do campo (Hrouda, 1982), isto é:

$$\begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & k_{13} \\ k_{21} & k_{22} & k_{23} \\ k_{31} & k_{32} & k_{33} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_1 \\ M_2 \\ M_3 \end{bmatrix}, \text{ onde: } \begin{cases} M_1 = k_{11}H_1 + k_{12}H_2 + k_{13}H_3 \\ M_2 = k_{21}H_1 + k_{22}H_2 + k_{23}H_3 \\ M_3 = k_{31}H_1 + k_{32}H_2 + k_{33}H_3 \end{cases}$$

O tensor suscetibilidade geralmente é não nulo, porém, é possível escolher um sistema cartesiano em que as componentes não diagonais do tensor sejam nulas (Hrouda, 1982). Nesse caso, é possível denotar relações de autovalores da matriz suscetibilidade considerando (H_j) o autovetor, de maneira que (Hrouda, 1982; Jelinek, 1978; Jelinek, 1977):

$$\begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & k_{13} \\ k_{21} & k_{22} & k_{23} \\ k_{31} & k_{32} & k_{33} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{11} & 0 & 0 \\ 0 & k_{22} & 0 \\ 0 & 0 & k_{33} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{bmatrix}$$

Neste caso, a magnetização induzida M_i pode ser representada como:

$$\begin{cases} M_1 = k_{11}H_1 \\ M_2 = k_{22}H_2 \\ M_3 = k_{33}H_3 \end{cases}$$

Os termos k_{11}, k_{22}, k_{33} são autovalores da matriz tensorial (\underline{k}) e são chamados de suscetibilidades principais (Hrouda, 1982). Estes termos são geralmente referenciados como k_1, k_2, k_3 ou $k_{max}, k_{int}, k_{min}$, respectivamente (Bouchez, 1997; Lanza & Meloni, 2006). A cada suscetibilidade principal é atribuída uma elipse de confiança, representada pelos termos $\epsilon_{12}, \epsilon_{21}, \epsilon_{31}$ (Tauxe, 2003). Nas medidas de anisotropia de suscetibilidade magnética (ASM), Jelinek (1981) atribui um valor de corte para esta elipse como sendo de $26,5^\circ$. A aquisição do tensor suscetibilidade é realizada utilizando amostras que são devidamente marcadas e medidas no aparelho Kappabridge – MFK2 da Agico ©. Os autovalores adquiridos podem ser representados por meio de um elipsoide de suscetibilidade, onde seus eixos representam os eixos de suscetibilidade máxima (K_1), intermediária (K_2) e mínima (K_3) (Hrouda, 1982). Para a análise dos dados de ASM, alguns parâmetros foram definidos, sendo alguns destes a suscetibilidade volumétrica (K), o grau de anisotropia (P), o parâmetro de Jelinek (1981) ou parâmetro de forma (T) (Nédélec & Bouchez, 2015):

$$K = \frac{1}{3} (k_1 + k_2 + k_3) \quad \text{Equação (31)}$$

$$P = \left(\frac{k_1}{k_3} \right) \quad \text{Equação (32)}$$

$$T = 2 \ln \left(\frac{k_2/k_3}{k_1/k_3} \right) - 1 \quad \text{Equação (33)}$$

O grau de anisotropia (P), por ser a relação direta entre a suscetibilidade máxima e mínima, avalia o quão anisotrópica é a trama rochosa (Bouchez, 1997; Nédélec & Bouchez, 2015). Valores de $P < 1.3-1.4$ são comuns em rochas e valores de $P \approx 1.005$, embora muito baixos, ainda podem ser medidos e correspondem a alinhamentos preferenciais da trama magnética da ordem de 1% (Lanza & Meloni, 2006). O parâmetro de Jelinek (1981) tem uma relação direta com a forma das partículas. De acordo com a Eq. (33), os valores correspondentes a $T < 0$ indicam elipsóides de formato prolato, e $T > 0$, elipsóides oblatos, enquanto ($T=0$) indica um grão tri-axial (Figura 26).

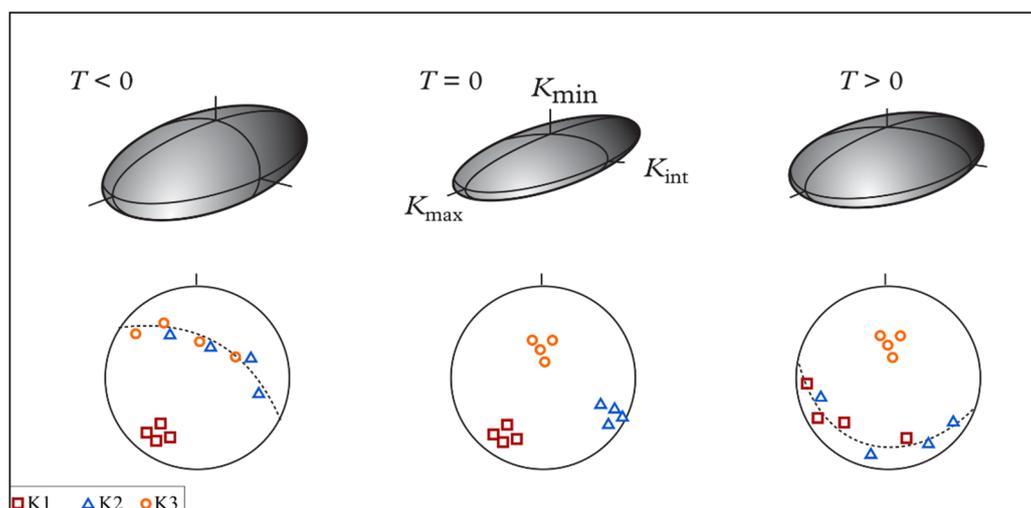


Figura 26 - Demonstração dos elipsóides de suscetibilidade magnética formados pelos autovalores de suscetibilidade. (T) é o parâmetro de forma (Jelinek) e os estereogramas (abaixo) são o *plot* em superfície de igual área. Fonte: modificado de Nédélec & Bouchez (2015).

A suscetibilidade magnética é geralmente resultado da contribuição de minerais com comportamento dia, para, antiferromagnéticos e ferrimagnéticos. Porém, já que a contribuição de minerais antiferromagnéticos e diamagnéticos apresentam valores de suscetibilidade irrelevantes no contexto, a suscetibilidade em muitas rochas (graníticas, por exemplo) é dominada por minerais ferrimagnéticos e paramagnéticos (Bouchez, 1997). Nesses mesmos litotipos, tramas magnéticas dominadas por minerais paramagnéticos tem intensidade de suscetibilidade geralmente inferior a 5×10^{-8} (no S.I), enquanto que em granitos ferromagnéticos a suscetibilidade tem várias ordens de

grandeza acima desse valor (Bouchez, 1997). A caracterização dos portadores magnéticos e do estado de domínio magnético dos materiais é fundamental para compreender a correlação entre os eixos de suscetibilidades principais e a consequente interpretação dos resultados. Em grãos de magnetita SD uniaxiais, o maior eixo de alongação é paralelo a k_3 , enquanto que em magnetitas MD o eixo de maior alongação é paralelo a k_1 (Ferre, 2002; Potter & Stephenson, 1988). Para grãos MD, o eixo mais longo do elipsoide AMS é dito lineação magnética e é coincidente com k_1 , e o eixo curto é normal ao plano da foliação magnética (k_3) (Bouchez, 1997). No caso de grãos MD a trama é dita normal e, para grãos SD, a trama é dita inversa (Ferre, 2002).

As suscetibilidades principais podem fornecer interpretações distintas: direções de paleocorrentes em rochas sedimentares (como o próprio acamamento ou estratificações); direções de fluxo magmático em rochas ígneas e direções de deformação e de tensão de origens tectônicas (Borradaile & Henry, 1996).

2.7.2 Anisotropia Anisterética de Remanência Magnética (Anhysteretic anisotropy of remanent magnetization, AARM)

Os resultados obtidos a partir da AMS são derivados das propriedades da suscetibilidade magnética de todos os minerais presentes na rocha – diamagnéticos, paramagnéticos e ferromagnéticos – como resposta de campos indutores fracos, (Jackson, 1991). Notoriamente, a AARM depende somente dos minerais com magnetização espontânea (remanente), i.e, dos ferromagnéticos (Jackson, 1991).

A AARM é obtida submetendo uma amostra a um campo alternado (*alternating current*, AC) decrescente, de um valor inicial até zero, enquanto que, ao mesmo tempo, um campo de corrente direta (*direct current*, DC) impõe magnetização na amostra (Nédélec & Bouchez, 2015). A repetição do procedimento para diferentes posições resulta em um pseudo-tensor de direção AARM que pode ser comparado com o elipsoide AMS em termos de direção (mas não de intensidade, já que um se trata de conjunto de escalares e o outro, de um conjunto vetorial) (Nédélec & Bouchez, 2015). A magnetização remanente anisterética só é obtida se o campo alternado possui intensidade superior à coercividade dos minerais magnéticos da amostra; sua intensidade é proporcional ao campo DC aplicado e a soma de ARMs parciais (pAARMs) resulta na ARM total (Fang et al., 2000).

pARMs têm uma correlação forte com o tamanho dos minerais magnéticos – de forma que é possível estudar a orientação preferencial particular de subpopulações de grãos de magnetita (por exemplo) baseado em sua coercividade (e consequentemente na forma e tamanho dos grãos) (Jackson et al., 1988).

A pAARM é utilizada para uma determinada população de minerais contidos numa janela de coercividades (Nédélec & Bouchez, 2015). A aquisição da anisotropia de magnetização remanente anisterérica parcial pode ser obtida aplicando um campo DC entre dois intervalos de um campo alternado decrescente – o que implica na necessidade de um equipamento que sincronize o campo DC ao processo AF (Jackson et al., 1988). De maneira alternativa, pode-se isolar a contribuição de baixa coercividade entre um intervalo de campo superior (H1) e outro inferior (H2), aplicando ciclos de aquisição de remanência magnética até H1 e desmagnetização AF até H2 (Trindade et al., 2001). Desta maneira, as coercividades desses minerais entre os valores de H1 e H2 podem ser deduzidas ao longo de três posições mutualmente ortogonais (Stephenson, 1993)– ao passo que para utilizar o método de ajuste por mínimos quadrados ao menos seis posições são necessárias (Trindade et al., 2001).

A dispersão dos eixos de anisotropia, ditos máximo, intermediário e mínimo (A_{MAX} , A_{INT} , A_{MIN}) é calculada usufruindo de um método de reamostragem com substituição, o *bootstrap* (Constable & Tauxe, 1990). Trindade et al. (2001) utilizaram o método alternativo que utiliza *tumbling* AF para medição de pAARM. Para uma aquisição numa janela de coercividade entre 90-50 mT, AARM foi induzida em um pico AF de 90 mT para um campo DC de 5×10^{-2} mT, seguida de uma desmagnetização AF em 50 mT – com desmagnetizações (*tumbling*) entre cada par de direções opostas de medidas. Uma comparação entre AARM da contribuição de magnetitas mais grosseiras (Figura 27) com as de magnetitas mais finas (mais coercivas) demonstrou que a direção dessas últimas pode divergir muito das direções AMS, evidenciando processos geológicos secundários (Trindade et al., 2001).

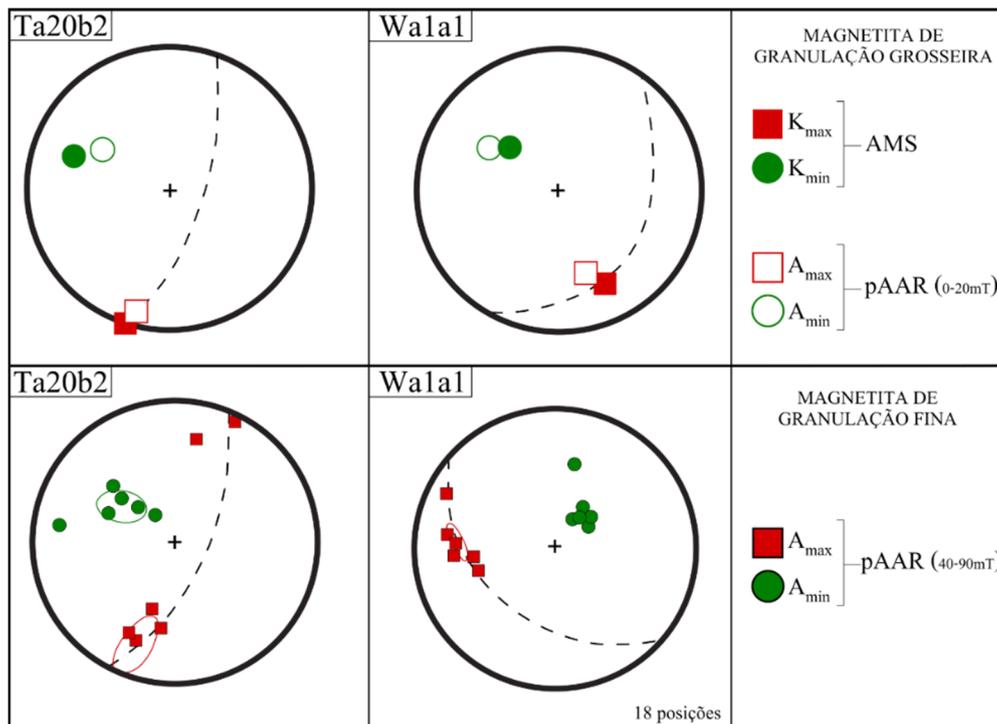


Figura 27 – Comparação entre populações de magnetita de diferentes coercividades nas amostras Ta20b2 e Wa1a1. Nota-se que a pAARM para coercividades até 20 mT se assemelham com as medidas de AMS. Para coercividades entre 40-90 mT, na amostra Ta20b2 as direções são similares com os elipsoides anteriormente comparados. Entretanto, para a amostra Wa1a1 as direções obtidas de populações mais coercivas são claramente distintas das frações mais grossas. Fonte: modificado de Trindade et al. (2001).

3 MODELAGEM NUMÉRICA DE DIFUSÃO TÉRMICA: avaliando a transferência de calor no meio geológico

3.1 A equação da difusão térmica em duas dimensões

Todos os processos geológicos são, de alguma maneira, resultado de um fluxo de energia ou massa (Leshner & Walker, 1991). A transmissão por calor na Terra ocorre principalmente por meio de condução e, secundariamente por convecção e irradiação (E. C. Robertson, 1988). Para a maioria das rochas mantélicas e crustais, calor radioativo só se torna relevante a temperaturas acima de 1200°C (Clauser, 2009).

Uma das maneiras de avaliar a transmissão de calor é através da solução da equação da conservação de calor. Essa deriva da Lei de Condução Térmica de Fourier e, tridimensionalmente, tem a forma (Gerya, 2010):

$$\rho C_p \left(\frac{dT}{dt} \right) = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + k \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + H \quad \text{Equação (34)}$$

O termo ρ indica a densidade do material (kg m^{-3}), C_p é a capacidade térmica a uma pressão constante (J/Kg/K), k é a condutividade térmica do material (W/m/K), H é a produção de calor volumétrica (Wm^{-3}), T é a temperatura e t é o tempo. Os termos que acompanham a condutividade térmica são a segunda derivada da temperatura com o meio, i.e, a variação da temperatura nas direções x , y e z (Gerya, 2010). Simplificando a Eq.(34):

$$\left(\frac{dT}{dt}\right) = \frac{k}{\rho C_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) + H \quad \text{Equação (35)}$$

Desprezando o calor radioativo, já que esse só se torna relevante a temperaturas maiores que 1200°C (Clauser, 2009) e assumindo o termo $(k \rho^{-1} C_p^{-1}) = \kappa$ (difusividade térmica), encontra-se:

$$\left(\frac{dT}{dt}\right) = \kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) \quad \text{Equação (36)}$$

Para a solução numérica de equações diferenciais, tal qual a Eq. (36), o método das diferenças finitas utiliza aproximações discretas para derivadas de variáveis espaciais (Blazek, 2005). É mais simples compreender que, numericamente, pode-se representar (localmente) uma derivada de uma grandeza ($\partial\varphi$) em função de uma variável espacial (∂x) como:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta x} = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{x_2 - x_1} \quad \text{Equação (37)}$$

Aumentar o grau de derivação da grandeza pode ser feito por contínuas aproximações finitas. Por exemplo, a segunda derivada da grandeza exemplo ($\partial^2\varphi$) se escreveria (Gerya, 2010):

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x} = \frac{\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)_B - \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)_A}{X_B - X_A} \quad \text{Equação (38)}$$

Onde $\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)_A = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{x_2 - x_1}$; e $\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)_B = \frac{\varphi_3 - \varphi_2}{x_3 - x_2}$. É notório compreender que para a aplicação desta discretização, é preciso um *grid* de pontos (Figura 28) que representem espacialmente (e temporalmente) os dados para aplicar o método das diferenças finitas (Gerya, 2010).

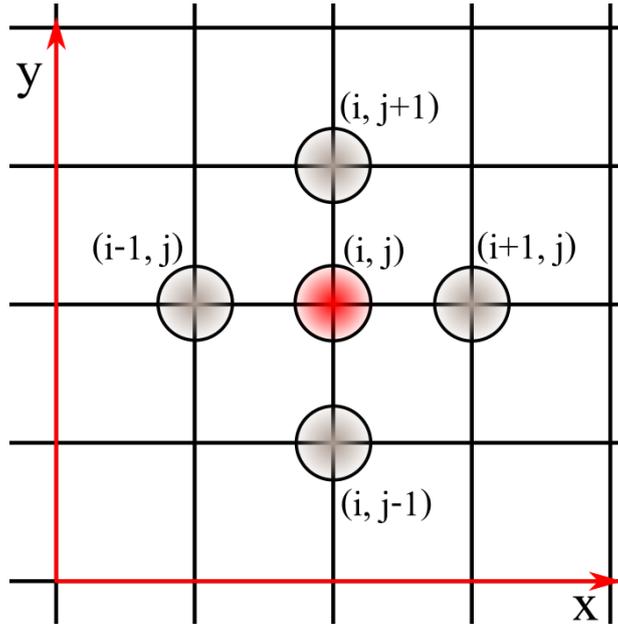


Figura 28 - Representação esquemática de uma malha de pontos regular e equidistante, cujo ponto representado pela coordenada (i, j) tem em suas adjacências 4 pontos. Os pontos adjacentes podem ser representados pela soma ou subtração em avanços em x (i) ou y (j), tomando o ponto central (i, j) como referência. Fonte: Baseado em Gerya (2010).

Antes de solucionar a Eq. (36) pelo método de diferenças finitas, para fins deste trabalho, trabalhar-se-á com sua forma bidimensional, em termos de x e y . Escreve-se a solução numérica das derivadas de segunda ordem de forma que:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\left(\frac{T(i+1,j) - T(i,j)}{\Delta x}\right) - \left(\frac{T(i,j) - T(i-1,j)}{\Delta x}\right)}{\Delta x} = \frac{T(i+1,j) - 2T(i,j) + T(i-1,j)}{\Delta x^2} \text{ Equação (39)}$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{\left(\frac{T(i,j+1) - T(i,j)}{\Delta y}\right) - \left(\frac{T(i,j) - T(i,j-1)}{\Delta y}\right)}{\Delta y} = \frac{T(i,j+1) - 2T(i,j) + T(i,j-1)}{\Delta y^2} \text{ Equação (40)}$$

Considerando a solução do termo (dT/dt) e substituindo-o na Eq. (36) sem o termo (dz) :

$$\left(\frac{T_{i,j}(\text{termo futuro}) - T_{i,j}(\text{termo presente})}{\Delta t}\right) = \kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) \text{ Equação (41)}$$

E agora substitui-se as Eq. (39) e (40) na Eq. (41), e considerando que $(\Delta x = \Delta y)$ porque a malha é equiespaçada:

$$T_{i,j}(\text{termo futuro}) = \left[\Delta t \kappa \frac{T(i+1,j) + T(i-1,j) + T(i,j+1) + T(i,j-1) - 4T(i,j)}{\Delta x^2} \right] + T_{i,j}(\text{termo presente})$$

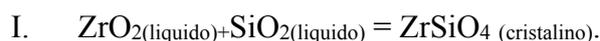
A Equação acima (42) é finalmente a solução numérica por diferenças finitas da equação de difusão térmica em duas dimensões. Essa solução pode ser utilizada nas geociências para simular o

comportamento da transferência de calor em corpos geológicos, como plutons (Bergbauer et al., 1998; Yoshinobu et al., 1998) – e em processos que envolvam dinâmica crustal e mantélica.

3.2 Investigando a temperatura de magmas através de geotermômetros de zircônio

Termometria geológica se refere às temperaturas atingidas durante processos geológicos (Kullerud, 1983). Estudos envolvendo geotermometria envolvem muitos campos das geociências (Pagel & Barbey, 1998), que podem incluir medições diretas (quando se referido a fluxos de lava, águas termais, etc.) ou estimativas indiretas (quando se tratando de estimar temperaturas por meios de materiais já cristalizados).

Acerca da estimativa indireta da temperatura de magmas – a avaliação do comportamento do zircão ($ZrSiO_4$) e sua cristalização pode fornecer importantes informações do tempo e da quantidade de zircão precipitado do magma (Watson & Harrison, 1983). A quantidade total de Zr para saturar um líquido em zircão pode ser compreendida como uma relação obtida através do equilíbrio químico:



Após formulada a constante de equilíbrio da equação, é notável que uma série de líquidos com parâmetros composicionais semelhantes, o $ZrO_2(\text{líquido})$ é proporcional a concentração de zircônica dissolvida e – se os parâmetros composicionais são corretamente escolhidos – o conteúdo de Zr em líquidos saturados em zircão deve ser tal que $\ln\left(\frac{1}{Zr}\right) \propto \frac{1}{T}$. Esta formulação, baseada na físico-química de experimentações laboratoriais, permitiu Watson & Harrison (1983) desenvolver uma equação capaz de relacionar a razão concentração de zircônio em um zircão estequiométrico em relação ao líquido:

$$\ln D^{Zr(\text{líquido})} = \{-3,8 - [0,85 (M - 1)]\} + 12900/T \quad \text{Equação (43)}$$

Onde, $D^{Zr(\text{líquido})}$ é a concentração de Zr (ppm) em zircão para o líquido saturado; M é o fator composicional que correlaciona a solubilidade de Zr em SiO_2 e da peraluminosidade do líquido ($Na + K + 2Ca/Al * Si$) (na forma catiônica); e T é a temperatura (Kelvin) (Miller et al., 2003; Watson & Harrison, 1983).

A solubilidade de Zr parece não ser sensível à pressão, e a Equação (43) tem desvios para magmas anidros (para valores menores que 1,5 wt% de H_2O) e magmas peralcalinos (Watson & Harrison, 1983). Em rochas com ausência de zircões herdados, T_{Zr} fornece uma estimativa mínima

para a temperatura do magma antes da cristalização efetiva começar – efetiva como temperatura de alojamento (Miller et al., 2003).

Uma revisão experimental de Boehnke et al., (2013) confirmou o parâmetro composicional (M) proposto por Watson & Harrison (1983), propiciando uma nova equação com resultados muito semelhantes à Eq. (44) e confirmando a baixa correlação da solubilidade de zircão com pressões de até 25 kbar (Boehnke et al., 2013):

$$\ln D^{Zr(\text{liquido})} = \left(\frac{10108 \pm 32}{T(K)} \right) - (1,16 \pm 0,15)(M - 1) - (1,48 \pm 0,09) \quad \text{Equação (44)}$$

Os geotermômetros de Watson & Harrison (1983) e Boehnke et al. (2013) são amplamente utilizados para composições cujo (M) está entre ($1,3 \leq M \leq 2$). Gervasoni et al., (2016) relataram resultados experimentais para magmas mais alcalinos e peralcalinos ($M \geq 2$). Nesse modelo, um novo parâmetro composicional é proposto (G) (Gervasoni et al., 2016):

$$G = \frac{3 Al_2O_3 + SiO_2}{Na_2O + K_2O + CaO + MgO + FeO} \quad \text{Equação (45)}$$

No fator (G) de Gevarsoni et al. (2016), todo o ferro é considerado como Fe^{2+} para fins de simplificação. A correlação obtida experimentalmente do parâmetro G com a saturação de zircão, temperatura e composição do líquido se mostrou excelente para líquidos peraluminosos, metaluminosos e mais alcalinos. O geotermômetro é proposto pela relação (Gervasoni et al., 2016):

$$\ln Zr = (4.29 \pm 0.34) - [(1.35 \pm 0.10) \ln(G)] + [(0.0056 \pm 0.0002) T(^{\circ} C)] \quad \text{Eq.(46)}$$

GEOLOGIA

Uma perspectiva do contexto geológico e dos aspectos do Venda Nova

4 ASPECTOS GEOLÓGICOS

4.1 O Orógeno Araçuai

O Orógeno Araçuai (Figura 29b) é um sistema orogênico formado pela colisão dos crátons do Congo e do São Francisco, como resultado da última fase de amalgamação do Gondwana Ocidental, representando a porção da colisão que permaneceu na América do Sul, tal como o Orógeno Congo Ocidental foi herdado pela contra parte africana (Alkmim et al., 2007; Almeida, 1977). O Araçuai foi edificado paralelamente à margem sudeste da costa brasileira em decorrência da Orogenia Brasiliano-Pan-Africana (Almeida, 1977), fundindo-se ao sul com a Faixa Ribeira (parte dos sistemas orogênicos Neoproterozóico-Cambriano) (Figura 29a).

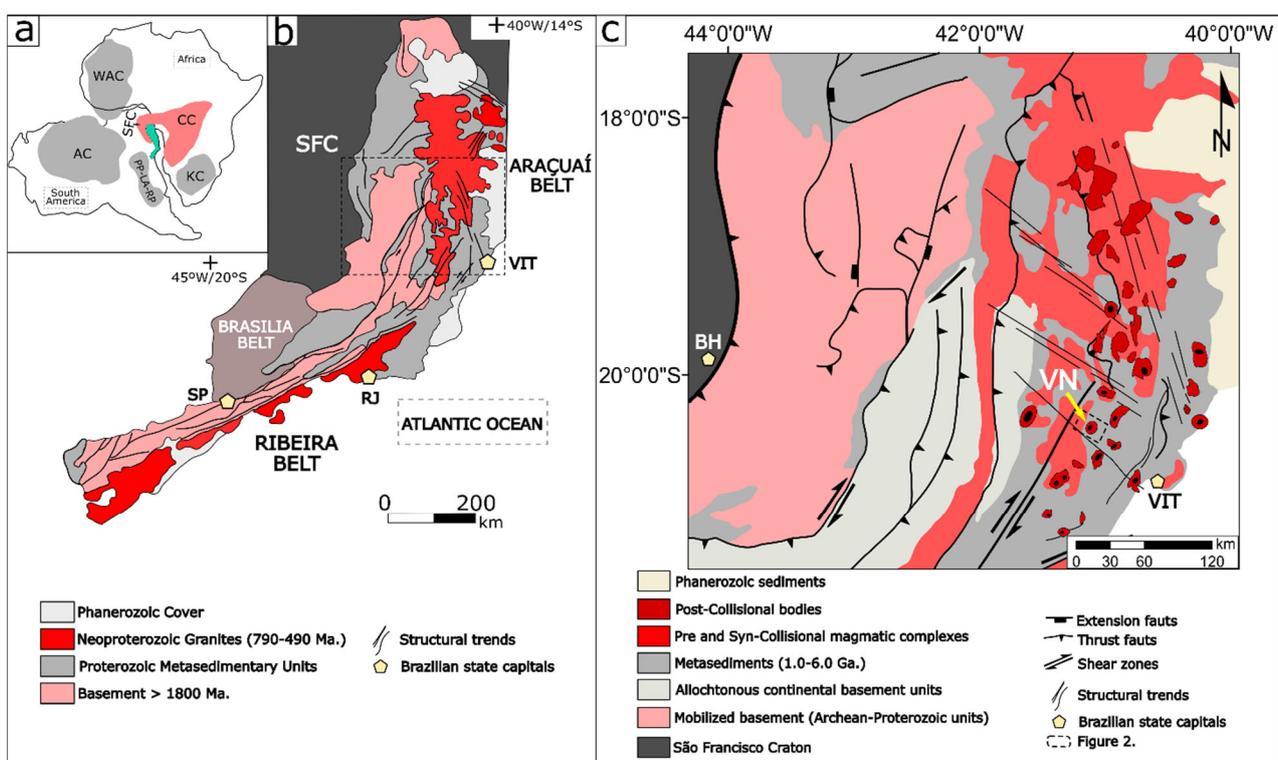


Figura 29 – Contextualização regional e configuração geológica do Orógeno Araçuai. a) Representação da posição dos principais crátons na América do Sul e África na fase pré-drif. Representação baseada em Alkmim et al., (2006). Em verde representa a área mostrada em (b) Unidades cratônicas em cinza: AC – Craton Amazônico, PP-LA-RP – Paranapanema, Luiz Alves and Rio de la Plata; KC – Craton Kalahari; e WAC – Craton Oeste Africano; Outras unidades cratônicas (em salmão) SFC – Craton São Francisco and CC – Craton do Congo. b) Trecho da Orogenia Brasiliana-Pan-Africana e orógenos Neoproterozóicos associados (Araçuai, Ribeira e Brasília). Modificado de Alkmim, (2015). A área limitada por linhas tracejadas é representada em (c) (Obs.: ao invés de escrever esta frase, você poderia colocar a letra (c) na respectiva área) Cidades: VIT – Vitória, RJ – Rio de Janeiro, SP – São Paulo, BH – Belo Horizonte. c) Seção do Araçuai com destaque ao plutonismo pós-colisional. As elipses pretas dentro das unidades pós colisionais indicam a presença de um núcleo máfico. O polígono em preto representa a área de estudo. Todas as unidades

baseadas em Cavalcante et al., (2019) e referências citadas, exceto pelos corpos pós-colisionais que são baseados em De Campos et al., (2016).

Após a abertura do Atlântico, o Araçuaí herdou dois terços do Orógeno Araçuaí-Oeste-Congo. No Brasil, este orógeno estende-se desde o Cráton do São Francisco até a Costa Atlântica, posicionado nos paralelos 15° e 21°S, apresentando tendência estrutural N-S (Pedrosa-Soares & Wiedemann-Leonardos, 2000). Uma peculiaridade relacionada ao orógeno é uma “ponte física” de terra que permitiu aos paleocontinentes da África do Sul e da América do Sul permanecerem conectados durante a tafrogênese que teria criado a bacia precursora do Araçuaí (Alkmim et al., 2006). Essa bacia formaria então um golfo parcialmente oceanizado (Pedrosa-soares, et al., 2007) e terminaria nas margens do Oceano Adamastor. Um cenário amplamente aceito para o próximo estágio evolutivo, relacionado à formação do orógeno, seria semelhante ao mecanismo de “fechamento de um quebra-nozes”, ou seja, a península do São Francisco giraria no sentido anti-horário, contra o craton do Congo, levando a bacia precursora à compressão e consumo generalizados de sua litosfera oceânica que subductaria sob o lado do Congo (Pedrosa-soares et al., 2007). No entanto, Trompette, (1997) considera o Orógeno Araçuaí-Oeste-Congo “parcialmente ou totalmente intracratônico”, obstruindo o Oceano Adamastor ao norte.

Geralmente, o Orógeno Araçuaí é interpretado como um Ciclo de Wilson completo, com episódios magmáticos marcando sua própria evolução tectônica. Um arco magmático pré-colisional (denominado G1), caracterizado por idades U-Pb no intervalo 625-575 Ma, resultou em magmatismo tonalítico e granodiorítico. A fase seguinte é caracterizada por um magmatismo sin-colisional (G2) composto por grandes batólitos foliados do tipo S, representados principalmente por granitos autóctones a para-autóctones com idades U-Pb entre 582 e 560 Ma. (Pedrosa-soares et al., 2007). À medida que a colisão evolui e surge o grau metamórfico, a fusão parcial das rochas G2 culmina em leucogranitos portadores de granada-cordierita, descritos como a unidade G3 marcada por idades de cristalização (U-Pb) entre 545 e 520 Ma. (Pedrosa-Soares et al., 2006). O magmatismo tardio (unidades G4 e G5), interpretado como evidência de colapso extensional do orógeno, está correlacionado a intrusões de corpos plutônicos livres de deformação tectônica, embora a foliação de borda ou fluxo ígneo possam ser concordantes com a foliação metamórfica regional (Pedrosa-Soares & Wiedemann-Leonardos, 2000).

O magmatismo G4 é representado por granitos de duas micas do tipo S datados (U-Pb) entre 535 e 500 Ma. Este magmatismo é, em parte, alóctone e contemporâneo ao magmatismo G3, e que teria intrudido níveis crustais superiores.. Finalmente, a unidade G5 representa uma composição granítica a charnockítica, na qual há mistura magmática, principalmente em plutons zonados

inversamente que expõem raízes máficas (Pedrosa-soares et al., 2007; Wiedemann et al., 2002). A idade de cristalização dos corpos G5 varia de 520 a 490 Ma. (U-Pb) e eles estão diretamente associados a cunhas mantélicas quentes parcialmente fundidas subindo através de zonas de cisalhamento profundas conforme o orógeno colapsa gravitacionalmente e as forças tectônicas sofrem alívio (Wiedemann et al., 2002).

Mais recentemente, a evolução térmica da Faixa Araçuaí e sua importância como condicionante geomorfológico têm sido avaliadas. Vauchez et al. (2007) descreveram um metamorfismo relacionado a altas temperaturas (high temperature – HT) e baixas pressões (low pressure – LP) - HT-LP ($> 700^{\circ}\text{C}$, 600 MPa) - para a Faixa Aracuaí, sugerindo uma crosta média parcialmente fundida com uma geoterma de $35^{\circ}\text{C km}^{-1}$. Petitgirard et al., (2009) estudaram uma intrusão sienítica cuja deformação magmática é paralela à deformação de estado sólido das rochas encaixantes, alegando um estado parcialmente fundido da crosta média durante o resfriamento dessa intrusão. Vauchez et al., (2019) mostraram, através de dados isotópicos de $\text{Ar}^{40}/\text{Ar}^{39}$ (de anfibólio, biotita e muscovita), que houve um resfriamento lento da crosta intermediária por milhões de anos nas rochas do AO após o pico de temperatura (800°C no período de 600 Ma), seguido por uma rápida taxa de resfriamento nos estágios finais da amalgamação do Gondwana (500°C no período entre 510 e 500 Ma. e 300°C no período de 480Ma).

Vauchez et al. (2007) compartimentaram o Araçuaí em quatro segmentos (de oeste para leste): (i) Domínio milonítico oeste, caracterizado por sedimentos homegenamente milonitizados; (ii) Unidade plutônica central, composta por grandes corpos granodioríticos e tonalíticos alojados em sedimentos metapelíticos; (iii) uma unidade kinzigítica descontínua e; (iv) uma unidade anatética leste, representando o núcleo anatético do AO. Neste modelo, a subducção de uma margem passiva (se existente) seria mais restrita e teria ocorrido entre corpos cratônicos (Fossen et al., 2017). Cavalcante et al., (2018) investigaram idades U-Pb e realizaram cálculos geotermométricos (titânio em zircão e zircônio em rutilo) de rochas do domínio anatético no norte da AO. Os resultados apontaram que as rochas deste domínio estiverem sob altas temperaturas e permaneceram parcialmente fundidas por pelo menos 25 Ma, se resfriando a uma taxa lenta, implicando numa crosta intermediária fraca. A crosta intermediária parcialmente fundida acomodaria as tensões colisionais através de aulacógenos pré-orogênicos, provendo mobilidade à orogenia, resultando em deformação em larga escala e múltiplos eventos intrusivos (Fossen et al., 2017, 2020). Esses autores, entretanto, não discutem profundamente os dados geoquímicos extensos publicados para as rochas do AO e não abordam a geração dos corpos pós-colisionais inversamente zonados. Vauchez et al.

(2019), citam, além disso, que a atividade pós-orogênica neste modelo é ainda pobremente compreendida.

Estruturas extensionais, como zonas de cisalhamento, cortam o Araçuaí ao longo de um corredor tectônico de tendência N-S (De Campos et al., 2016). Intrusões pós-colisionais ocorrem através de antigas estruturas pré-existentes, como eixos de antififormes e zonas de cisalhamento, culminando na produção de corpos plutônicos (Figura 28c) interpretados como o episódio tectônico tardio (De Campos et al., 2016). Intrudindo orto e paragneisses de alto grau, as bordas desses plutons geralmente demonstram contato abrupto. A composição dessas rochas é predominantemente granítica a charnockítica, associada a rochas enderbíticas e básicas (Weidemann-Leonardos et al., 2002). A trama magmática associada a estes corpos pode apresentar fluxos magmáticos bastante evidentes e foliação de borda, geralmente interpretada como uma resposta à injeção de magma através da foliação metamórfica da encaixante, capaz de produzir ângulos de mergulho acima de setenta graus (Weidemann-Leonardos et al., 2002).

Valeriano et al., (2011) destaca que, o conjunto dos plutons pós-colisionais do Orógeno Ribeira, o denominado “cinturão granítico” formado por tais intrusões pós-colisionais, marcaria uma importante zona de aquecimento e derretimento da crosta continental inferior. Este evento seria então causado por um “rompimento” da placa oceânica subduzida ou pelo colapso extensional da crosta continental quente superespessada. Estudos posteriores dos granitos pós-colisionais Cambro-Ordovicianos da Faixa Ribeira trouxeram novas evidências de intensa mistura de líquidos de origem crustal e mantélica (Valeriano et al., 2016). Como explicação para o magma toleítico, tendo como foco um magmatismo pós-colisional, esses autores apontam um “slab break-off” (rompimento de placa) como responsável por este magmatismo. De Campos et al., (2016) discutem a proporção extrema de bário (Ba) e elementos de terras raras nas rochas pós-colisionais. Através de dados de geoquímica total e isotópica, principalmente estrôncio (Sr) e neodímio (Nd), e geocronológicos, De Campos et al. (2016) apontam que a contaminação do manto por material crustal teria ocorrido durante a fase de subducção da orogenia. Este processo por si só não poderia explicar os valores extremos de Ba e Sr e valores $\epsilon_{Nd} > -10$. Uma delaminação de uma crosta Paleoproteróica contaria, no entanto, como explicação para valores extremos de ϵ_{Nd} que, com entrada de magmatismo alcalino, tornam-se progressivamente menos negativos. Devido ao rompimento da placa, a ressurgência de um manto astenosférico quente e enriquecido deve ter favorecido o processo de delaminação crustal” (De Campos et al., 2016). A colocação de plutons seria então relacionada a uma “descompressão linear” que ocasionaria fusão no complexo central metamórfico após o colapso do orógeno (~ 500 Ma). Um processo de descompressão fornece calor e voláteis para a crosta e

contribuiu para a anatexia crustal. Esses autores postulam que, tal evento Cambriano final deve ter desestabilizado o manto astenosférico o suficiente para criar um hotspot, mantendo altas temperaturas por mais 40 Ma.

A complexa história magmática de Araçuaí deu origem a uma grande quantidade de rochas. No centro-sul da Faixa Araçuaí, o pluton Venda Nova é um dos corpos plutônicos que aflora. Embora não haja dados geocronológicos para o pluton Venda Nova (VN), este tem sido interpretado como pós-colisional devido às seguintes razões: (i) sua proximidade com outros corpos plutônicos - como o Mimoso do Sul (zircão U-Pb datado, apontando 490 Ma como a idade de cristalização - Söllner et al., (2000) citado por Mendes & De Campos, (2012)); (ii) pela sua morfologia, por se tratar de uma intrusão circular em zoneamento inverso, com núcleo gabróico circundado por unidades sienomonzoníticas (Mendes & De Campos, 2012); e (iii) pelos dados geoquímicos (De Campos et al., 2016).

4.2 O pluton Venda Nova (VN)

Segundo Mendes & De Campos (2012), o pluton Venda Nova (Figura 30) corresponde a uma estrutura elíptica com área de pelo menos 75 km², com um estreito anel de rochas charnockíticas envolvendo parcialmente seu lado oeste. O VN intrude ortognaisses e paragnaisses metamorfizados principalmente em fases de anfibolito. A foliação metamórfica nessas rochas encaixantes é orientada regionalmente para NE-SW, com graus distintos de ângulos de mergulho (Wiedemann et al., 2002).

Ludka et al. (1998) descreveram o contato entre as fácies do pluton como feições dúcteis e gradacionais, sugerindo a intrusão contemporânea desses magmas. Conforme relatado por Ludka et al., (1998), as principais unidades na intrusão são: a) um envelope de sienomonzonito, composto principalmente de micropertita/mesopertita, oligoclásio/andesina, biotita, hornblenda e minerais acessórios menores como quartzo, piroxênios (clino e orto), ilmenita, magnetita, titanita, alanita e zircão; b) um núcleo de gabro-norito composto principalmente por labradorita, diopsídio, bronzita/hiperstênio, biotita, hornblenda, ilmenita, magnetita e sulfetos. Curiosamente, esses autores também descrevem a ocorrência de cumulos de olivina-piroxênio-flogopita; c) um “halo” de monzodiorito que seria o resultado de mistura entre as unidades sienomonzonítica e gabro-norítica, se caracterizando como uma rocha híbrida. Nessa unidade, há evidências de desequilíbrio químico, tais como, estruturas de manto em feldspato e transformações de piroxênio-anfibólio, descritas como sinais preservados de mistura mecânica; e d) granitos, delimitados em dois grandes grupos - um granito microclina e um leucogranito de granulação fina – ambos com gênese a partir da fusão de rochas paragnáissicas, com base em comparações geoquímicas. Geoquimicamente, a característica

mais interessante dessas rochas (com exceção dos granitos, por sua origem genética) é o enriquecimento anômalo em elementos incompatíveis (Ba, Sr e terras raras), que foi interpretado como oriundos de uma fonte mantélica primitiva enriquecida.

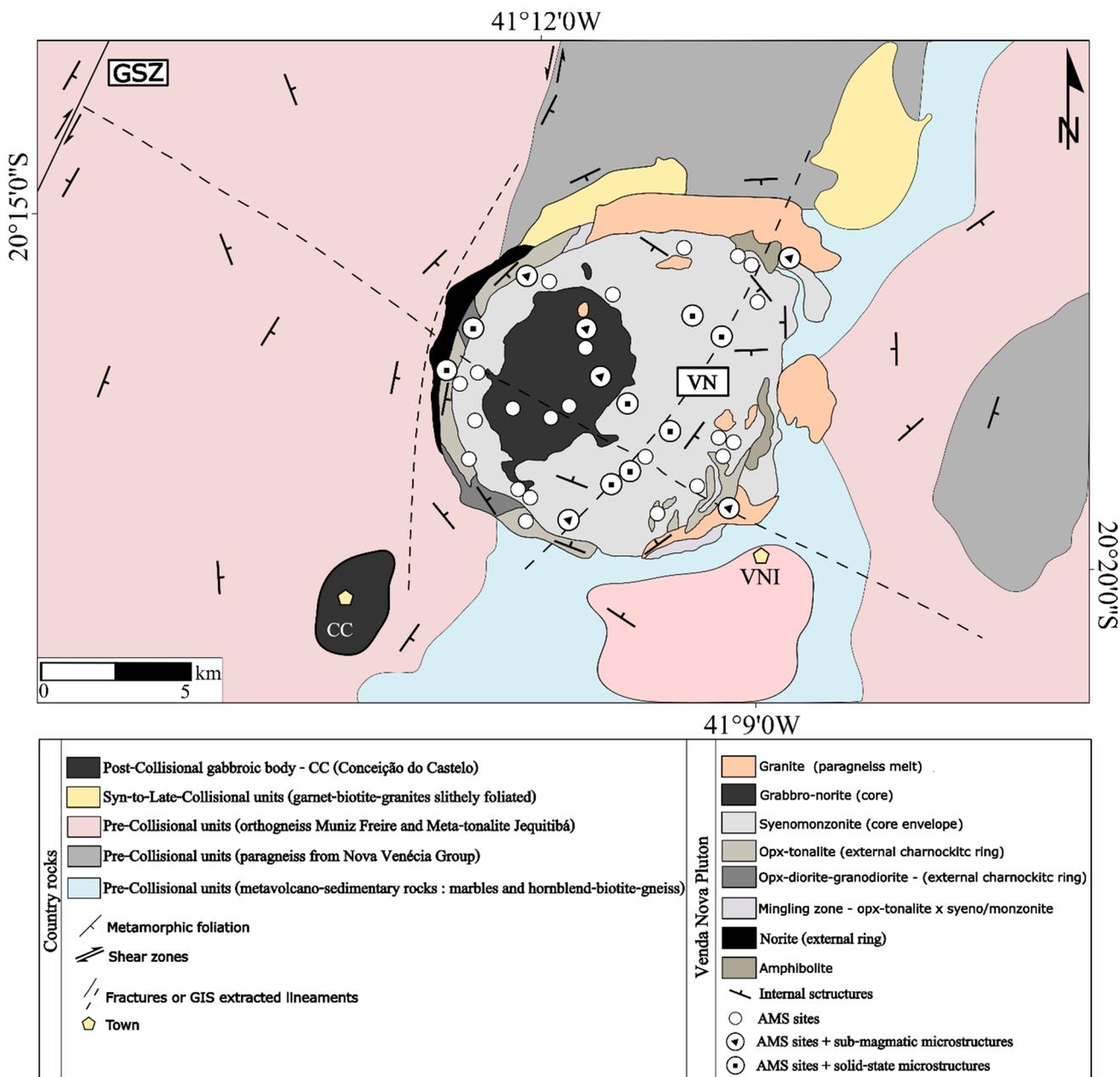


Figura 30 – Mapa geológico do pluton Venda Nova (VN). As rochas encaixantes são dados simplificados do Serviço Geológico Brasileiro (Signorelli, 1993; Vieira & Menezes, 2015). Unidades geológicas modificadas de De Campos et al. (2016) (após Mendes & De Campos et al., 2012). A foliação metamórfica parece ser defletida pela intrusão do VN. Cidades: CC – Conceição do Castelo, VNI – Venda Nova do Imigrante. GSZ – Zona de Cisalhamento Guaçuí.

Na parte mais ocidental do VN, faixas de charnockito parecem cobrir as rochas sieníticas/monzoníticas. Anfibolitos colocados como estruturas roof pendants também aparecem nesta região e na borda nordeste do VN (De Campos et al., 2016 e referências citadas). Uma atenção especial foi

dada ao anel charnockítico e norítico na borda oeste do VN (Mendes & De Campos, 2012). As rochas portadoras de ortopiroxênio (charnockitos) variam de composições tonalíticas a dioríticas. O norito é descrito como marcando estruturas primárias de fluxo, evidenciadas pela orientação do plagioclásio, juntamente com os demais componentes, tais como, ortopiroxênio, clinopiroxênio, anfibólio, magnetita e ilmenita, pirita, apatita, zircão, biotita e quartzo. Extinção ondulada e contatos poligonais são considerados evidências de deformação dúctil sub-sólida.

A paragênese dos charnockitos é ortopiroxênio, clinopiroxênio, anfibólio, biotita, feldspato alcalino, quartzo, ilmenita, magnetita, apatita e zircão. Estruturas de fluxo também estão presentes e marcadas por plagioclásio e biotita (Mendes & De Campos, 2012). A química mineral - realizada sobre piroxênios, feldspatos, anfibólios, biotita, ilmenita e magnetita - foi utilizada como base para a determinação de parâmetros intensivos, que, em suma, foram a temperatura média de cristalização ígnea (pares coexistentes de Opx-Cp) de 908°C e 958°C, para o norito e charnockito, respectivamente; e uma pressão de cristalização (geobarômetro Al-em-hornblenda) variando de 5,5 a 6,0 bar - o que corresponderia a níveis de intrusão crustal profunda, de 18 a 20 km, e reequilíbrio mineral sob condições metamórficas de deformação (Mendes & De Campos, 2012).

Geralmente, os noritos apresentam assinaturas toleíticas, visto que os charnockitos são de natureza cálcio-alcalina. Sua paragênese aponta para uma condição anidra de alta temperatura de cristalização. Ao comparar o comportamento geoquímico da maioria das rochas de VN (aquelas compreendidas na maior parte da estrutura elíptica, como os sienomonzonitos e gabro-noritos) com o do anel externo de charnockito-norito, Mendes & De Campos (2012) sugerem que um norito toleítico e um charnockito cálcico-alcalino de K médio não poderiam ser produzidos a partir do mesmo magma parental que geraria os olivina-gabbros, mais primitivos. Isso levaria então à ideia de um pulso magmático inicial, correspondente ao anel externo formado por rochas charnockíticas-noríticas, e outro posterior, para o resto da intrusão. Esses dados dão a ideia de que o pluton Venda Nova é a raiz de uma estrutura plutônica.

**CONSTRUINDO UMA INTRUSÃO INVERSAMENTE ZONADA NO
ORÓGENO ARAÇUAÍ**

Trama magnética, microestruturas e implicações geotectônicas

5 ANISOTROPIA DE SUSCETIBILIDADE MAGNÉTICA

5.1 Amostragem e dados de campo

Os dados apresentados neste capítulo foram utilizados para a confecção de um artigo científico focado no alojamento e no estado de esforços regionais no momento da colocação dos magmas que formaram o Venda Nova (Bellon et al., em revisão).

Amostras de testemunho orientadas foram extraídas de 36 sítios uniformemente espaçados ao longo do pluton (Figura 30). Litologias e coordenadas geográficas são descritas na Tabela 2. Pelo menos 8 testemunhos foram perfurados em cada local usando uma furadeira portátil adaptada movida a gasolina. Cada núcleo tem dimensões de cerca de 7 a 8 cm de comprimento e cerca de 2,5 cm de diâmetro, todos orientados através de bússola solar e magnética. Os contatos entre a intrusão (VN) e as rochas encaixantes são subverticais, e a foliação na borda do pluton é paralela ao contato. As rochas encaixantes próximas da borda do Venda Nova são intensamente deformadas, onde os gnaisses apresentam dobras isoclinais com vergência para oeste (Figura 31b) na orla sul e intensas feições de deformação dúctil na borda norte (Figura 31c). Esta foliação metamórfica mergulha em direção à intrusão com o ângulo de mergulho aumentando mais perto do pluton. Perto da borda NW, boudins de quartzo ocorrem ao longo da foliação vertical das rochas miloníticas, mostrando um sentido de cisalhamento dextral (Figura 31d). Em distâncias maiores que 5 km do contato com a encaixante, a foliação é concordante com a tendência estrutural NE-SW regional, determinada principalmente pelo lineamento mais importante, a Zona de Cisalhamento Guaçuí (Guaçuí shear zone, GSZ), situado cerca de 10 km a noroeste do Venda Nova (Figura 30).

Quatro locais foram amostrados no anel charnockítico oeste. As rochas aflorantes são superficialmente alteradas. Constatou-se que os charnockitos eram principalmente porfiríticos, às vezes definindo um fluxo magmático. Os diques sieníticos cortam esta unidade e mostram características deformacionais dinâmicas intensas, como feldspato alcalino porfiroclástico com cinemática dextral (Figura 31a). A unidade sienomonzonítica domina o relevo no VN, permitindo a amostragem de 23 sítios. Essas rochas afloram principalmente como enormes monólitos convexos, aproveitados pela mineração de rochas ornamentais por sua aparente isotropia e baixa ocorrência de feições intempéricas. Nenhum contato direto entre os charnockitos de borda e os sienomonzonitos foi encontrado. Em contraste, o núcleo gabróico representa um baixo topográfico no VN. Estas rochas geralmente afloram perto de cursos d'água e são intensamente alterados, o que limitou os locais de amostragem a 8. Embora Ludka et al. (1998) considerem os sienomonzonitos e o núcleo gabróico essencialmente contemporâneos marcados por transição gradacional com rochas híbridas no meio,

contatos abruptos entre essas unidades foram encontrados na porção mais ao sul do gabro (Figura 31e). As amostras coletadas exatamente nestes contatos abruptos revelam claramente a granulação fina da porção máfica, quase afanítica, e grãos grandes de feldspato do envelope de sienomonzonito (Figura 31f). Na porção NW do VN, diques gabróicos seccionam a unidade de sienomonzonito. Embora esses diques tenham bordas bem definidas, ambos os processos de mixing e mingling são encontrados (Figura 31g) formando faixas dentro do corpo do dique.



Figura 31 – Cenários do trabalho de campo no pluton Venda Nova. Em a) cinemática dextral oriunda de deformação dinâmica em diques sieníticos que intrudem o anel charnockítico; b) dobras isoclinais mostrando vergência para oeste na borda SW do Venda Nova; c) deformação de ortognaisses com feições de deformação dúctil na borda NE; d) boudinage de quartzo em milonitos de foliação vertical na borda NW. Essas feições destacam a deformação plástica e dinâmica que circunda a intrusão do envelope sienomonzonítico. De e) até g) estão representadas feições dentro do Venda Nova. e) mostra um claro contato abrupto entre sienomonzonitos e o núcleo gabróico, mais facilmente observado pelos pontos amarelos no núcleo amostrado em (f) nos limites representados em (e). Em (g) um dique gabróico corta o sienito na porção NW do VN, com evidências claras de interação física e química de magmas.

5.2 Metodologia de investigação

Para evitar o erro de anisotropia de forma, causado pela geometria externa, os núcleos foram cortados em espécimes com 2,2 cm de comprimento, resultando em um total de 600 amostras. Todo o processo de preparação e medidas das amostras foi realizado no Laboratório de Paleomagnetismo da Universidade de São Paulo (USPmag).

A anisotropia de susceptibilidade magnética (AMS) de cada espécime individual foi medida com um aparelho Kappabridge MFK 1A da Agico. Os valores médios de K1, K2 e K3 por sítio foram obtidos por meio da metodologia estatística de Jelínek (1978) usando o software ANISOFT (5.1.03) da AGICO (Hrouda & Schulmann, 1990) com um mínimo de cinco espécimes medidos. A dispersão interna (elipses de confiança) é dada por ϵ_{12} , ϵ_{23} , ϵ_{31} (vide tópico 2.7.1); dados de amostras com incerteza $> 26,5^\circ$ foram descartados seguindo Jelínek (1978).

A anisotropia de magnetização de remanência anhisterética (AARM) também foi medida para alguns sítios. Foram selecionados seis sítios de acordo com a sua representabilidade em cada unidade geológica da Venda Nova. A indução de AARM foi obtida por meio de um desmagnetizador por campos alternados LDA-3 da AGICO, o qual permite a aplicação de um campo DC de intensidade baixa, concomitante com a aplicação do campo alternado. A magnetização remanente anhisterética foi medida com um magnetômetro giratório AGICO JR6-A. As amostras foram inicialmente desmagnetizadas aplicando-se um campo alternado a 100 mT. Então, o AARM foi induzida ao longo de 12 orientações diferentes usando um valor de campo alternado de pico de 50 mT e um campo DC de 0,10 mT. Este procedimento permite comparar a trama magnética causada por todos os minerais presentes na rocha (dia, para e ferromagnéticos), fornecida pelas medidas de AMS, com a causada apenas por minerais ferromagnéticos, fornecida pelas medidas de AARM (Trindade et al., 2001). Também foram estudadas as microestruturas de deformação dos sienomonzonitos e gabro-noritos para inferir os mecanismos de deformação no interior do pluton Venda Nova. Neste intuito, foram confeccionadas lâminas delgadas orientadas para 20 dos 36 sítios do VN.

As medições magnéticas foram concluídas com uma investigação da mineralogia magnética das rochas. Experimentos termomagnéticos foram realizados em amostras das principais fácies geológicas do VN. As amostras foram trituradas em almofariz de ágata e aquecidas a altas temperaturas (700°C), em forno CS-2 acoplado a um aparelho Kappabrigde KLY-4S da Agico. Durante os ciclos de aquecimento e resfriamento, a susceptibilidade magnética foi continuamente medida em função da temperatura. Curvas de baixas temperaturas foram realizadas após inserir a amostra em nitrogênio líquido (-195 ° C) e então a susceptibilidade foi continuamente medida até a temperatura ambiente usando o mesmo instrumento Kappabrigde. Curvas de altas temperaturas foram realizadas sob uma atmosfera de argônio em fluxo constante para evitar oxidação excessiva. Nos experimentos de altas e baixas temperaturas, subtraiu-se o sinal do porta-amostra e do forno. Curvas de magnetização remanente isotérmica (IRM), histerese magnética e curvas de reversão de primeira ordem (FORCs) foram adquiridas para amostras representativas através de um magnetômetro de amostra vibrante MicroMag 3900 (VSM, Princeton Measurements Corp) com o objetivo de refinar a investigação de mineralogia magnética.

5.3 Resultados

5.3.1 Microestruturas

As feições magmáticas são preservadas na maioria das rochas gabróicas, incluindo a textura intersticial intergranular, na qual os espaços entre os plagioclásios são ocupados por grãos de piroxênio e biotita. Apesar da maioria dos cristais de plagioclásio ser orientados aleatoriamente, às vezes, estes apresentam orientação demarcada, definindo uma textura traquitóide. A deformação submagmática é registrada em todo o pluton (Figuras 30 e 32), incluindo o núcleo gabróico. Uma deformação de cristal com fusão em uma trama pré-cristalização total é indicada por ortoclásio intersticial em grandes grãos ondulantes de plagioclásio e bordas fundidas dos cristais circundantes (Figura 32c). Evidências de deformação plástica são: (i) extinção ondulante em quartzo e (ii) maclas polissintéticas descontínuas em plagioclásio prismático (Figura 32b), onde uma textura ígnea geral é preservada e interpretada como um indicador de deformação submagmática. Outra característica submagmática é a presença de quartzo/plagioclásio de granulação fina ocorrendo entre grandes cristais de plagioclásio - indicando a presença de uma fase de fusão sob deformação durante o processo de cristalização.

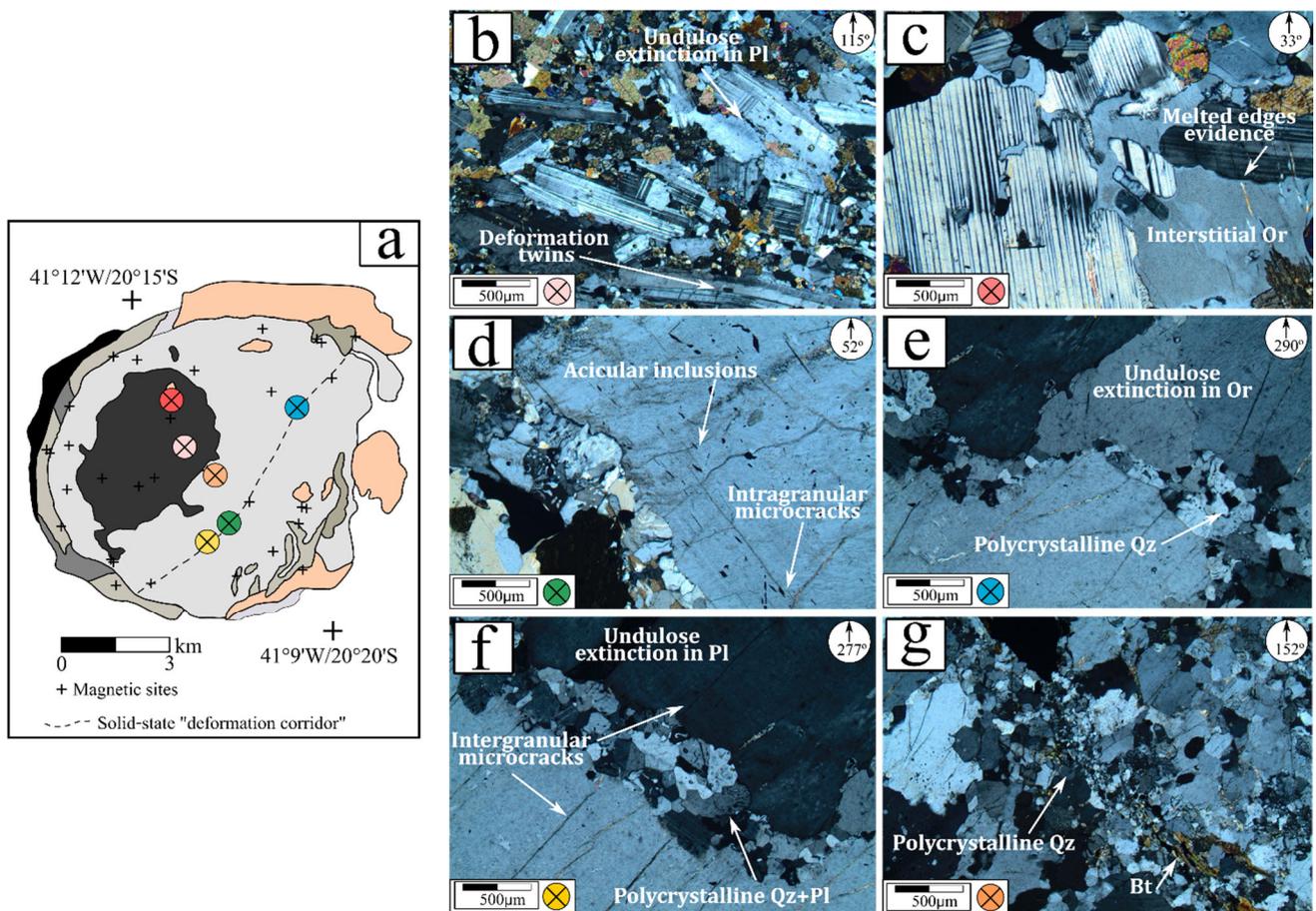


Figura 32 – Seções micropetrográficas do Venda Nova. Em a) localização dos pontos amostrados referentes às lâminas de b a g. Seções orientadas de acordo com a orientação azimuthal dos núcleos em campo (indicado no canto superior direito). Em b) deformation twins (deformação geminada) e extinção ondulante em plagioclásio. c) ortoclásio intersticial em plagioclásio, ambos em gabros. Em d) inclusões aciculares, em alguns momentos preenchendo fraturas intragulares nos sienomonzonitos. De e) a g), faixas de quartzo policristalino e extinção e ortoclásio e quartzo com extinção ondulante são evidências de deformação em estado subsólido em sienomonzonitos.

Nas rochas sienomonzoníticas, a principal feição magmática é uma textura porfírica irregular, cujos cristais mais bem desenvolvidos são ortoclásio e plagioclásio. Ao longo das amostras, são encontradas evidências de deformação e orientação preferencial. As características magmáticas incluem a presença de cristais aciculares (Figura 32d), como biotita e grãos opacos.

A deformação sem fusão presente está concentrada ao longo da borda do pluton, incluindo o anel charnockítico, além de um "corredor de deformação" de tendência NE que se estende por todo o diâmetro do pluton (Figura 32a) e que também apresenta evidências de deformação no estado sólido. As características diagnósticas são: (i) agregados de quartzo policristalino ondulante entre as bordas de ortoclásio e plagioclásio (Figura 32f); (ii) limites de grão irregulares e forte evidência de migração de limite de grão devido a um processo de recristalização dinâmico (Figura 32e); (iii) faixas plásticas

de deformação com orientação preferencial, formadas por quartzo policristalino e biotita em forma de fita entre grandes feldspatos (Figura 32g).

5.3.2 Mineralogia Magnética

As curvas termomagnéticas (K – T) de amostras de cada unidade estudada mostram assinaturas de minerais com comportamento ferromagnético (Figura 33). O aquecimento espontâneo das amostras após sua inserção em nitrogênio líquido indicou um aumento abrupto da susceptibilidade para todas as amostras que começa em torno de -180°C para estabilizar em torno de -150°C .

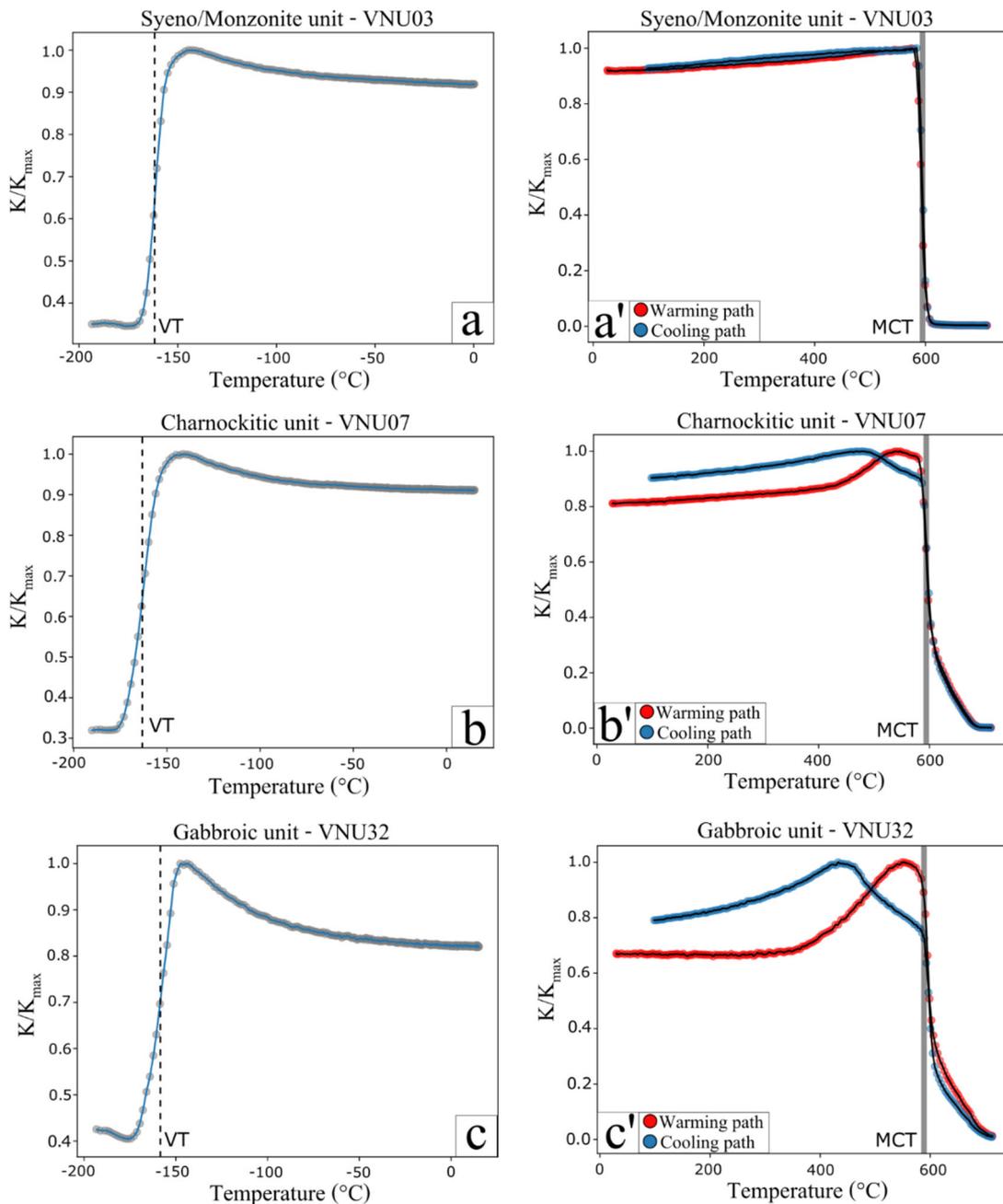


Figura 33 – Curvas termomagnéticas de amostras representativas de unidades do VN normalizadas pela suscetibilidade magnética máxima em cada amostra. Os gráficos do lado esquerdo mostram as curvas para temperaturas criogênicas (a,b,c). As linhas verticais traçadas indicam a temperatura de Verwey (VT) perto de -153°C . Curvas de alta temperatura estão exibidas no lado direito da figura (a', b' e c'). Além de magnetita, amostras gabbroicas e charnockíticas mostram evidências de outra fase ferromagnética – muito provavelmente hematita, devido ao comportamento paramagnético observado após 680°C (a temperatura de Néel para a hematita). A barra vertical cinza indica a temperatura de Curie da magnetita (MCT) próxima a 580°C .

Este comportamento é atribuído à Transição de Verwey (VT) da magnetita, embora as pequenas diferenças da VT em cada amostra possam ser decorrentes de uma não estequiometria ou

deficiência de oxigênio de sua composição química (Dunlop & Özdemir, 1997). Em altas temperaturas, todas as amostras apresentam uma queda repentina da suscetibilidade magnética a 580°C, que é a temperatura Curie da magnetita (MCT), manifestando a dominância deste mineral sobre toda a trama magnética. Para as amostras charnockíticas e gabróicas (Figura 33b', 33c'), há um aumento da suscetibilidade magnética antes do MCT, possivelmente relacionado ao Efeito Hopkinson. As curvas de aquecimento e resfriamento K-T para as rochas sienomonzoníticas mostram reversibilidade (Figura 33a'), o que significa que nenhuma transformação mineral ferromagnética ocorreu durante o processo. Enquanto esta última curva exibe comportamento paramagnético logo após o MCT, as curvas das rochas charnockíticas e gabróicas mantiveram uma queda lenta, ultrapassando a temperatura de Néel da hematita (680 ° C), o que é uma indicação de sua presença. Além disso, as curvas de resfriamento para essas amostras mostram aumento de (K), apontando a provável formação de nova fase ferromagnética.

As curvas de histerese magnética destacaram valores de coercividade normalmente baixos (Hc) (em uma faixa de 18,75 - 0,932 mT). Os loops de histerese para a maioria das amostras têm uma cintura fina (Figura 34) - indicando que os valores baixos de Hc estão provavelmente associados à magnetita multidomínio (MD). A amostra VNU32 excepcionalmente mostra uma característica de “cintura de vespa” (Figura 34c), que indica a presença de dois minerais magnéticos (Tauxe et al., 1996). Como sugerido pelas curvas termomagnéticas, esses minerais são provavelmente magnetita e hematita, que devem fazer parte da fábrica magnética da rocha. Comparado com outras litologias, o gabro apresenta baixos valores de IRM (Figura 34d), que não atinge a saturação em campos de 0,8T. Somado ao seu alto Hc, esta é mais uma evidência da presença de hematita nesta rocha. A coercividade de remanência (Hcr) é semelhante para todas as amostras, incluindo os gabros, com exceção da amostra do sítio VNU32. As razões Mrs/Ms (em um intervalo de $1,46 \times 10^{-2}$ - $0,0298 \times 10^{-1}$) e Hcr/Hc (em uma faixa de 5,62-30,60) são típicas daquelas encontradas para magnetita MD, de acordo com o diagrama de Day (não mostrado) (Day et al., 1977), com exceção da amostra VNU32, que cai no campo do pseudo-mono-domínio (PSD). Os diagramas FORC (Figura 34) realizados para algumas amostras corroboram a interpretação anterior de que as partículas de magnetita MD predominaram nas amostras estudadas devido ao espalhamento vertical ao longo do eixo de interação (Bu) e uma menor contribuição paralela ao eixo de coercividade (Bc), comportamento que caracteriza a estrutura do MD (Pike et al., 2001b). Tais resultados demonstram que, mesmo que outros portadores magnéticos estejam presentes nas amostras investigadas do VN, a magnetita MD deve ser a predominante.

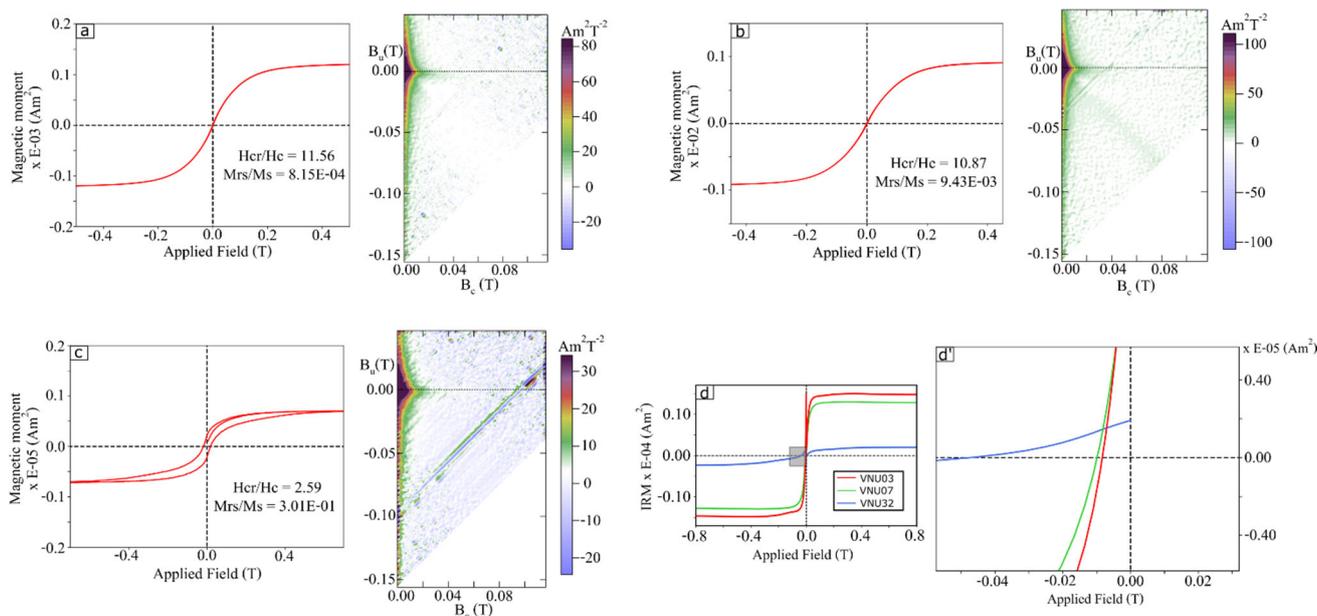


Figura 34 - Histerese magnética e diagramas FORC, respectivamente, obtidos para amostras dos sítios VNU3 (sienomonzonito) (a), VNU7 (charnockito) (b) e VNU32 (gabro) (c). Em d) são mostradas as curvas de aquisição de IRM em campo inductor positivo e negativo para amostras dos mesmos sítios e d' representa um zoom na região de cor cinza em (d) mostrando a coercividade de remanência (Hcr), a qual é definida quando a curva corta o eixo da abscissa.

5.3.3 Anisotropia de Suscetibilidade Magnética (ASM) e Anisotropia Anisterética de Remanência Magnética (AARM)

A Tabela 2 resume os resultados dos parâmetros médios por sítio das medidas de ASM: eixos principais de susceptibilidade (K_1 , K_2 e K_3) e seus erros associados, a susceptibilidade média (K_m), o grau de anisotropia (P) e o parâmetro de Jelinek (T). A susceptibilidade magnética volumétrica (K_m) varia amplamente no VN. Os menores valores estão concentrados no centro-NW do corpo, principalmente em sienitos e monzonitos e ao longo das rochas charnockíticas na porção extrema NW (Figura 35a). Os maiores valores estão distribuídos na porção sul do VN, tendo relação com a parte sul do núcleo gabróico. Para a unidade sienomonzonítica, a susceptibilidade média aritmética e o desvio padrão são $7,25 \times 10^{-2} \pm 2,75 \times 10^{-2}$, que é semelhante aos calculados para rochas gabróicas com $6,51 \times 10^{-2} \pm 4,06 \times 10^{-2}$. Esta variabilidade não se repete para rochas charnockíticas, cujo valor médio de susceptibilidade é de $7,37 \times 10^{-2} \pm 0,45 \times 10^{-2}$, indicando um desvio padrão com ordem de magnitude inferior aos obtidos para as demais litologias. Esta análise da variabilidade espacial de K determina que não há relação entre um litótipo com um valor alto ou baixo de K (Figura 35a).

O grau de anisotropia médio (P) do local varia de 1,071 (VNU32) a 1,434 (VNU5) (Figura 35b). Os valores de “ P ” também não podem ser diretamente relacionados às unidades do pluton, uma vez que estão dispersos de forma variável pela área (Figura 35b). No entanto, os valores mais baixos estão na parte norte do corpo, indicando uma baixa razão “ $K_1 * K_3^{-1}$ ”.

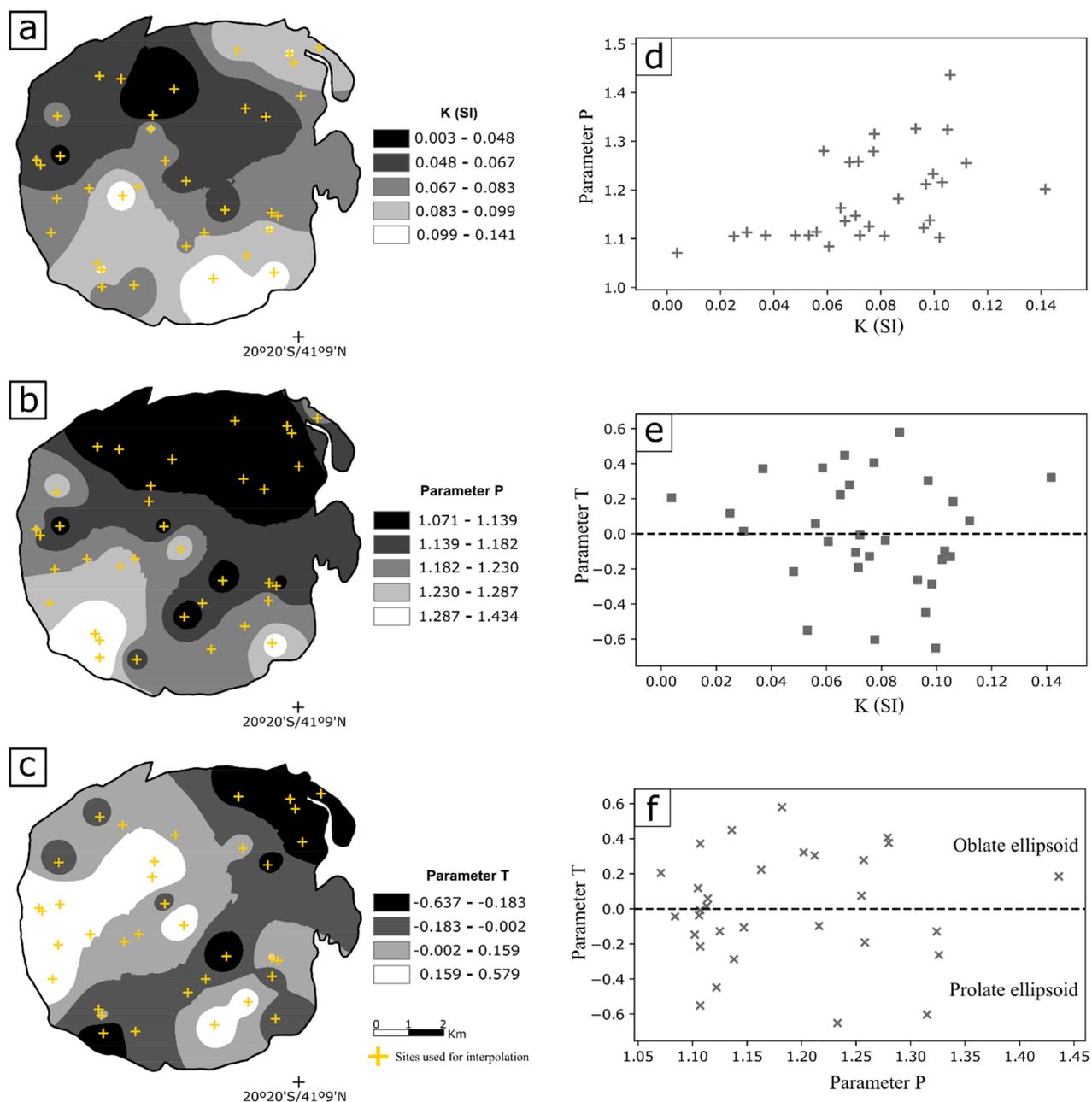


Figura 35 - Parâmetros magnéticos escalares calculados a partir dos dados de AMS. Interpolação por mínima curvatura da suscetibilidade magnética em (a), grau de anisotropia em (b) e parâmetro de forma em (c). Em d) O gráfico P vs K mostra uma ampla distribuição de suscetibilidades; e) O gráfico T vs K mostra uma grande dispersão de dados, sem predominância de elipsoides oblatos ou prolatos, e nenhuma relação de T com K. Em f) o plot de Jelinek também demonstra que há uma distribuição quase igualitária entre elipsoides oblatos e prolatos.

A forma dos elipsoides (T) varia amplamente, de -0,637 a 0,579 (Figura 35c). Esta feição mostra uma faixa na direção NE-SW de elipsoides prolatos no lado leste do VN que combina com a porção menos anisotrópica na mesma região, como mostrado na Figura 35b. A faixa dos valores positivos de T, mais altos, está principalmente concentrada na parte oeste-noroeste do pluton,

indicando grãos com formas oblatas bem definidas. Por outro lado, as áreas onde predominam elipsoides oblatos ($T > 0$) estão principalmente associadas aos graus de anisotropia mais elevados ($1,434 > P > 1,287$) (compare as Figuras. 37b e 37c). Essas bandas com formas de elipsoides prolatos e oblatos não podem ser explicadas como uma característica específica associada a qualquer unidade dentro do pluton.

Tabela 2 – Parâmetros de anisotropia de suscetibilidade magnética de sítios do pluton Venda Nova.

Sítios	N	Coordenadas Geográficas		Parâmetros magnéticos			Principais direções dos eixos					
		Lat	Lon	Km SI (média)	P	T	K ₁ (dec/inc)	ε_{12} (K1)	K ₂ (dec/inc)	ε_{23} (K2)	K ₃ (dec/inc)	ε_{31} (K3)
Granito												
VNU1	10	-20°19'04.08"	-41°09'27.38"	0.1050	1.324	-0.129	323.5/74.0	8.3/3.1	56.4/0.8	6.8/3.9	146.6/16.0	7.9/6.3
Sienomonzonitos												
VNU2	8	-20°19'10.04"	-41°10'26.67"	0.1416	1.202	0.322	354.9/61.6	7.4/2.9	240.3/12.73	11.2/6.6	144.3/24.9	10.8/3.1
VNU3	6	-20°18'38.21"	-41°10'52.83"	0.0781	1.095	-0.033	230.8/2.1	16.5/9.6	326.4/39.9	27.1/19.0	136.8/61.8	18/1.5
VNU4	10	-20°18'24.87"	-41°10'35.42"	0.0435	1.084	-0.531	231.3/15.9	25.1/11.7	335.9/41.4	47.2/21.7	125.2/44.3	47.2/13.7
VNU6	8	-20°17'18.46"	-41°13'14.55"	0.0666	1.136	0.449	120.8/57.1	21.3/10.9	4.9/15.8	27.8/8.4	266.2/28.0	12.1/5.8
VNU9	10	-20°16'03.72"	-41°11'04.76"	0.0250	1.103	0.288	292.3/8.7	20.1/7.8	33.7/51.2	24.1/12.1	194.9/32.1	15.6/6.9
VNU10	10	-20°15'54.11"	-41°11'56.21"	0.0460	1.022	0.210	85.6/52.0	55.4/43.8	262.0/38.0	53.6/50.8	353.4/1.8	54.3/43.5
VNU11	11	-20°18'22.55"	-41°09'30.94"	0.1030	1.216	-0.098	308.0/58.0	10.0/4.1	39.7/1.0	10.8/7.5	130.3/8.8	8.8/4.1
VNU12	9	-20°18'07.56"	-41°09'28.21"	0.0650	1.163	0.223	299.5/65	13/11.2	43.3/6.4	13.9/11.3	136.2/24.1	15.6/6.3
VNU13	9	-20°18'08.52"	-41°09'23.95"	0.0722	1.107	-0.007	21.1/26.4	15.2/7.8	259.7/46.4	19.6/13.6	129.1/31.8	19.4/10.1
VNU14	9	-20°16'10.71"	-41°09'01.24"	0.0713	1.147	-0.745	261.2/59.2	7.2/5.2	146.5/14.0	34.6/6.6	49.3/26.8	34.6/5.7
VNU15	10	-20°15'38.45"	-41°09'10.30"	0.1020	1.102	-0.147	232.0/71.0	8.7/4.5	63.0/18.7	14.2/6.6	331.9/3.4	13.6/5.6
VNU16	17	-20°15'35.05"	-41°09'14.59"	0.0960	1.125	-0.448	209.2/64.1	9.1/4.8	69.0/20.4	26.5/6.4	333.2/15.2	23.0/7.5
VNU18	7	-20°15'23.17"	-41°08'43.35"	0.0996	1.230	-0.573	228.3/57.5	8.1/2.9	123.9/9.0	13.6/2.9	28.4/30.9	14.3/3.5
VNU19	8	-20°15'26.02"	-41°10'03.53"	0.0983	1.136	-0.287	211.3/72.2	15.8/8.4	115.8/1.8	23.7/10.7	25.2/17.7	24.0/5.7
VNU20	5	-20°15'51.11"	-41°12'17.32"	0.0606	1.084	-0.044	34.3/20.7	13.2/10.4	274.9/52.4	23.0/11.6	136.8/29.8	24.3/8.1

VNU21	7	-20°17'11.72"	-41°12'57.36"	0.0369	1.107	0.372	167.5/45.8	15.2/6.8	55.1/20.3	19.7/10.7	308.8/37.2	17.3/6
VNU27	9	-20°19'16.56"	-41°11'43.83"	0.0709	1.136	-0.106	334.2/74.2	11.8/8.2	227.4/4.7	17.1/10.1	136.1/15.0	16.2/7.8
VNU28	9	-20°18'47.43"	-41°09'54.06"	0.0969	1.212	0.304	321.2/55.4	7.5/5.5	230.9/0.2	8.9/6.7	140.7/34.6	8.7/6.1
VNU29	7	-20°18'02.78"	-41°10'15.43"	0.0541	1.107	-0.551	44.4/10.8	15.9/10.4	156.7/63.4	22.3/4.5	309.5/24.1	17.01/10.4
VNU30	8	-20°16'37.93"	-41°09'33.17"	0.0480	1.107	-0.214	359.3/19.6	17.9/3.7	97.2/30.6	29.6/9.3	207/68.1	22.8/13.2
VNU31	8	-20°16'23.12"	-41°09'55.50"	0.0560	1.114	0.059	137.1/7.2	17.9/5.5	45.7/41.7	21.4/16.2	239.6/47.5	21.4/9.5
VNU33	7	-20°17'31.64"	-41°10'59.41"	0.0586	1.280	0.376	290.9/37.1	17.7/8.1	196.8/5.5	20.0/7.5	99.6/52.3	14.1/5.9
VNU37	7	-20°17'51.43"	-41°12'59.00"	0.0616	1.077	-0.546	143.9/31.9	15/9.9	315.7/57.9	39.3/10.9	51.6/3.7	39.3/10.9

Gabros

VNU5	8	-20°18'57.28"	-41°12'17.47"	0.1060	1.436	0.185	19/48.7	6.2/4.4	285.6/3.0	11.7/4.4	193/41.1	12.7/3.0
VNU22	8	-20°18'54.75"	-41°12'19.57"	0.0931	1.326	-0.260	42.1/66.4	7.6/3.1	311.0/0.5	18.3/3.3	220.8/23.6	19.3/1.4
VNU23	9	-20°17'41.43"	-41°12'27.60"	0.0015	1.068	0.536	86.2/20.5	23.6/6.5	352.0/11.2	23.4/6.9	235.1/66.4	9.0/4.4
VNU24	9	-20°17'48.70"	-41°11'54.96"	0.1120	1.255	0.075	53.7/20.0	18.8/3.5	311.1/30.9	19.2/5.2	171.3/51.9	7.8/4.9
VNU25	10	-20°17'14.26"	-41°11'13.54"	0.0747	1.131	0.177	208.9/55.1	23.8/7.8	32.4/34.9	20.4/11.3	301.2/1.6	15.4/11.0
VNU26	9	-20°17'41.01"	-41°11'40.62"	0.0482	1.118	-0.827	47.7/35.4	10.7/7.5	179.8/43.4	61.3/7.7	297.4/26.1	61.3/10.5
VNU32	10	-20°16'29.64"	-41°11'25.56"	0.0038	1.071	0.205	169.5/34.9	6.6/3.0	270.0/14.7	16.5/4.6	19.1/51.3	16.4/2.9
VNU34	10	-20°16'47.32"	-41°11'25.98"	0.0866	1.182	0.579	174.5/27.5	10.2/5.7	82.7/3.3	10.4/3.1	346.3/62.3	6.0/3.5

Charnockitos

VNU7	10	-20°17'15.30"	-41°13'17.74"	0.0684	1.257	0.278	128.4/50.6	12.8/9.3	9.0/21.9	10.6/4.9	265.1/30.9	12.6/6.3
------	----	---------------	---------------	--------	-------	-------	------------	----------	----------	----------	------------	----------

VNU8	9	-20°16'36.13"	-41°12'56.96"	0.0716	1.258	-0.191	143.4/55.2	8.9/6.4	19.7/21.1	14.3/7.6	278.7/26.3	13.9/6.1
VNU35	10	-20°19'18.18"	-41°12'15.18"	0.0776	1.314	-0.603	39.6/56.0	10.6/6.0	271.4/22.7	13.2/6.8	170.7/23.9	13.6/9.5
VNU36	10	-20°18'25.08"	-41°13'04.51"	0.0773	1.279	0.406	80.0/50.4	9.4/5.8	171.1/0.9	6.9/5.5	261.8/39.6	8.8/5.3

Nota: (N) número de espécimes medidos para calcular os parâmetros a seguir: K_m – suscetibilidade magnética média (SI), P – grau de anisotropia (K_1/K_3), T – parâmetro de forma [$2\ln(K_2/K_3)/\ln(K_1/K_3) - 1$], K_1 – declinação (dec.) e inclinação (Inc.) da lineação magnética (graus), K_2 – declinação (dec.) e inclinação (Inc.) do eixo intermediário de suscetibilidade da AMS, K_3 – declinação (dec.) e inclinação (Inc.) do polo da foliação magnética. ϵ_{12} , ϵ_{23} , and ϵ_{31} (graus) são as elipses de confiança do elipsóide AMS obtidos através da estatística de Jelinek (1978).

A Figura 36 mostra os resultados de AMS e AARM para seis sítios de amostragem, distribuídos em todos os litotipos do VN. As tramas magnéticas AMS e AARM são muito semelhantes para todos os litotipos, atestando assim o papel dominante da magnetita MD na definição da trama magnética da rocha. Quaisquer outras fases magnéticas, mesmo que presentes nas amostras, parecem ter influência mínima no AMS das rochas estudadas..

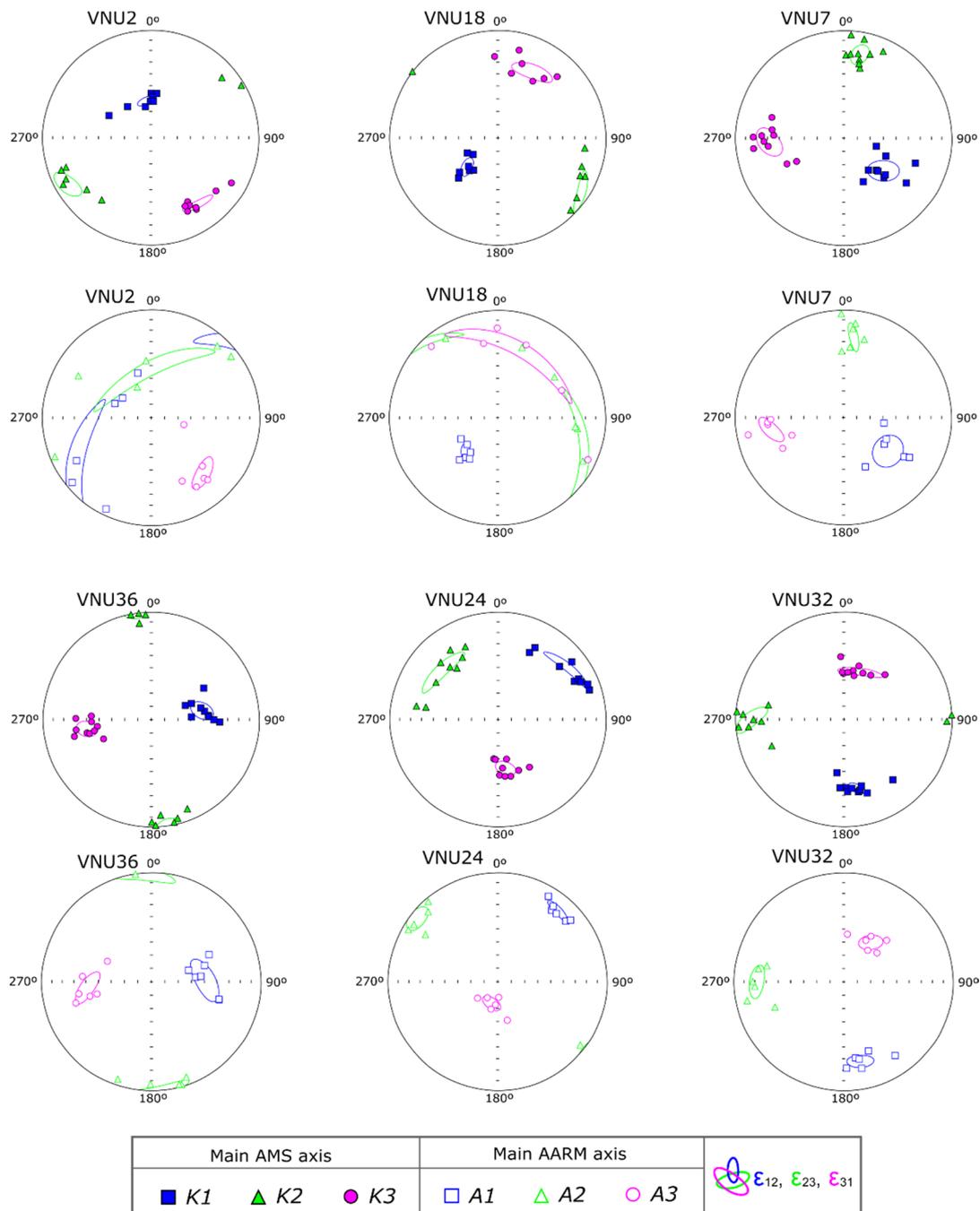


Figura 36 – Comparação direta entre dados de AMS e AARM para amostras sienomonzoníticas (VNU2, VNU18), charnockitos (VNU7, VNU18) e gabros (VNU24, VNU32). Enquanto os dados de

AMS são decorrentes da resposta de todos os minerais da rocha (dia, para e ferromagnéticos), os dados de AARM correspondem somente à resposta ferromagnética. A coerência entre os eixos de suscetibilidades principais da AMS e das direções do AARM indica que a fábrica magnética do Venda Nova é controlada por magnetitas multidomínio, como atestado pelas investigações da mineralogia magnética.

5.4 Discussão

5.4.1 Significado da trama magnética

Magnetita multidomínio (MD) foi identificada como o principal portador da anisotropia de suscetibilidade magnética no VN. A trama magnética carregada por tal componente mineral com estrutura MD foi interpretada como coerente com o fluxo magmático e foliação magmática de corpos intrusivos (Archanjo et al., 2008; Archanjo & Bouchez, 1997; Payacán et al., 2014). Embora hematita também tenha sido detectada em algumas unidades de rocha, as curvas termomagnéticas e histereses magnéticas, corroboradas por diagramas FORC e elipsóides AARM, confirmam que a magnetita MD controla a trama magnética. A análise microestrutural confirma a predominância de feições de deformação de estado sólido ao longo do corredor de deformação dinâmico NE-SW. As estruturas criadas pela deformação no estado sólido apresentam valores correspondentemente altos de P (até 1,43) na parte SW do corpo e uma trama oblata, observada através dos valores de T, estendendo-se dos charnockitos ao núcleo gabróico (Figura 35).

Os maiores valores do grau de anisotropia P, na porção SE/SW do pluton da Venda Nova (até 1,43), condizem com a descrição da deformação dinâmica (Mendes & De Campos, 2012) e da deformação no estado sólido encontrada nas seções delgadas. Essa observação concorda com a distribuição dos elipsóides oblatos, de acordo com os valores de T (Figura 35c), estendendo-se dos charnockitos ao núcleo gabroico. Uma vez que o parâmetro P mede a relação entre o maior e o menor autovalor, a observação entre valores altos a intermediários de P (associados a grãos oblatos) nesta porção do pluton pode estar tanto relacionada à deformação no estado sólido quanto à deformação submagmática.

A lineação magnética é predominantemente concêntrica, apontando para o centro do pluton (Figura 37). As bordas exibem alto ângulo de mergulho (60-90°), interpretado como resultado da deformação da borda devido a uma colocação vertical dos magmas. Os valores de inclinação do eixo K1 variam de 0 a 30° na parte mais centrada do VN, incluindo o núcleo gabróico. K1 no envelope sienomonzonítico pode corresponder a uma força de flutuação onde o fluxo tende para dentro do corpo ígneo conforme a gravidade arrasta o fluxo para baixo após a cristalização. A lineação magnética dentro do núcleo gabróico tem baixo ângulo de mergulho, indicando uma alimentação

magmática distinta quando comparada com as rochas sienomonzônicas. Essa observação também é apoiada pela posição geográfica do núcleo gabroico, deslocado para oeste e próximo à borda charnockítica - o que causaria um ângulo de mergulho crescente próximo à borda oeste do núcleo - em vez da lineação subhorizontal medida.

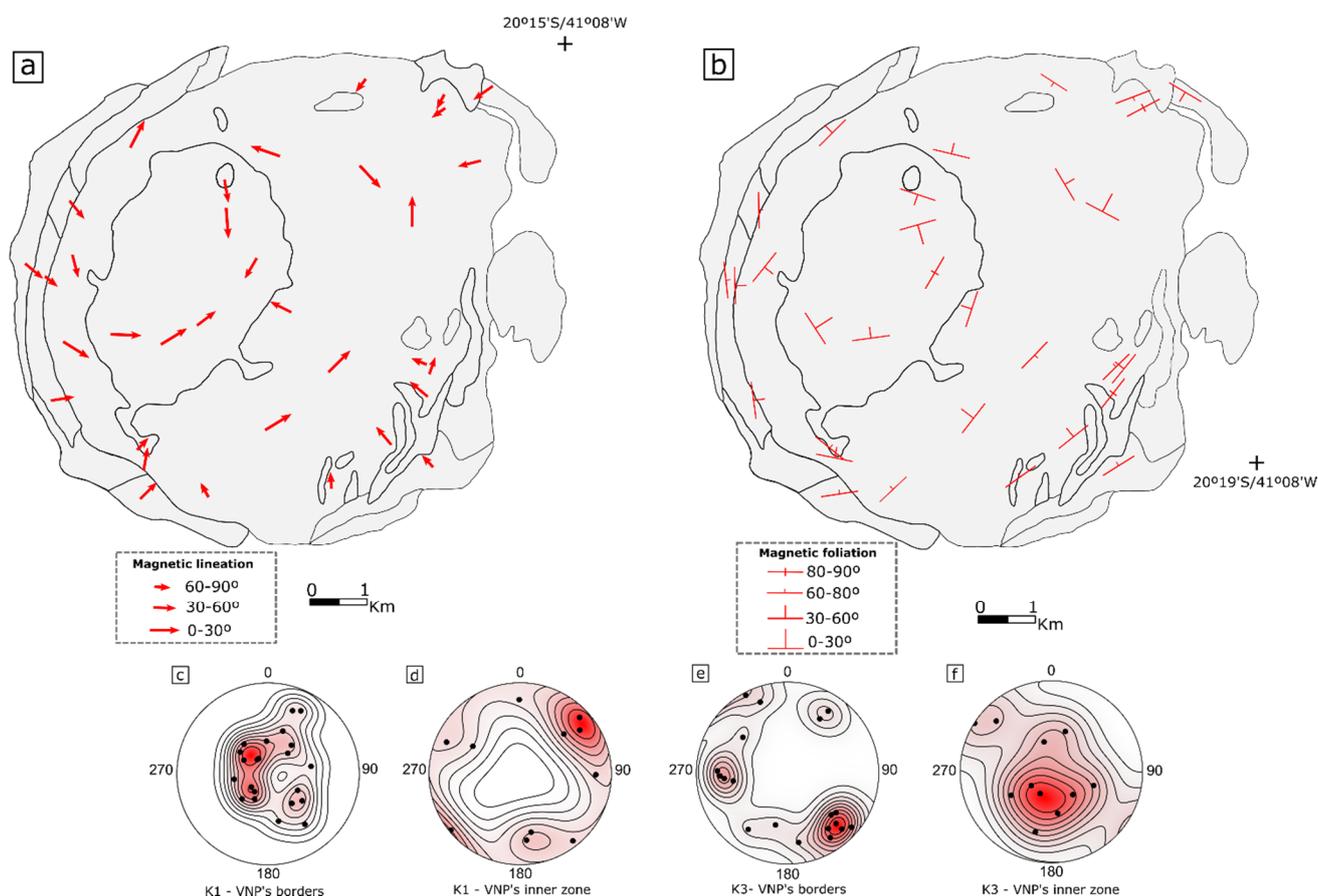


Figura 37 – Mapa direcional da AMS, filtrado pelo critério de dispersão de Jelinek (1978). Em a) lineação magnética (K1) e b) foliação magnética (plano ortogonal a K3), ambos mostrando um padrão de distribuição concêntrica para toda a intrusão. A inclinação da lineação magnética nas bordas (c) e na zona interna (d, que inclui o núcleo gabroico) mostram altos e baixos ângulos, respectivamente. A mesma abordagem pode ser realizada com a foliação magnética, com polos mais horizontalizados concentrados nas bordas (e) e polos mais verticalizados concentrados no centro (f).

A foliação magnética suporta o padrão concêntrico arredondado (Figura 37) que concorda com a foliação magmática registrada no pluton (Mendes & De Campos, 2012). Isso também é observado em outros plutons pós-colisionais na porção sul do AO (Temporim et al., 2020a,b). Esses autores mostram uma foliação magnética concêntrica no pluton Santa Angélica, relatada como evidência de um ambiente com pouca ou nenhuma influência de tensores deformacionais regionais.

Além disso, no caso do VN, K1 e K3 suportam a existência de um corredor de elipsóides prolatos NE-SW relatado anteriormente (Figura 35c) e a análise micropetrográfica em seções delgadas mostra deformação de estado sólido nos locais que compõem tal corredor (Figuras 32e, f, g). A lineação magnética também coincide com a direção das inclusões aciculares em amostras de sítios desse perfil do VN (Figura 32d). Esta estrutura concorda espacialmente com a “estrutura antiformal” sugerida por Weidemann-Leonardos et al. (2002). Igualmente, este corredor tem a mesma direção de Zonas de cisalhamento sin-colisionais regionais reativadas durante o período de colapso do Orógeno Araçuaí, incluindo o GSZ.

5.4.2 O alojamento do VN

Zoneamentos concêntricos são interpretados como uma característica de plutonismo pós-colisional e descritos como um produto de processos de diferenciação e/ou contaminação (Holder, 1979). A existência de plutons inversamente zonados é possível devido a uma relação entre a composição do magma, a temperatura e, portanto, a viscosidade. Quando magmas de diferentes temperaturas entram em contato, o equilíbrio térmico é rapidamente alcançado, seguido por uma taxa de resfriamento constante, mas cada magma flui em sua própria viscosidade, garantindo que a hibridização completa só ocorra se a composição inicial de ambos for muito semelhante (Nédélec & Bouchez, 2015). Diferentes unidades dentro do mesmo pluton dificilmente são consideradas como colocadas como um único ato (Harry & Richey, 1963). O transporte passivo de magma relacionado às feições diapíricas e plutônicas ocorre por meio de falhas dúcteis ou rúpteis e zonas de cisalhamento (Nédélec & Bouchez, 2015). Essas estruturas profundas podem funcionar como escapes fáceis para fluidos subirem através da crosta (Rosenberg, 2004; Seymour et al., 2020; Weinberg et al., 2004) e foram interpretadas como estruturas de canal para plutons pós-colisionais no AO (Pedrosa-soares et al., 2007; Wiedemann et al., 2002).

A ideia de que as unidades charnockíticas e noríticas do VN não poderiam ser derivadas do mesmo magma parental que cristalizou o núcleo gabróico interno foi endossada pela química mineral (Mendes & De Campos, 2012). Na verdade, os próprios noritos e charnockitos apresentam assinaturas químicas diferentes, toleítica e cálcio-alcálica, respectivamente. O alto grau de anisotropia observado e as estruturas de deformação de estado sólido do VN, dados pela AMS e análise microestrutural, respectivamente, são coerentes com a deformação nas encaixantes da borda, causada por “crustal downfolding”, cujo mecanismo pode estar associado às intrusões plutônicas (Bridgwater et al., 1974). A presença de diques sieníticos deformados no anel de charnockito e o padrão magnético concêntrico da foliação apontando para dentro do VN sugerem que tal anel externo

é uma estrutura anterior que deveria ter entrado na crosta mais cedo e, depois, deformado pela ascensão das unidades de sienomonzonito.

Comparado a outras unidades do VN, o núcleo gabróico representa um baixo topográfico, em decorrência da intensidade dos processos de intemperismo que limitaram a quantidade de afloramentos expostos. Ludka et al. (1998) descreveram o contato entre as fácies do pluton como feições gradacionais, sugerindo intrusão contemporânea desses magmas, embora essas feições não tenham sido observadas no trabalho de campo desta dissertação. No entanto, a evidência de campo mostra o contato abrupto entre a porção mais meridional do núcleo gabroico com o envelope sienomonzonítico (Figura 31d, e), enquanto grandes grãos idiomórficos de feldspato alcalino migram das rochas félsicas para a unidade gabróica próxima - evidenciando desequilíbrio químico e texturas corona (Ludka et al., 1998). Um magma básico quente mais líquido poderia hospedar uma migração de grãos de feldspato de um magma félsico semi-solidus. Isso significaria que, embora quase contemporâneo em todo o cenário de intrusão, a unidade sienomonzonítica poderia ter sido um pulso anterior. Deformações submagmáticas dentro do núcleo gabroico mostram que mais material félsico pode ter sido injetado lentamente no sistema, o que é reforçado pela observação de grãos bem cristalizados com evidência de derretimento em suas bordas. Os diques máficos que cortam os sienomonzonitos na parte mais ao norte do VN são deformados ductilmente e mostram interação de mingling. Para apoiar esta hipótese do núcleo - considerando a seção mais quente do VN sendo a parte oeste devido à presença do núcleo gabroico - o magma sienomonzonito deve ter sido relativamente sólido para o processo de intrusão, mas fundido o suficiente para que ocorressem as características da mistura física e geração de feições dúcteis.

A química do magma sienomonzonítico tem uma assinatura shoshonítica e valores elevados de Ba, Sr e LREE (Ludka et al., 1998). Rochas gabróicas são basálticas a alto K-basáltico, mas, também, apresentam enriquecimento relativo nesses elementos (Horn & Weber-Diefenbach, 1987; Ludka et al., 1998) e são interpretadas como provenientes de uma fonte de manto previamente contaminada. Para as unidades do VN, propõe-se que com a ressurgência do manto astenosférico, o estresse extensional na base do limite manto-crosta pode ter aumentado e fornecido calor ao sistema. Através de estruturas de fraqueza reológicas profundas, magmas charnockíticos e noríticos aprisionados invadiriam o nível da crosta inferior, ascendendo como estruturas semelhantes a diápiros. Mais tarde, o magma sienomonzonítico seguiria o mesmo caminho para intrudir o primeiro anel charnockítico. Uma vez que a temperatura é um importante controle do fator de viscosidade crustal (Gerya & Burg, 2007) e a fusão favorece uma colocação mais rápida - um magma basáltico crustal (contaminado) mais quente aumenta o movimento ascendente dos melts alcalinos. Magmas,

alcalino e básico, ascendendo em conjunto poderiam, portanto, ter condições físico-químicas para formar as rochas híbridas relatadas por Ludka et al. (1998). O núcleo gabróico se posiciona através de um envelope sienomonzonítico parcialmente cristalizado. À medida que o magma básico sobe, as rochas encaixantes paraderivadas sofreriam fusão (Ludka et al., 1998) nas bordas da estrutura do canal e permitiriam a colocação de corpos graníticos na borda da unidade de magma alcalino. Um perfil estrutural no mapa geológico (Figura 38a) com topografia atual (Figura 38b) permite uma representação do cenário de colocação da Venda Nova (Figura 38c). O mergulho das lineações tende a ser subhorizontal próximo ao topo de uma intrusão plutônica e subvertical próximo à raiz, onde fica a estrutura de injeção. Devido ao mergulho médio real da lineação no VN, a topografia atual deve representar a seção intermediária do pluton.

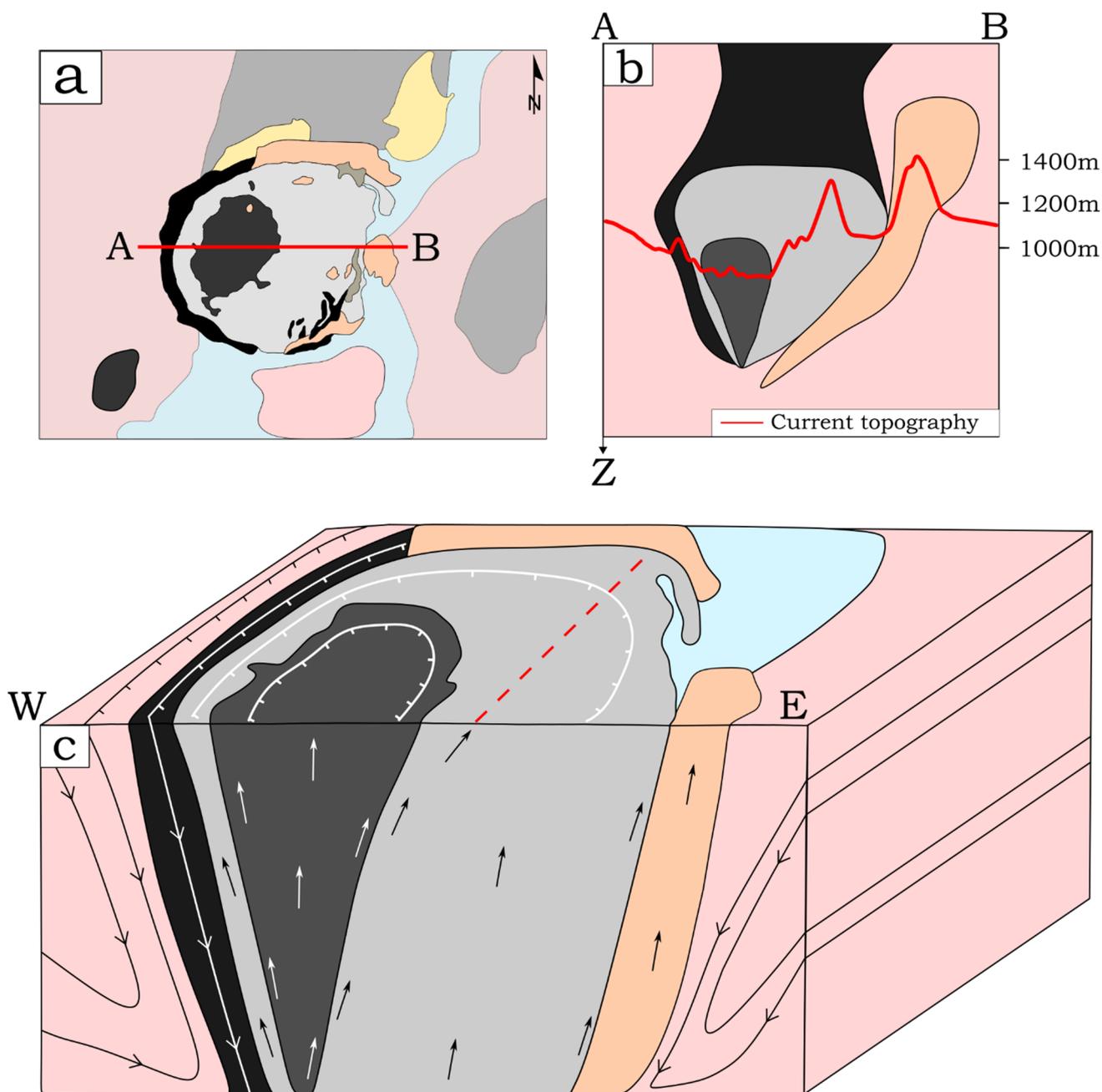


Figura 38 – Alojamento do pluton Venda Nova. a) Mapa do pluton Venda Nova mostrando o perfil A-B representado em (b). Por clareza, o norito e charnockito da borda oeste foram representados como uma única unidade. A linha vermelha mostra o atual nível de erosão e a exposição do perfil. Em c) Está representado o cenário de alojamento do Venda Nova, baseado em dados MAS e micropetrografia. As setas brancas e pretas indicam a ascensão do fluxo de magma. A concêntrica no envelope sienomonzonítico e no núcleo gabróico também são demonstrados.

5.4.3 Implicações para o magmatismo pós-colisional do Orógeno Araçuai

A trama concêntrica do VN e suas deformações submagmáticas internas confirmam que esta é uma intrusão pós-colisional, conforme sugerido anteriormente por dados geoquímicos (De Campos et al., 2016; Mendes & De Campos, 2012) e elucidada que pouca ou nenhuma influência significativa de estresse tectônico atuou durante sua colocação. Evidências estruturais mostram que o Venda Nova

foi formado por pulsos magmáticos contemporâneos intermitentes, o que implica que, possivelmente, o material atingiu a câmara magmática em momentos distintos. O escape lateral da parte sul de AO resultou em um transporte de material dextral ao longo de grandes zonas dextrais sin-colisionais transcorrentes, resultando em características como a zona de cisalhamento de Guaçuí seguida pelo colapso gravitacional do AO (Alkmim et al., 2006). Regimes de tensões distintos na fase de colapso são bem marcados pelas estruturas em rochas magmáticas das partes norte e sul do orógeno Araçuai (Temporim et al., 2020a). No norte, as rochas magmáticas têm foliações magnéticas de tendência N-S seguindo a estrutura geral das rochas anatóxicas sin-colisionais e marcam o fluxo geral de material dúctil da porção norte para a porção sul do AO em ~ 500 Ma. Por sua vez, intrusões profundas no sul apresentam uma distribuição concêntrica de foliações e lineações, em forte contraste com a tendência geral NE-SW das rochas hospedeiras. Nesse cenário, o VN é um exemplo da intrusão profunda no sul com trama concêntrica, que foi construído por diferentes pulsos de magma com envolvimento do manto.

As fusões parciais na crosta continental inferior em orógenos colisionais não são propensos a produzir fusões através da anatexia devido a um baixo conteúdo de H₂O no solidus saturado com H₂O, o que significa que qualquer melt será constricto in situ como um migmatito (Thompson & Connolly, 1995). Se o calor dos magmas basálticos inferiores for adicionado ao sistema, é mais provável que se desenvolvam melts localizados (Huppert & Sparks, 1988). Gorczyk & Vogt, (2018) mostraram, por meio de modelagem numérica, que o gradiente térmico controla a taxa de subida e a forma geométrica das intrusões próximas à interface de Mohorovicic. Eles verificaram também que a ascensão é diretamente proporcional ao gradiente térmico. Para que ocorra um movimento ascendente, a gravidade é a principal força que permite a ascensão vertical do material magmático através da crosta continental, principalmente através de condutos estreitos (Petford et al., 2000). Conforme o regime extensional do orógeno prossegue e o manto astenosférico sobe, calor é adicionado à base do AO. A descompressão adiabática ocorre na cunha do manto ascendente, permitindo a injeção de magma máfico através de estruturas profundas reativadas precocemente. Uma vez que o magma básico quente surge, o calor é rapidamente transferido para a crosta circundante, aumentando novos pulsos de magma granítico/sienítico para a câmara magmática. Esse mecanismo permitiria a formação de plutons zonados inversamente encontrados no sul de AO, reunindo magmas de fontes distintas na mesma feição plutônica. Em contraste, no Norte, a crosta fraca não permite que o magma máfico suba através de estruturas de injeção profundas, resultando em grandes batólitos com composições de crosta intermediária em uma crosta muito rasa, com pouca contribuição de magmas máficos e ausência de um núcleo básico. Uma crosta mais quente na seção

norte é apoiada por evidências estruturais de plutons pós-colisionais no AO, onde estes são coerentes com a tendência de deformação das rochas sin-colisionais, enquanto, no sul, os plutons mostram um padrão concêntrico apontando para quase nenhuma interferência do estresse tectônico influenciando sua colocação (Temporim et al., 2020b).

Esses exemplos teriam implicações diretas em modelos recentes, relativos às fases finais da evolução do orógeno, indicando uma evolução sistêmica controlada por pulsos com temperaturas variáveis dentro do mesmo corpo ao longo de sua colocação. Especificamente para o Venda Nova, as evidências estruturais apoiadas pela AMS concordam com a hipótese previamente descrita, de que o anel externo charnockítico é na verdade uma intrusão ígnea anterior, posteriormente deformada pela colocação do magma de unidades sienomonzoníticas e gabróicas - o que significa que plutons pós-colisionais podem realmente registrar multi-estágios de uma orogenia de colapso gravitacional, como no Orógeno Araçuaí.

PALEOMAGNETISMO

Contribuições para a curva de deriva polar aparente com novos dados do
Cambriano para o Gondwana Ocidental

6 DADOS PALEOMAGNÉTICOS

6.1 Uma análise mais aprofundada da mineralogia magnética

A aquisição de dados e a identificação dos portadores magnéticos das amostras do pluton Venda Nova já foram discutidas no capítulo 5 deste trabalho. Contudo, com intuito de expor uma análise mais aprofundada acerca desses minerais magnéticos, expor-se-á neste tópico dados adicionais das análises realizadas, majoritariamente sobre as curvas termomagnéticas, histereses e IRM das amostras do VN. Todas as curvas realizadas apresentam picos positivos e negativos (Figura 39) interpretados como a transição de Verwey (TV) e a temperatura de Curie (TC) da magnetita.

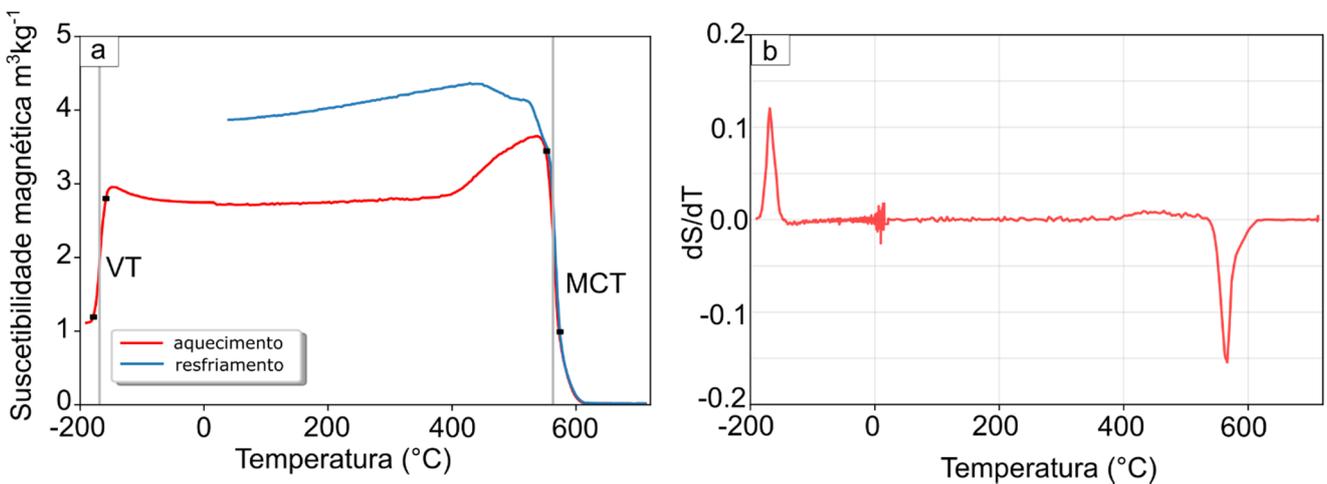


Figura 39 – Exemplo de curva termomagnética de uma rocha gabróica do sítio (VNU26). b) derivada numérica da curva de suscetibilidade em função da temperatura, mostrando dois picos maiores indicativos das temperaturas de Verwey e de Curie, respectivamente.

Para determinação da TV e TC nas amostras, realizou-se a derivada numérica da suscetibilidade pela temperatura pelo método de diferenças finitas (dS/dT). No plot dS/dT pela temperatura (Figura 39b) fica claro dois picos, indicados pelas temperaturas de $-168,9^{\circ}C$ e a $566,3^{\circ}C$.

Os parâmetros obtidos através das histereses magnéticas realizadas para as amostras analisadas foram: a) magnetização de saturação (M_s); b) magnetização remanente de saturação (M_{rs}); c) a coercividade volumétrica (H_c); e d) as razões M_r/M_s . Os resultados obtidos podem ser visualizados na Tabela 3.

Tabela 3. Parâmetros de histerese para os litotipos representativos do VN.

Amostra	Litotipo	Ms (Am²)	Mrs (Am²)	Hc (T)	Mrs/Ms
VNU1	Granítico	8,71x10 ⁻⁴	2,60x10 ⁻⁶	2,96x10 ⁻⁴	2,98x10 ⁻³
VNU3	Sienomonzonítico	1,18x10 ⁻³	10,03x10 ⁻⁶	7,23x10 ⁻⁴	8,50x10 ⁻³
VNU7	Charnockítico	9,22x10 ⁻⁴	8,70x10 ⁻⁶	9,10x10 ⁻⁴	9,43x10 ⁻³
VNU9	Sienomonzonítico	6,79x10 ⁻⁴	5,72x10 ⁻⁶	8,06x10 ⁻⁴	8,48x10 ⁻³
VNU18	Sienomonzonítico	9,83x10 ⁻⁴	5,59x10 ⁻⁶	4,00x10 ⁻⁴	5,68x10 ⁻³
VNU23	Gabróico	34,07x10 ⁻⁶	1,37x10 ⁻⁶	3,75x10 ⁻³	4,02x10 ⁻²
VNU24	Gabróico	1,56x10 ⁻³	8,44x10 ⁻⁶	5,83x10 ⁻⁴	5,41x10 ⁻³
VNU26	Gabróico	8,22x10 ⁻⁴	12,07x10 ⁻⁶	1,88x10 ⁻³	1,46x10 ⁻²
VNU32	Gabróico	7,06x10 ⁻⁶	2,13x10 ⁻⁶	18,32x10 ⁻³	3,01x10 ⁻¹
VNU35	Charnockítico	5,93x10 ⁻⁴	6,68x10 ⁻⁶	9,32x10 ⁻⁴	1,12x10 ⁻²
VNU36	Charnockítico	1,15x10 ⁻³	7,99x10 ⁻⁶	7,81x10 ⁻⁴	6,94x10 ⁻³

As coercividades (Hc) determinadas por tal método indicam o caráter ferromagnético do material, mas não restringe precisamente a mineralogia das amostras uma vez que, cada mineral magnético apresenta uma ampla faixa de coercividades (O'Reilly, 1984, citado por Tauxe, 2005). As curvas de histerese são de cinturas finas (Figura 40). Esse comportamento é típico de uma assembleia de grãos de magnetita MD. Dunlop & Özdemir (1997) confirmam esse comportamento reforçando que o looping é consideravelmente linear entre Ms e -Hc, destacando, além disso, que dificilmente uma assembleia com magnetitas MD tem valores de Hc que excedem 10 mT (fator que é reforçado pelas coercividades das amostras de composição mineral semelhante, na Tabela 3).

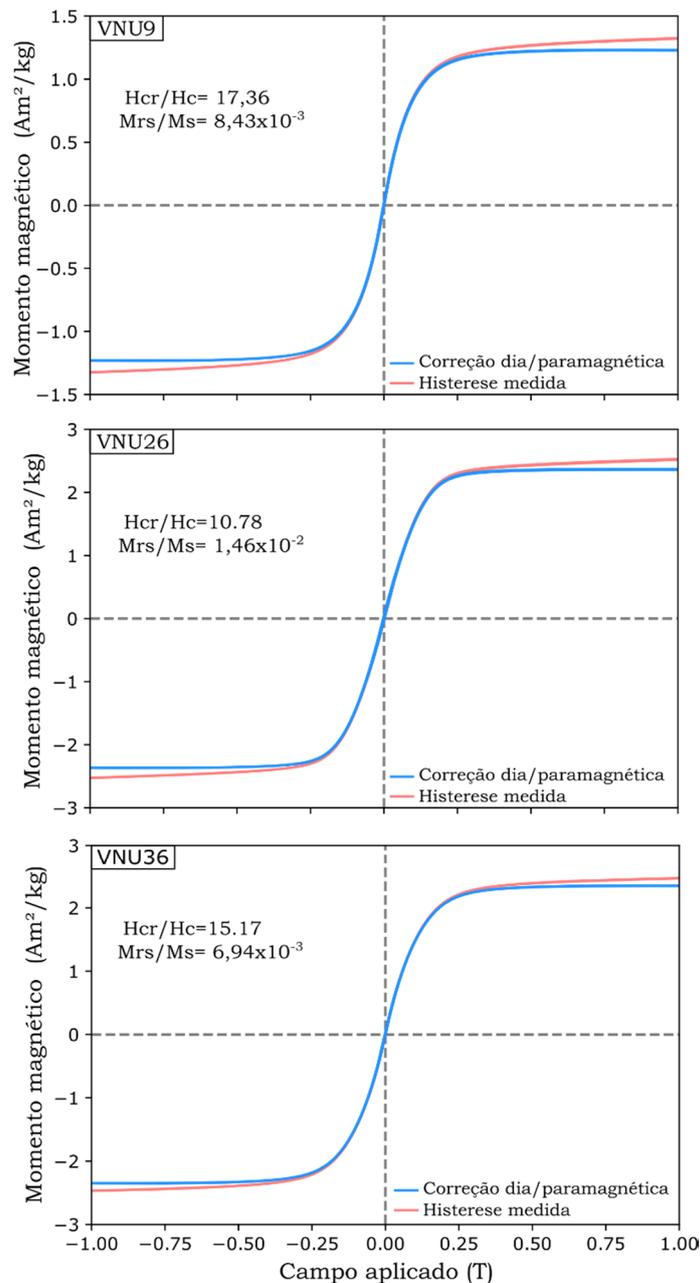


Figura 40 – Histereses magnéticas normalizadas pela massa de amostras de rochas do Venda Nova. Curvas finas, pouco reversivas, destacando a baixa coercividade geral dos portadores magnéticos nesses litotipos. Gabros (VNU26) e charnockitos(VNU8) atingem maior intensidade de saturação em relação aos sienomonzonitos (VNU9).

Em relação ao procedimento de curvas de IRM, os dados adquiridos de coercividade de remanência (Hcr) estão sumarizados na Tabela 4, juntamente com a razão Hcr/Hc determinada. Nas rochas gabróicas, entretanto, os valores de Hcr são consideravelmente mais altos – e ainda assim concordantes com o proposto pela literatura como coercividades aceitáveis para cristais de magnetita (O’Reilly, 1984)..

Tabela 4: Parâmetros da magnetização isothermal remanente (IRM). As amostras gabróicas apresentam coercividade de remanência consideravelmente maiores que nas rochas ácidas.

Amostra	H_{cr} (T)	H_{cr}/H_c
VNU1	9,06x10 ⁻³	30,60
VNU3	8,36x10 ⁻³	11,56
VNU7	9,90x10 ⁻³	10,87
VNU9	13,99x10 ⁻³	17,36
VNU18	7,22x10 ⁻³	18,05
VNU23	19,36x10 ⁻³	5,62
VNU24	12,36x10 ⁻³	21,20
VNU26	20,28x10 ⁻³	10,78
VNU32	47,51x10 ⁻³	2,59
VNU35	9,18x10 ⁻³	9,84
VNU36	11,85x10 ⁻³	15,17

A Figura 41 mostra exemplos de curvas de magnetização remanente isotérmica (IRM) para amostras das várias litologias estudadas. As curvas mostram um rápido aumento da IRM em campos inferiores a 0.1T, indicando a presença de minerais com baixas coercividades e, portanto, de acordo com a presença de magnetitas MD, como sugerem os dados de histerese. Entretanto, as curvas indicam a presença de minerais com coercividades maiores, algumas não saturando a campos de até 1 T. As curvas mostram (VNU1, VNU9 e VNU26) uma concentração pequena de minerais com coercividades intermediárias, entre 0.1 e 0.4 T, que pode estar relacionadas com magnetitas de estruturas SD/PSD. Como veremos na análise paleomagnética, estes minerais podem ser os responsáveis pela magnetização estável portada por estas rochas.

Robertson & France (1994) relataram que a forma de uma curva de aquisição IRM de uma assembleia de um único tipo de grão magnético pode ser aproximada por uma função log-Gaussiana cumulativa seguindo três parâmetros: (i) B_h – a coercividade média de uma população de grão; (ii) a componente de magnetização remanente de saturação (M_r) e; (iii) o parâmetro de dispersão (DP, medido de 0 a 1), dado pelo desvio padrão no espaço em escala logarítmica. Se múltiplas componentes magnéticas estão presentes, soma-se as componentes para formar o espectro. Kruiver et al. (2001) introduziu as curvas de aquisição por gradiente (GAP) para auxiliar o ajuste das componentes – posteriormente chamado de espectro de coercividade – sendo este a primeira derivada do valor absoluto do dado magnético adquirido (Egli, 2003). As distribuições de

coercividades podem então ser modeladas por uma função densidade probabilidade (Heslop et al., 2002).

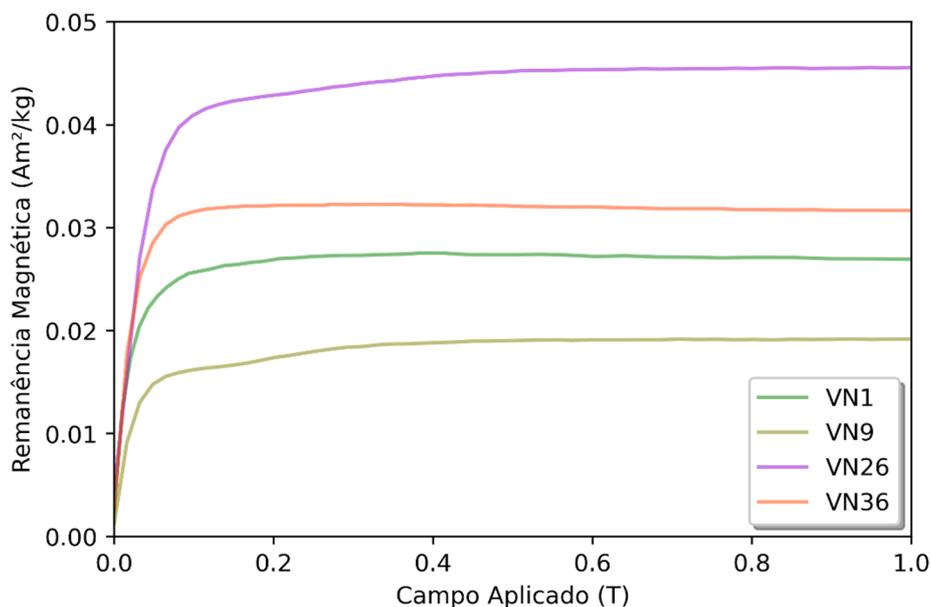


Figura 41 – Curvas de IRM de amostras do Venda Nova, normalizadas pela massa. Destacam-se a maior intensidade na magnetização adquirida pelas rochas gabróica (VNU26) e charnockíticas (VNU36). Plota-se também uma curva para um espécime do único sítio paleomagnético amostrado nos granitos da borda que fazem parte do complexo intrusivo.

Com intuito de explorar essas observações, realizou-se uma análise do espectro de coercividades para as curvas de IRM apresentadas na Figura (41). A modelagem direta foi realizada através da plataforma MAX UnMix (Maxbauer et al., 2016), adicionando-se os dados obtidos das curvas de aquisição de IRM. Posteriormente, ajusta-se a curva aos pontos amostrados, suavizando picos abruptos de pontos ruidosos. Finalmente, modela-se individualmente cada componente ajustando-as à curva de aquisição suavizada.

Na Figura 42 estão representados os resultados obtidos para a modelagem realizada para as amostras VNU9, VNU26 e VNU36. Para as três curvas, duas componentes puderam ser ajustadas, uma de baixa coercividade com maior dispersão (Componente 1) e outra com menor dispersão e maior coercividade (Componente 2). Para a curva da amostra sienomonzonítica (Figura 42a), o modelo calculado (Figura 42a') mostra que o espectro de coercividades da componente menos coerciva domina a resposta magnética da amostra ($\approx 84\%$ do espectro), sendo a coercividade média da população (B_h) de $\approx 3,28$ mT para um DP de 0.71. A componente mais coerciva representa os $\approx 16\%$ do espectro restante com uma coercividade média de ≈ 266 mT para um DP de 0.17.

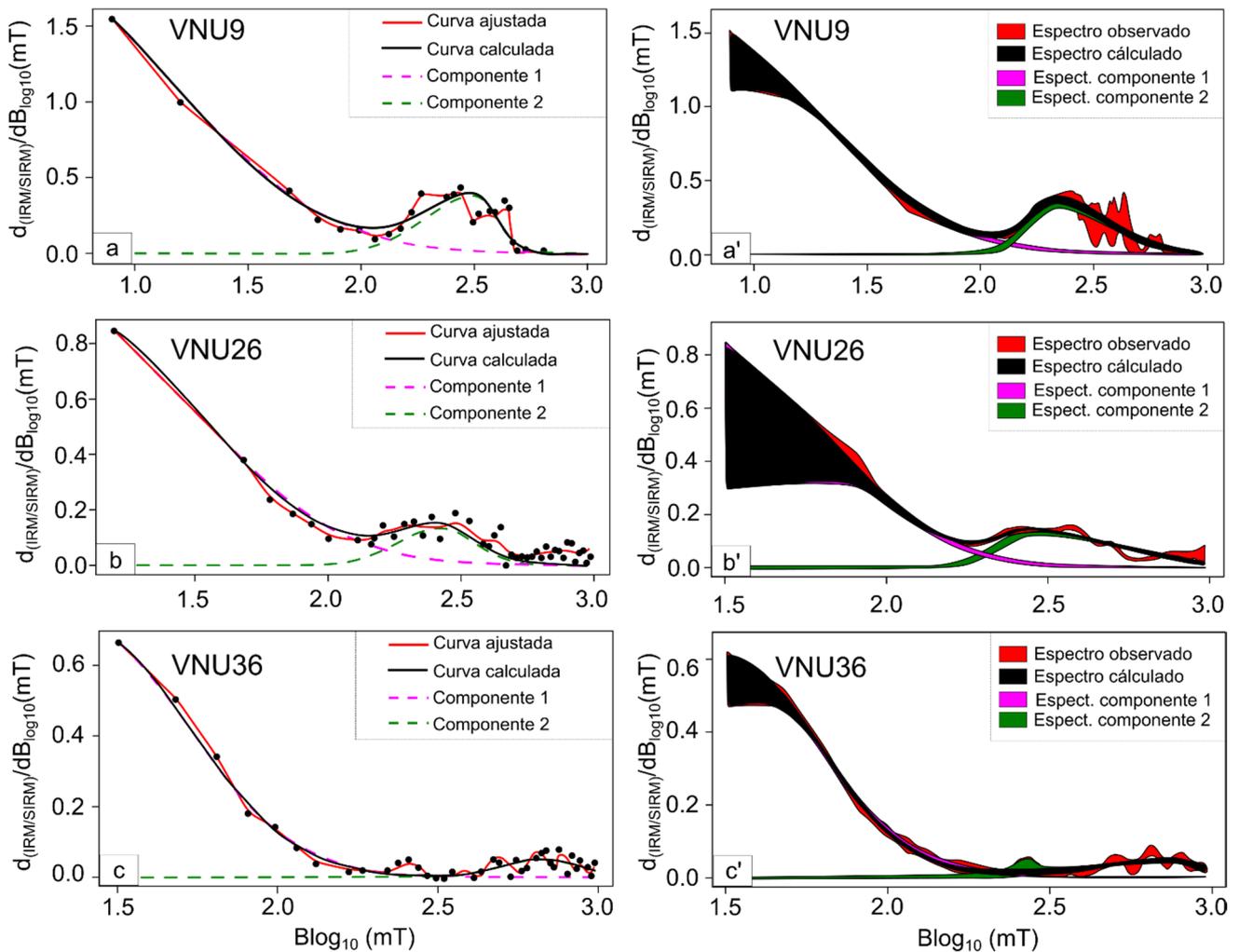


Figura 42 – Ajuste de componentes das curvas de IRM. O eixo das abscissas representa o campo indutor (mT) em escala logarítmica de base 10. No eixo das ordenadas está representada a derivada da IRM (normalizada pela saturação) pelo campo indutor. As figuras da coluna esquerda (a, b, c) mostram os dados das IRM utilizados no modelo (pontos pretos) e a curva ajustada após suavização. As curvas pretas são as resultantes calculadas do somatório das componentes representadas pelas linhas tracejadas, 1 (lilás) e 2 (verde), menos e mais coercivas (respectivamente). Nas figuras da coluna direita (a', b', c') é apresentado o espectro relativo de cada componente, bem como do resultante do espectro calculado e do espectro original observado.

Na amostra gabróica a componente menos coerciva (Figura 42b) ocupa a maior parte do espectro (Figura 42b') com porcentagem semelhante à dos sienomonzonitos ($\approx 84\%$) com uma coercividade média de $\approx 22,5$ mT e DP de 0,41, enquanto que a componente mais coerciva ($\approx 16\%$ do espectro) mostrou a coercividade média da população (B_h) de ≈ 384 mT com DP de 0,19. Na amostra charnockítica a componente menos coerciva (Figura 42c), $B_h \approx 23$ mT e DP de 0,37, ocupa a maior parte do espectro de coercividade ($\approx 92\%$) (Figura 42c'), enquanto que a mais coerciva – ocupando $\approx 8\%$ do espectro – tem coercividade média de 500 mT e DP de 0,17.

As componentes menos coercivas, modeladas a partir dos dados de IRM, reforçam as análises anteriores que indicavam que as magnetitas multidomínio dominam o comportamento magnético das amostras no Venda Nova. Entretanto, nos três litotipos analisados por meio da modelagem direta das componentes de curvas IRM, as componentes de alta coercividade e menor porção no espectro podem estar relacionadas a magnetitas no estado de domínio SD/PSD ou, mesmo, a hematitas, como evidenciado pelas curvas termomagnéticas.

6.2 Desmagnetização a campos alternados e térmica

6.2.1 Metodologia de aquisição de dados

A desmagnetização dos espécimes do Venda Nova foi efetuada na sala magneticamente blindada do Laboratório de Paleomagnetismo e Magnetismo de Rochas (USPmag), no Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas (IAG) da Universidade de São Paulo (USP). Duas metodologias foram empregadas: desmagnetização a campos alternados (AF) e desmagnetização térmica (TD). Os espécimes utilizados se tratam dos mesmos abordados no tópico do capítulo 5 deste trabalho. Em ambos os casos, a medida da NRM foi inicialmente realizada num magnetômetro AGICO JR6 spinner, de sensibilidade $2,4 \times 10^{-6}$ A/m (Figura 43a). Essa primeira avaliação busca averiguar a intensidade da magnetização remanente na rocha para determinar qual o melhor equipamento para efetuar o processo de desmagnetização. Devido à sensibilidade dos equipamentos, para intensidades de NRMs iguais ou superiores a 10 A/m, todas as medidas de magnetização durante os passos de desmagnetização foram realizadas pelo magnetômetro JR6 spinner individualmente para cada amostra. Para valores inferiores a 10 A/m foi utilizado um magnetômetro criogênico de esteira, Long Core 2G Enterprises (Figura 43b), capaz de efetuar processos de medidas para oito espécimes por vez com sensibilidade de até 10^{-11} A/m.

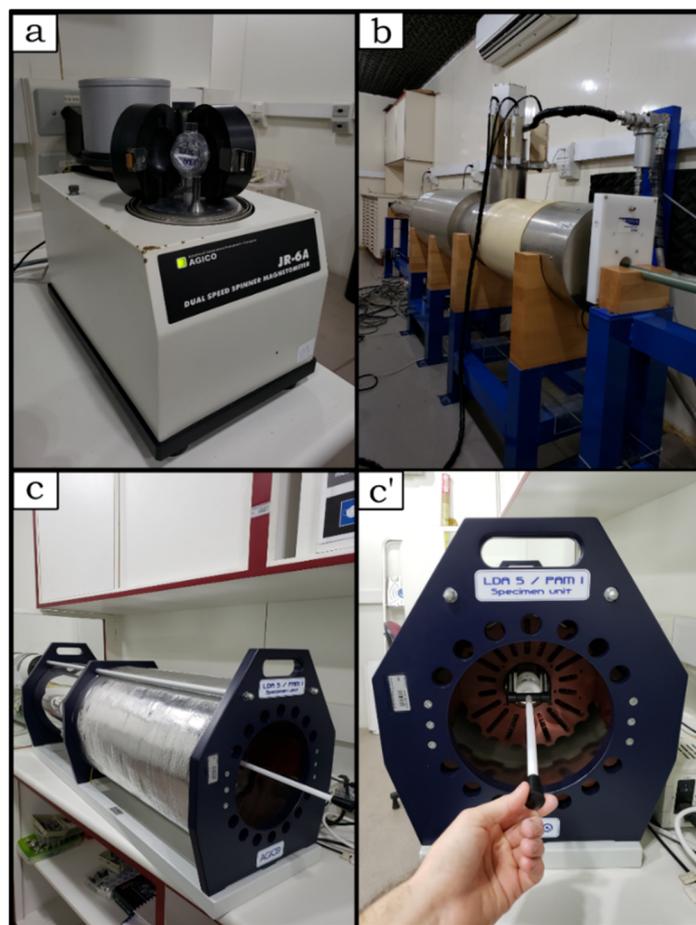


Figura 43 - Magnetômetros e desmagnetizadores utilizados no trabalho. a) Magnetômetro *AGICO JR6 spinner*; b) Magnetômetro criogênico de esteira *2G Enterprises Long Core*. c) Desmagnetizador *AGICO LDA5* e c') porta amostra do desmagnetizador e inserção do mesmo na bobina.

A desmagnetização a campos alternados teve como passos: NRM, 2,5 mT, 5 mT, 7,5 mT, 10 mT, 12,5 mT, 15 mT, 17,5 mT, 20 mT, 25 mT, 30 mT, 35 mT, 40 mT, 45 mT, 50 mT, 60 mT, 70 mT, 80 mT, 90 mT e 100 mT. Para as medidas consonantes ao JR6 spinner, foi utilizado um desmagnetizador AGICO LDA5 (Figura 43c), sendo as amostras medidas a cada passo. Acopladas ao magnetômetro Long Core, três bobinas nos eixos X, Y e Z se encarregam de desmagnetizar as oito amostras orientadas sobre a esteira para cada passo e as magnetizações de cada amostra são medidas na sequência.

Para a TD, foi utilizado um forno desmagnetizador térmico blindado – ASC Scientific Thermal Demagnetizer TD48SC – com precisão de $\pm 2^\circ\text{C}$ (Figura 44a). Nesse equipamento, 48 amostras podem ser colocadas num porta-amostras de sílica para serem simultaneamente desmagnetizadas (Figura 44b). Os intervalos de temperatura utilizados foram: NRM, 100°C , 150°C ,

200°C, 250°C, 300°C, 350°C, 400°C, 450°C, 500°C, 520°C, 540°C, 560°C, 580°C, 600°C, 620°C, 640°C, 680°C, 700°C.

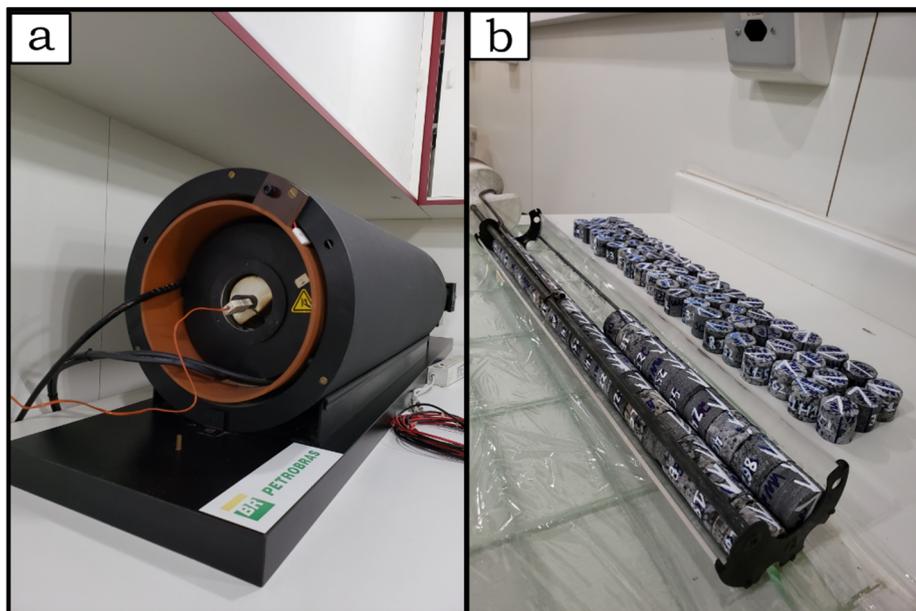


Figura 44 – Aparato utilizado na desmagnetização térmica. a) Forno ASC Scientific Thermal Demagnetizer. b) Porta-amostras de sílica contendo amostras orientadas a serem desmagnetizadas.

Para a TD, as amostras passaram por um tratamento inicial de remoção das componentes menos coercivas, realizando uma desmagnetização AF de 10 mT, buscando eliminar a interferência de magnetitas MD no processo de desmagnetização térmica.

O tempo de espera no aquecimento foi de 50 minutos até o passo de temperatura 500°C; 60 minutos de 500°C a 600°C; e 70 minutos de 600°C a 700°C. Após resfriamento até a temperatura ambiente, a cada intervalo, as amostras são retiradas do porta-amostras e a magnetização remanente de cada uma delas é medida em magnetômetro. A mesma condição de escolha do magnetômetro aplicada para a desmagnetização AF foi aplicada para a TD. A aquisição dos dados no JR6 foi controlada pelo software REMA6 (AGICO). A cada passo de desmagnetização foi verificada a estabilidade da magnetização em projeção estereográfica. Caso a magnetização ficasse aleatória durante alguns passos de desmagnetização a amostra era retirada do restante do grupo.

Para cada sítio paleomagnético, ao menos duas amostras passaram por desmagnetização térmica e o restante foi desmagnetizado a campos alternados. Na totalidade de amostras desmagnetizadas, 204 foram utilizadas para posteriores análises. A análise de componentes estáveis foi realizada por meio do software RemaSoft (AGICO) e suas direções foram calculadas através do

método de componentes principais (PCA). Pelo menos 4 passos seguidos de desmagnetização que definiam uma reta nas projeções ortogonais foram utilizados para o cálculo de uma componente de magnetização e considerou-se somente as direções com $MAD \leq 10^\circ$ para o cálculo de direções médias (tópico 6.3), embora para a maioria das direções determinadas, o MAD foi inferior a 3° . O objetivo da análise foi identificar componentes de magnetização secundárias e a magnetização remanente característica (associada aos espectros de coercividades ou temperaturas de bloqueio maiores) das amostras.

6.2.2 Comportamentos da NRM nas desmagnetizações e *insights* sobre os portadores magnéticos

Para desmagnetizações a campos alternados, boa parte dos sítios em rochas charnockíticas apresentam um decaimento na intensidade da magnetização quase linear da NRM até 100 mT. Como mostrado para a amostra VNU7D3 (Figura 45) no diagrama de Zijderveld, após a eliminação de uma componente de direção oeste o tratamento AF revelou uma direção de magnetização característica norte com inclinação positiva alta. Este tipo de tratamento não foi eficiente para eliminar totalmente a NRM, restando 10% da magnetização inicial ao atingir 100 mT de intensidade de campo aplicado. A desmagnetização térmica (após desmagnetização a 10 mT) revela a mesma direção norte com inclinação positiva alta, mostrando que o principal portador magnético desta componente é magnetita com temperaturas de bloqueio entre 500 e 580-600°C (Figura 45-VNU7D2).

Nos sienomonzonitos, a magnetização é estável e sua intensidade decai somente até os dois primeiros passos da desmagnetização AF (7,5 mT), mantendo-se até o campo desmagnetizante final a 100 mT (Figura 45-VNU9G1). Como revelado para os charnockitos, a desmagnetização AF, após a eliminação de uma componente secundária em campos de 7.5 mT, isolou para os sienomonzonitos uma direção de magnetização remanente característica norte com inclinação positiva alta. Esta componente apresenta coercividades muito altas, acima de 100 mT. Todavia, esta componente parece estar associada ao portador magnetita com temperaturas de bloqueio altas ($> 500-550^\circ\text{C}$), como mostra a desmagnetização térmica realizada para outra amostra do mesmo cilindro (Figura 45-VNU9G2).

Uma direção remanente característica similar (norte com inclinação positiva alta) foi também revelada pelos tratamentos AF e térmico para os gabros (Figura 45). Entretanto, diferentemente às outras litologias, para os gabros, a intensidade da NRM decai mais rapidamente até 10-15% do valor inicial após aplicação de campos alternados de 30-40 mT, permanecendo neste nível em campos de até 100 mT (Figura 45-VNU25C2). O tratamento térmico indica a magnetita como portador da

magnetização isolada, entretanto, com temperaturas de bloqueio mais baixas, entre 450 e 550 °C (Figura 45-VNU25C1), se comparadas às das outras litologias.

O que é particularmente interessante é que apesar de minerais com alta força coerciva serem os portadores da magnetização remanente característica estável em sienomonzonitos e gabros, as temperaturas de desbloqueio e de Curie reveladas pela desmagnetização térmica indicam a magnetita como sendo o principal portador magnético desta magnetização. Mesmo restando uma pequena fração da intensidade inicial, após a desmagnetização a 600°C (caso da amostra VNU9G2 – Figura 45), a direção de magnetização fica instável para estas temperaturas mais altas. Além disso, a direção de magnetização isolada é estritamente semelhante em ambos os tratamentos, o que reforça a ideia de que a magnetização remanente característica estável nas rochas do Venda Nova é portada por magnetitas mais coercivas.

Outros comportamentos na desmagnetização de amostras do Venda Nova podem ser visualizados na Figura 46. Para a amostra gabróica VNU5H2 (Figura 46, lado esquerdo superior), o tratamento a campos alternados é suficiente para eliminar cerca de 90% da magnetização inicial a 20 mT, eliminando componentes de inclinação negativa. A partir de 20 mT, a intensidade de magnetização decai mais devagar, porém, é possível isolar uma componente de inclinação positiva alta. A desmagnetização térmica (sem remoção de componente MD por campos alternados) da amostra VNU5H3 (Figura 46, lado direito superior) mostra um decaimento quase linear e vagoroso na intensidade da NRM, chegando próximo a zero após 580°C. Note que o tratamento térmico não foi capaz de isolar a magnetização remanente característica (ChRM) norte com inclinação positiva alta, como no caso do AF. Isto se deve, muito provavelmente, à presença de grãos de magnetita MD associadas a componentes secundárias que não são eliminadas em temperaturas até próximas da temperatura de Curie da magnetita, não sendo possível, então, isolar a ChRM somente aplicando a desmagnetização térmica (Dunlop & Özdemir, 1997).

Na amostra sienomonzonítica (VNU12F1) o tratamento a campos alternados (Figura 46, lado esquerdo inferior) elimina ca. 70% da intensidade inicial da NRM, referente a componentes secundárias. Após um breve aumento na intensidade da magnetização, a intensidade da magnetização decai mais 10%, permanecendo neste patamar até 100 mT, isolando no final uma componente de alta inclinação positiva. O tratamento térmico (sem AF prévio) decai vagorosamente e quase linearmente até 600°C, isolando uma componente de inclinação positiva intermediária. Exemplos como as das amostras VNU12 e VNU5 mostram a influência das partículas MD nos tratamentos AF e TD das amostras no VN: (i) um decaimento rápido nos primeiros passos de desmagnetização AF, indicando

uma maior quantidade de partículas menos coercivas e (ii) um decaimento linearizado e vagoroso no tratamento térmico, típico de uma assembleia que contenha grãos MD.

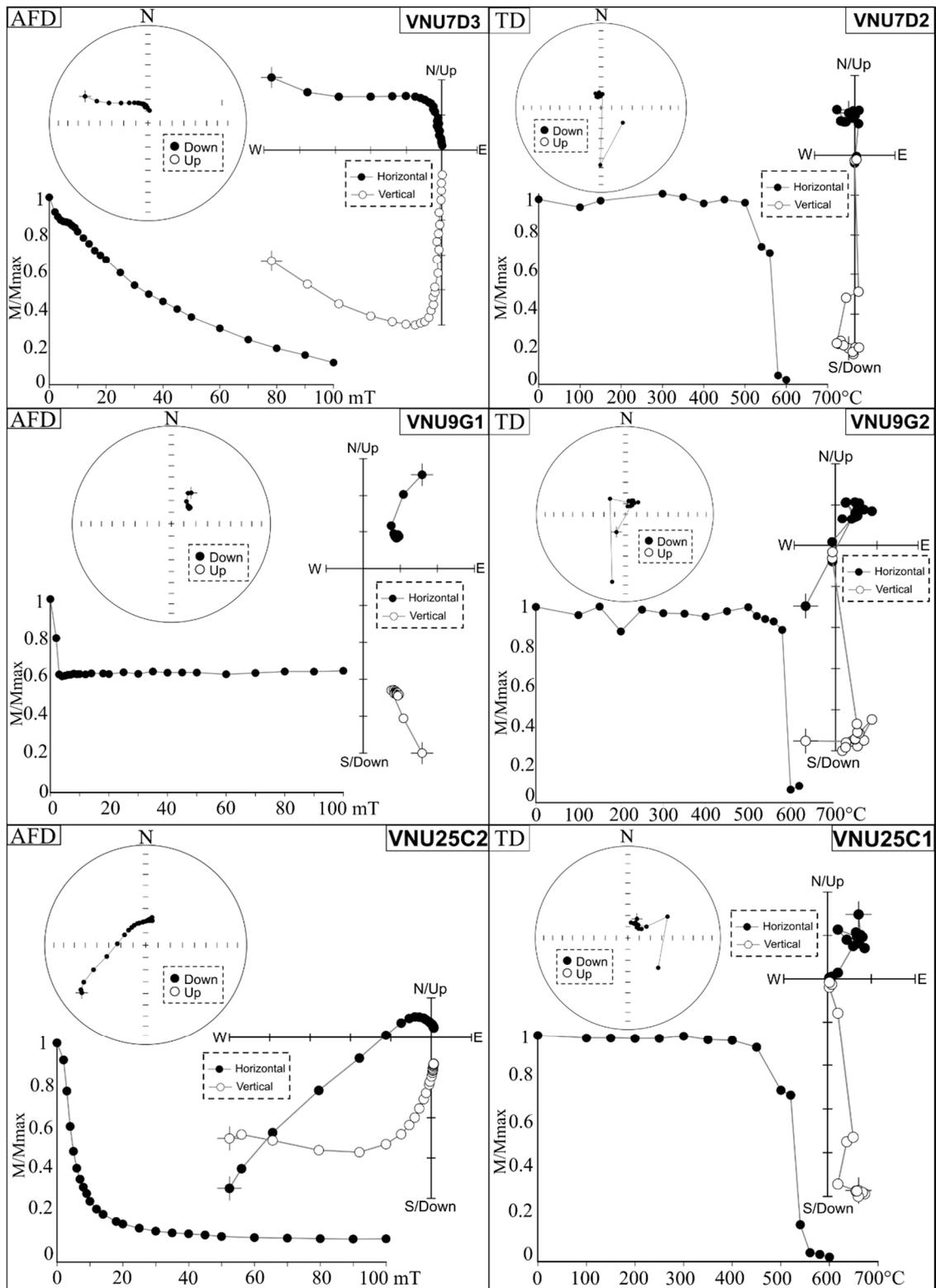


Figura 45 – Desmagnetização a campos alternados (AF) e térmica (TD) de amostras representativas de sítios do Venda Nova. São mostradas para cada amostra, a projeção estereográfica, as projeções de

Zijderveld e a curva de intensidades normalizadas (M/M_{max}) em função do campo alternado ou temperatura.

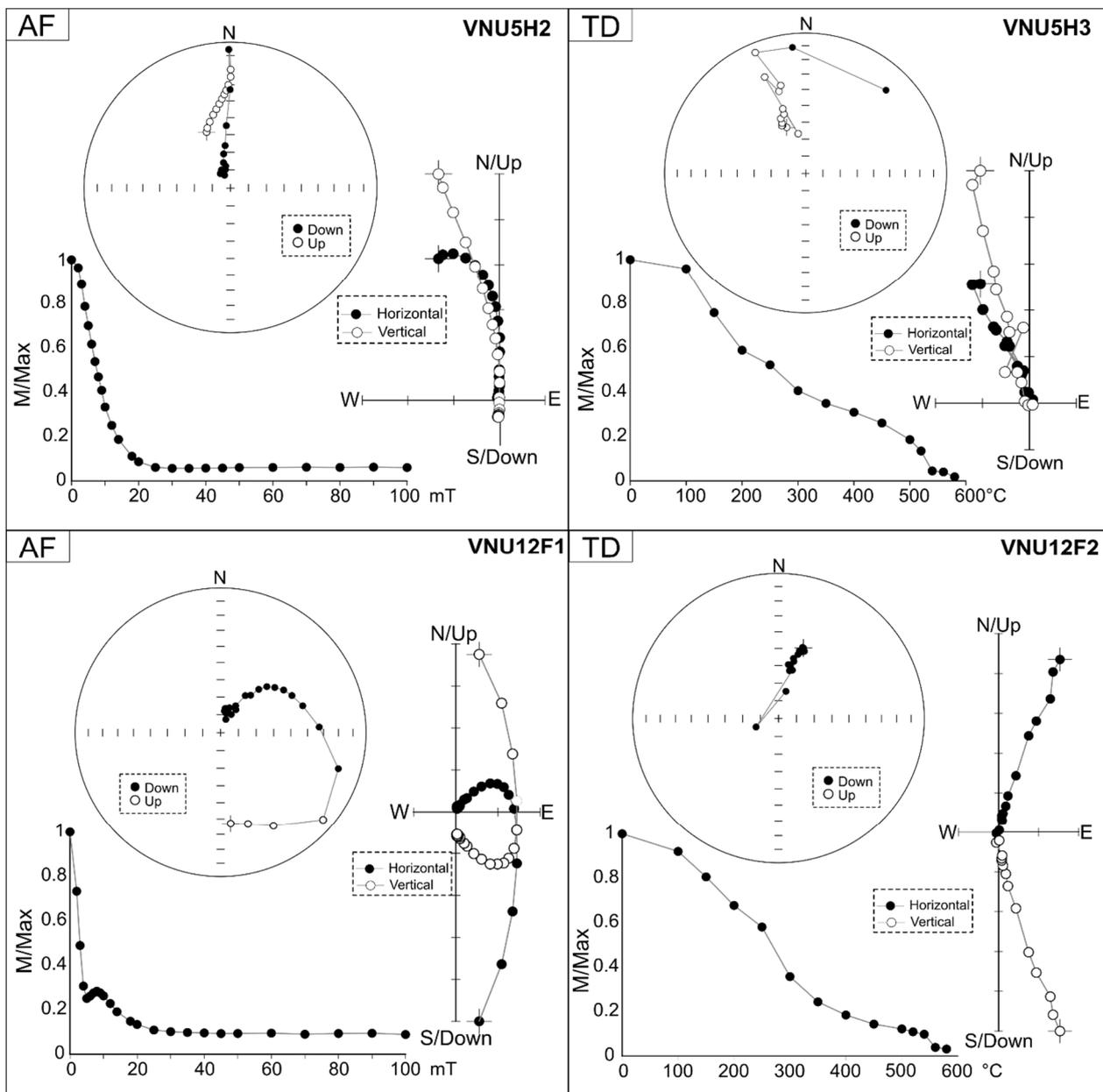


Figura 46 – Exemplos de desmagnetização a campos alternados (AF) e térmica (TD) de amostras rochosas do Venda Nova. Neste tratamento, é possível observar com clareza a influência de partículas de magnetita multidomínio nas curvas de decaimento da intensidade, principalmente no térmico, onde a magnetização é perdida gradualmente com o aumento da temperatura até próximo aos 600°C.

6.3 Dados direcionais paleomagnéticos

A direção média de cada sítio paleomagnético foi também calculada através do software RemaSoft (AGICO), usufruindo da estatística Fisheriana para a aquisição do cone de 95% de

confiança ($\alpha 95$). Os cálculos de VGPs para cada sítio e do polo paleomagnético foram realizados através da interface Paleomagnetism.org (2.1.0) (Koymans et al., 2016). No VN, direções reversas e normais foram isoladas. A Figura (47a) mostra a distribuição geral das direções (por espécime) de polaridade normal e reversa, bem como a suas direções médias, sendo relativamente opostas em 180° (Figura 47b).

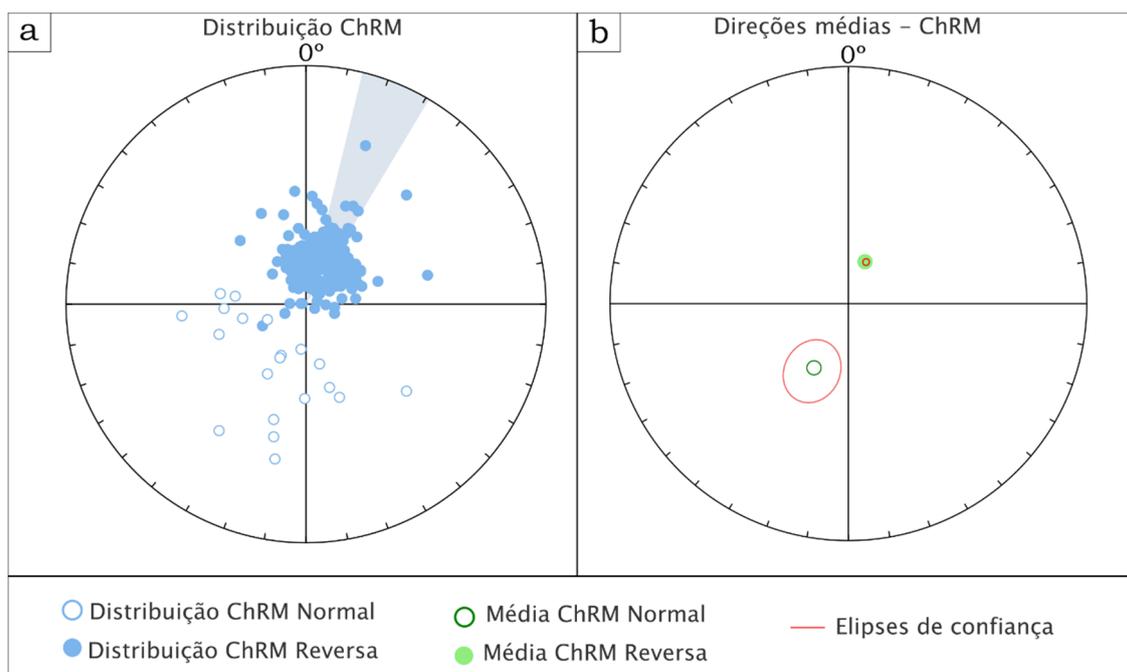


Figura 47 – Dispersão de direções de remanência magnética característica (ChRM). a) Plot em projeção estereográfica de amostras com polaridade normal e reversa. b) Plot das direções médias normais e reversas e suas elipses de confiança.

De acordo com Van der Voo (1990), a presença de direções reversas e normais representa um dos critérios de qualidade (Q) que qualificam um polo paleomagnético. Com intuito de investigar mais profundamente se estas direções (normais e reversas) são antipodais aplicou-se o teste estatístico de direções médias verdadeiras comuns (*Common True Mean Directions - CTMD*) descrito por (Koymans et al., 2016). Neste procedimento, rotaciona-se azimutalmente de 180° a declinação magnética e inverte-se a polaridade das amostras com inclinação negativa, para que todas as direções das amostras fiquem de mesma polaridade. Em seguida, realiza-se uma reamostragem por meio de *bootstrapping* com 1000 posições para cada direção (X, Y, Z) e se plota a distribuição cumulativa da componente pela coordenada cartesiana em uma unidade de esfera. Neste teste, fica claro que as componentes normais (feita a transposição para direção reversa), apresentam uma

dispersão muito superior àquela associada com as componentes com polaridade reversa. Neste teste, as componentes X e Y se sobrepõem, o que não ocorre para a componente Z (Figura 48). É evidente, entretanto, que a elipse de confiança da direção média das amostras com polaridade normal intercepta a direção média das amostras com polaridade reversa.

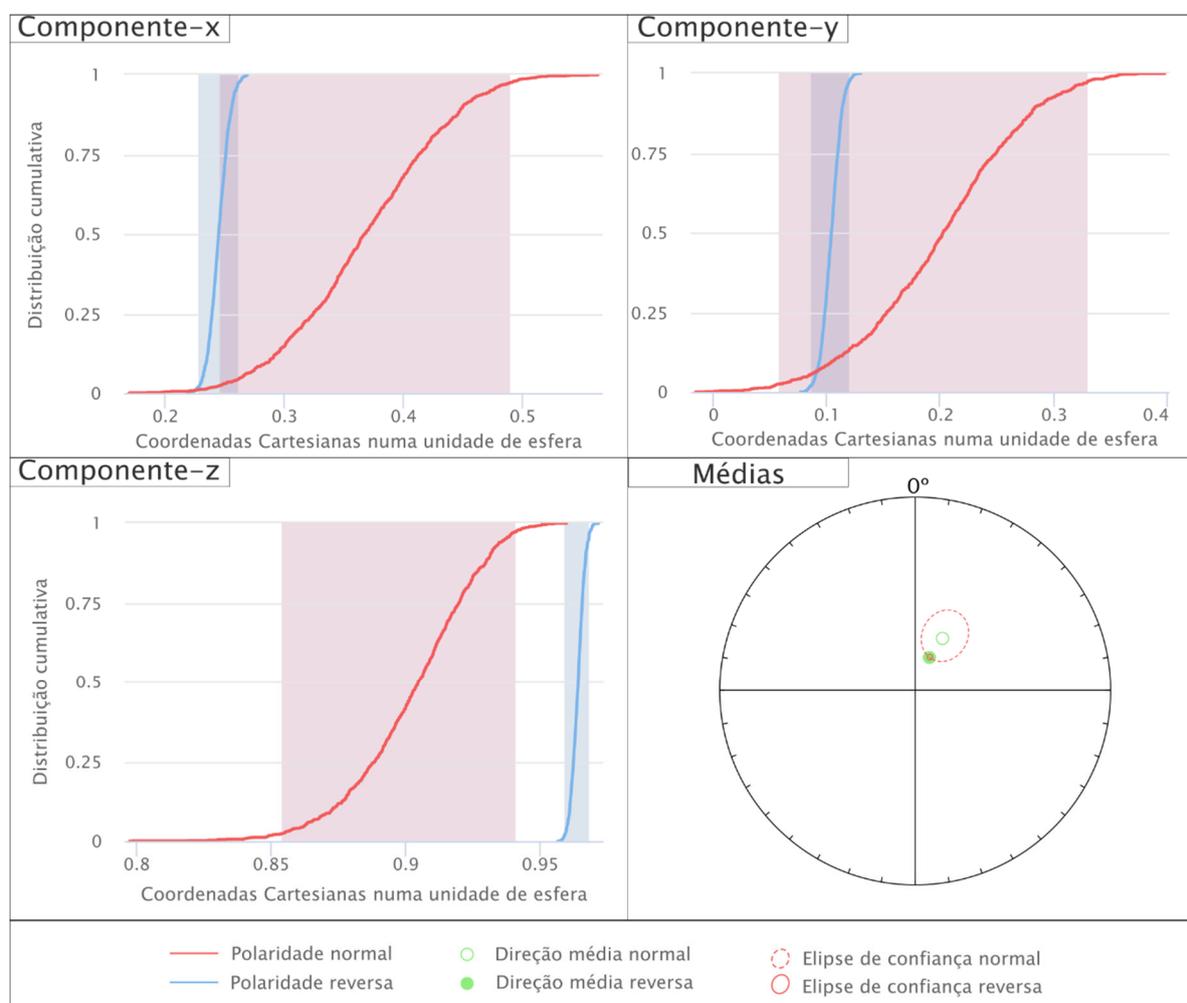


Figura 48 – Teste CTMD para as componentes de polaridade normal e reversa dos sítios paleomagnéticos do VN. A sobreposição das componentes ocorre para as componentes X e Y, mas é ausente na Z. O cone de confiança (tracejada) da média normal transposta, entretanto, intercepta o cone de confiança da direção média reversa.

Das 204 amostras que passaram pelos tratamentos, térmico e campos alternados, 198 foram utilizadas para cálculos dos VPGs e do polo paleomagnético do Venda Nova, sendo essas pertencentes a 22 sítios. Na Tabela 5 estão sumarizados os dados direcionais médios de cada um dos sítios utilizados, bem como dos VPGs correspondentes e do polo paleomagnético calculado. Para o cálculo do polo paleomagnético, utilizou-se os parâmetros de ‘*cutoff*’ de Vandamme (1994) para determinar um ângulo de corte que exclua sítios com localizações muito destoantes da média dos

VGPs. Para os sítios estudados, o *ângulo de corte* foi de 17,27°, não resultando na exclusão de nenhum VGP. Assim, determinou-se a direção média $D_m=26,7^\circ$, $I_m=75,7^\circ$ ($\alpha_{95}=2,1^\circ$, $K=212,0$), e o polo paleomagnético para o Venda Nova (VN) localizado em 3,2°N, 330,5°E ($A_{95}=3,8$, $K=63,1$).

Deenen et al., 2014 e Deenen et al., 2011 propuseram valores máximo e mínimo possíveis para o cone de confiança A_{95} , para que a distribuição de VGPs de um polo paleomagnético calculado para uma formação geológica registre a variação secular do campo geomagnético. De acordo com estes autores, para um número N de VGPs, os valores de A_{95} máximo e mínimo são dados pelas seguintes expressões: $A_{95_{max}} = 82 N^{-0,63}$ e $A_{95_{min}} = 12 N^{-0,4}$. Para $N=22$ (caso deste estudo), os valores mínimo e máximo de A_{95} são 3,49 e 11,70, respectivamente, isto é $3,49 < A_{95} < 11,70$. Uma vez que para os VGPs do VN o valor de A_{95} calculado é igual a 3,80, este passa pelo critério de Deenen et al. (2011, 2014) quanto a eliminação da variação secular do campo geomagnético (Figura 49).

Tabela 5 – Dados direcionais paleomagnéticos do Pluton Venda Nova. (N) é o número de amostras medidas e (n) o número de amostras utilizadas para o cálculo das direções.

Sítio	N/n	Coordenadas Geográficas		Direções médias dos sítios				VGPs	
		Lat. (S)	Long. (W)	Dec (°)	Inc (°)	α_{95}	K	Plong. (°E)	Plat. (°N)
VNU1	8/6	20° 19' 4,07''	41° 9' 27,37''	33,0	72,5	6,0	124,43	335,9	7,2
VNU2	8/6	20° 19' 10,04''	41° 10' 26,67''	24,9	70,6	5,8	132,77	333,2	11,9
VNU3	10/10	20° 18' 38,21''	41° 10' 52,83''	21,1	73,7	3,1	247,07	329,4	8,2
VNU4	13/13	20° 18' 24,87''	41° 10' 35,41''	21,2	69,4	2,5	277,97	331,8	14,4
VNU5	9/9	20° 18' 57,27''	41° 12' 17,47''	345,5	79,7	4,4	135,19	313,9	-9
VNU6	8/8	20° 17' 18,46''	41° 13' 14,54''	17,9	75,6	6,6	71,09	326,9	5,97
VNU7	14/14	20° 17' 15,30''	41° 13' 17,74''	356,6	76,7	2,1	345,05	317,3	5
VNU8	8/7	20° 16' 36,12''	41° 12' 56,95''	27,0	77,3	8,6	50,60	329,5	1,3
VNU9	12/12	20° 16' 3,72''	41° 11' 4,76''	50,2	71,8	1,9	500,51	343,8	2,3
VNU11	14/13	20° 18' 22,54''	41° 9' 30,93''	18,5	73,4	3,1	180,19	328,3	9,1
VNU15	6/6	20° 15' 38,44''	41° 9' 10,30''	30,6	74,8	5,3	158,55	333	4,7
VNU18	5/5	20° 15' 23,17''	41° 8' 43,35''	58,5	73,8	4,8	260,21	333,4	-3
VNU22	11/11	20° 18' 54,74''	41° 12' 19,57''	0,8	81,2	4,3	111,66	319	-3,1
VNU23	11/11	20° 17' 41,42''	41° 12' 27,59'	20,8	72,5	5,4	73,75	329,9	10
VNU24	10/10	20° 17' 48,69''	41° 11' 54,96''	27,4	80,8	4,6	109,02	327	-4,2
VNU25	11/11	20° 17' 14,26''	41° 11' 13,54''	26,2	72,3	2,0	525,36	332,7	9,2

VNU26	10/10	20° 17' 41,00''	41° 11' 40,62''	22,6	83,3	3,3	209,67	323,9	-8
VNU30	8/8	20° 16' 37,92''	41° 9' 33,17''	29,7	73,6	5,6	97,97	333,5	6,6
VNU31	9/9	20° 16' 23,11''	41° 9' 55,50''	30,8	71,2	3,4	236,65	335,8	9,6
VNU33	9/9	20° 17' 31,64''	41° 10' 59,41''	59,1	73,4	5,2	100,24	344,9	-2,9
VNU35	6/6	20° 19' 18,17''	41° 12' 15,18''	21,1	77,8	7,6	78,46	327	1,6
VNU36	4/4	20° 18' 25,07''	41° 13' 4,50''	26,7	77,0	7,4	155,96	329,6	2,1
Média	204/198	20° 17' 20,40''	41° 10' 40,80''	26,74	75,66	212	67,44	330,5	3,2
A95=3,8°									

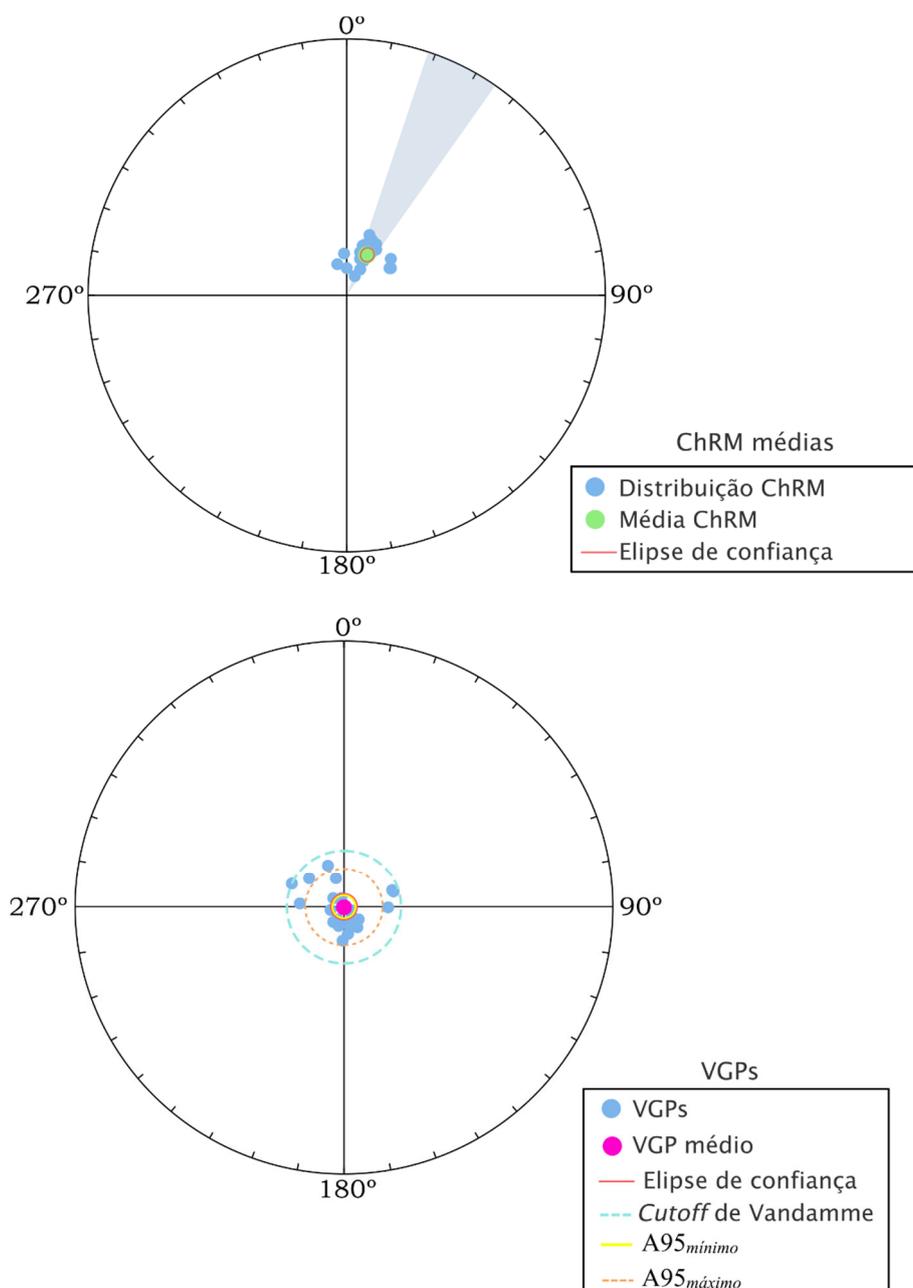


Figura 49 - Direções (ChRM) médias por sítio dos 22 sítios utilizados para o cálculo do polo paleomagnético do VN e VGPs correspondentes. Os VGPs foram rotacionados através do polo de Euler 0°N, 60,5°E (-86,9°), o qual leva o polo paleomagnético do Venda Nova para o polo norte geográfico. Todos os VGPs passam pelo critério de Vandamme (1994) referente ao ângulo de corte (*cutoff*) e o valor obtido para o cone de confiança A95, atende o critério de Deenen et al. (2011, 2014) para que a variação secular do campo geomagnético tenha sido eliminada na média.

6.4 Atestando a magnetização como primária: um modelo de resfriamento vs paleopolaridade

Um dos critérios de qualidade de Van der Voo (1990), e também um critério reforçado por Meert et al. (2020), é o uso de testes de campo que possam atestar a magnetização das rochas

estudadas como primária. Tratando-se da intrusão de um pluton, o teste de contato cozido (*Baked contact test*) é um dos métodos utilizados que faz uso da magnetização remanente nas encaixantes e do quanto, essa foi afetada com a intrusão do corpo (Butler, 1992). Este teste baseia-se na transmissão de calor da intrusão para a encaixante e conseqüente remagnetização térmica, numa relação que depende da distância da intrusão. Na “zona cozida”, imediatamente adjacente mais proximal ao contato com a intrusão, a encaixante é completamente remagnetizada; Na “zona de magnetização híbrida”, como somente as temperaturas de bloqueio mais baixas são afetadas, parte da magnetização original da encaixante se preserva e parte é remagnetizada; e na zona não afetada, a mais distante do corpo, a magnetização da encaixante se preserva (Buchan, 2007).

Para o Venda Nova, as rochas encaixantes paragnáissicas são pouco aflorantes, cobertas majoritariamente por solo *in situ*, o que inviabiliza essa abordagem. Outro ponto, é que pela maioria das rochas encaixantes serem ortognáissicas, a visualização da transição proximal ao pluton, a qual se encaixaria na “zona cozida”, é de difícil distinção com os limites do próprio VN ou pouco observáveis. Para contornar essa situação, propõe-se uma abordagem diferente, baseada na aquisição de magnetização termorremanente confrontada com as polaridades observadas na unidade. Se a magnetização do VN é primária, então ela deve ser coerente com seu resfriamento.

6.4.1 Confeção da malha inicial do modelo

No item 3.1 desta dissertação, apresentou-se a formulação matemática da solução da equação da difusão térmica em duas dimensões pelo método de diferenças finitas. Ao utilizar a Eq. (42), os parâmetros necessários são: i) uma malha bidimensional equiespaçada de pontos; ii) uma temperatura inicial para cada um dos pontos; (iii) definição dos parâmetros físicos, em resumo, da difusividade térmica (κ). Para simplificar a geologia do VN, consideraram-se três unidades: um núcleo gabróico, um envelope sienomonzonítico e outro exterior formado pela encaixante.

A determinação da temperatura inicial de rochas intrusivas é uma medida indireta baseada em termômetros experimentais frutos de equilíbrio termodinâmico de algum elemento químico e sua relação com outros elementos e/ou com o *melt* (vide item 3.2). Para a malha térmica no Venda Nova, utilizaram-se inicialmente os termômetros de temperatura de saturação em zircônio de Boehnke et al. (2013) (TZrB13) e Gervasoni et al. (2016) (TZrG16) para a unidade do envelope sienomonzonítico. Para esse feito, utilizaram-se dados geoquímicos (*whole rock*), sendo a tabela completa com o cálculo, disposta nos anexos dessa dissertação. A Tabela 6, entretanto, concentra os resultados obtidos para os dois termômetros.

Tabela 6. Cálculo da temperatura de saturação em zircônio (TZr) dos geotermômetros de Boehnke et al. (2013) (B13), Gervasoni et al.(2016) (G16°C) e Shao et al.(2019) (S19), para dados geoquímicos publicados do Venda Nova. M e G são os parâmetros composicionais, baseados nos respectivos autores.

Autor	Zr (ppm)	TZr B13°C	TZr G16°C	TZr S19°C	M	G
Ludka et al. (1998)	1186	865	869	927	2,17	4,67
Ludka et al. (1998)	1035	860	862	920	2,08	5,00
Horn & Weber-Diefenbach (1987)	549	841	754	828	1,67	5,12
De Campos et al., (2004)	423	889	804	871	1,12	7,62
De Campos et al. (2004)	930	897	870	927	1,75	5,60
Média	≈ 825	≈ 870	≈ 832	≈ 894	-	-

Como destacado por Gervasoni et al. (2016), muitos modelos utilizam os termômetros de Watson & Harrison (1983), posteriormente recalibrado por Boehnke et al. (2013), para composições no range ($1,3 < M < 2,0$). Estes termômetros, entretanto, não são calibrados para teores mais alcalinos ($M > 2$), enquanto que o de Gervasoni et al. (2016) tem um espectro que vai de ($0,97 < M < 3,46$). Além disso, a presença de ferro e magnésio afeta diretamente a saturação do zircônio no *melt*, levando a crer que o parâmetro (G) seja mais robusto que o (M), uma vez que esse inclui esses elementos no parâmetro composicional.

Geotermometria de rochas gabróicas é consideravelmente mais complexa. Há uma série de termômetros calibrados por teores em associações minerais, como – piroxênio no sistema Ca-MgO-Al₂O₃(Herzberg, 1978); f Δ O₂ de composição do espinélio em rochas mantélicas e *melts* derivados do manto (Ballhaus et al., 1994); alumínio e titânio em anfibólios cálcicos (Ernst, 1998) e elementos terra-rara em plagioclásio-clinopiroxênio (Sun & Liang, 2017). Não há, entretanto, dados de química mineral publicados para o VN, tornando impossível o uso desses termômetros.

Recentemente, Shao et al., (2019) utilizaram experimentos em basaltos peralcalinos para calibrar um termômetro de saturação em zircão, obtendo um ajuste de considerável precisão. Fazendo a comparação direta da temperatura em função do zircão no *melt* com termômetros de Watson & Harrison (1983), Boehnke et al. (2013), Gervasoni et al. (2016) (entre outros), Shao et al. (2019) (TZr19) realizaram um novo ajuste que compreendesse composições metaluminosas, peraluminosas e peralcalinas com um R²= 0,82. Este novo ajuste usa o parâmetro (G) de Gervasoni

et al. (2016), com a adição de um termo que avalia o efeito da pressão e da presença de água (Shao et al., 2019), sendo igual a:

$$\ln Zr = (3.313 \pm 0.349) - [(1.35 \pm 0.10) \ln(G)] + [(0.0065 \pm 0.0003) T(^{\circ}C)] \quad \text{Eq.(47)}$$

Esse termômetro pode também ser aplicado para determinar a temperatura inicial do magma sienomonzonítico das rochas do Venda Nova (Tabela 6). Entretanto, esse modelo dificilmente ajusta as temperaturas de alojamento do gabro, pelo baixo teor de zircônio encontrado nestes. Como demonstrado por Shao et al. (2019), a temperatura e a composição do *melt* dominam o grau de polimerização em *melts* silicáticos e conseqüentemente da capacidade do Zr adentrar no *melt*. O resultado disso são contrastantes teores, de até duas ordens de grandeza, dos magmas máficos para os félsicos, principalmente porque a alta saturação de zircônio em magmas máficos torna menos propícia a cristalização de zircão (Shao et al., 2019).

Já que para os dados calculados pelas amostras de Horn & Weber-Diefenbach (1987) e de uma amostra de De Campos et al. (2004), o parâmetro M atende ao critério ($1,3 < M < 2,0$), adotou-se como temperatura inicial do envelope sienomonzonítico, a média da soma das TZrG16 e TZr19 junto a essas duas amostras, $\approx 864^{\circ}C \pm 52^{\circ}C$, a qual foi aproximada para $860^{\circ}C$.

Sob a dificuldade de determinar uma temperatura inicial para o magma gabróico com os dados geoquímicos publicados, tomou-se outra abordagem para essa unidade no modelo de resfriamento. Larsen (1929) indicou a alta variabilidade das medidas diretas da temperatura do magma basáltico, indo de $720^{\circ}C$ a $1260^{\circ}C$ no Kilauea e no Vesúvio. No Kilauea medidas realizadas mais recentemente na superfície do núcleo de lavas são acima de $1050^{\circ}C$ (Pinkerton et al., 2002) com picos em $1230^{\circ}C$ (Carling et al., 2015). O vulcanismo MOR tem temperaturas de erupção vulcânica, mundialmente semelhantes, em torno de $1200^{\circ}C$ - $1250^{\circ}C$ (Green et al., 2001), com temperatura potencial do manto em torno de $1280^{\circ}C$ (McKenzie & Bickle, 1988). Estudos de fusão de basalto com base em sua composição mineralógica demonstraram que as temperaturas iniciais de fusão em ordem decrescente são: andesito, basalto andesítico, basalto toleítico e basalto alcalino (Chen et al., 2017). A temperatura do magma basáltico raramente é mais alta do que seu primeiro processo de cristalização (Frost & Frost, 2014).

A química mineral e estudos termodinâmicos realizados em piroxênio de olivina-gabros e noritos nos Caledonídeos suecos revelaram faixas de temperaturas de cristalização de $1240^{\circ}C$ - $1180^{\circ}C$ e $1180^{\circ}C$ - $1050^{\circ}C$, respectivamente (Otten & Senior, 1985). Enquanto isso, a química mineral de gabros-olivina e hornblenda-gabros do cinturão de Sanandaj-Sirjan no Irã indicam temperaturas de $1300^{\circ}C$ e $950^{\circ}C$, respectivamente (Sepahi et al., 2013). Devido à variabilidade e

amplitude de relatos para magmas básicos, escolheu-se uma temperatura intermediária de basaltos, de 1100°C, como sendo a temperatura inicial dos gabros de Venda Nova para o modelo de difusão.

Há a necessidade também de se estabelecer a temperatura inicial das rochas encaixantes. Vauchez et al. (2019) reportou temperaturas para crosta intermediária no Orógeno Araçuaí como aproximadamente 500°C para o período de 510-500 Ma, e aproximadamente 300°C em 480 Ma. Dados geobarométricos de alumínio em hornblenda dos charnockitos de borda do Venda Nova (Mendes & De Campos, 2012) apontaram pressões entre 5.5-6.0 kbar, relacionados a um alojamento em uma crosta intermediária. Baseado nessas evidências, a temperatura das rochas encaixantes do Venda Nova, adotada para a modelagem, foi de 350°C. Com as temperaturas iniciais do sistema definidas, confeccionou-se um polígono para cada unidade geológica, baseado no mapa geológico apresentado por Mendes & De Campos (2012), do tipo *shapefile* no *software* de ambiente GIS. Em seguida, reclassificou-se cada unidade do modelo por sua respectiva temperatura inicial, convertendo o *shapefile* em um arquivo matricial (*raster*). Amostra-se então uma rede bidimensional do *raster* em uma matriz igualmente espaçada ($dx=dy=100$), sendo tais amostragens coincidentes com as suas respectivas coordenadas geográficas em notação (UTM, metros) – sendo a distância entre pontos (100 metros) o suficiente para garantir a estabilidade numérica do modelo. Na Figura 50 está o modelo simplificado de temperaturas iniciais para iniciar o processo de difusão térmica do Venda Nova.

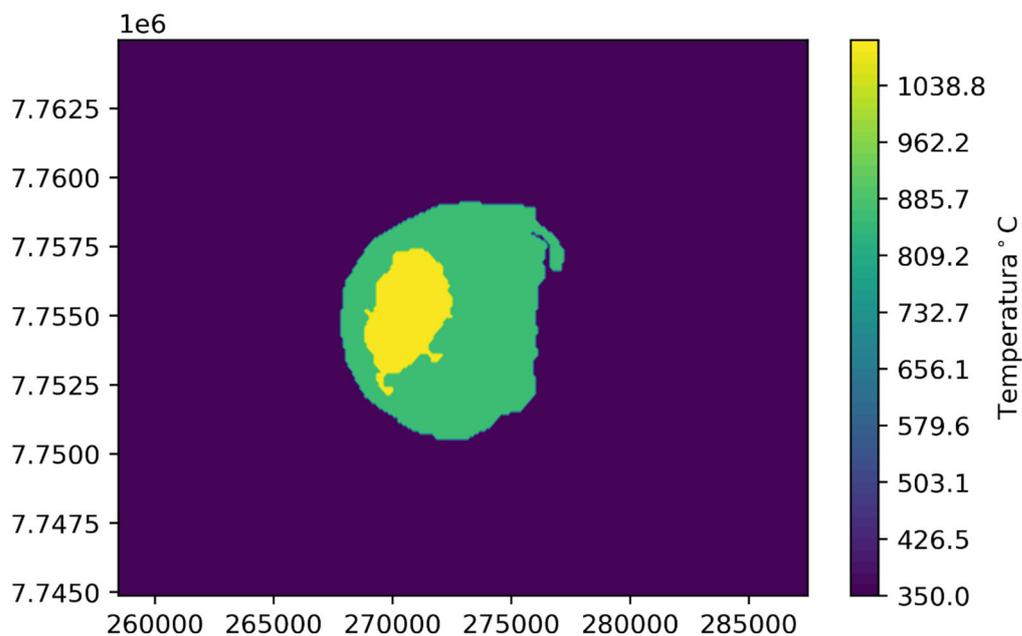


Figura 50 - Malha térmica para o tempo $t=0$, indicando o estado inicial do sistema no estágio de intrusão do pluton. Note que se preservou a forma geológica das unidades simplificadas para o modelo de resfriamento, em verde a 860°C o envelope sienomonzonítico (cuja temperatura inicial foi determinada por geotermômetros de saturação de zircônio); o núcleo gabróico em amarelo, a

1100°C, temperatura determinada como uma média de dados de magmas básicos e geotermometrias em gabros mundialmente; c) em roxo a temperatura das rochas encaixantes, a 350°C, determinada por observação da profundidade de alojamento do Venda Nova e de evidências da temperatura nessa profundidade para a Araçuai.

Finalmente, o último parâmetro a se determinar é a difusividade térmica do sistema. A condutividade térmica do meio geológico pode variar em até 50% e é diretamente correlacionada com a temperatura do meio – para rochas crustais, a maioria dos trabalhos considera $(\kappa)=10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (Jaupart & Mareschal, 2007). Modelos experimentais mostraram, entretanto, que uma crosta intermediária tem difusividade próxima a $(\kappa)=0,5 \times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (Whittington et al., 2009). Nesta modelagem, adotou-se o valor proposto por Whittington et al., (2009). Utilizando a malha confeccionada e os parâmetros citados nesse tópico, resolveu-se numericamente a equação da conservação do calor bidimensional por um *script* em *python*, simulando a matriz importada passando por um processo difusivo do calor por 3 milhões de anos (ou seja, de seu alojamento na encaixante até a temperatura próxima de sua cristalização completa).

6.4.2 Frames do modelo de resfriamento

Todos os contornos plotados para os dados obtidos pela solução da equação da conservação do calor em duas dimensões da malha desde (t_0) se encontram nos anexos dessa dissertação. Na Figura 51, expõem-se alguns dos frames calculados. No pluton Venda Nova, a difusão do calor ocorre mais rapidamente nos primeiros 100 mil anos de resfriamento. De acordo com a primeira lei de Fick, o fluxo é proporcional ao negativo do gradiente de temperatura. Isto significa que quanto maior a diferença entre as temperaturas, mais velozmente a difusão ocorre, sendo coerente, portanto, que haja uma taxa de resfriamento mais rápida neste período de tempo.

O núcleo gabróico transfere energia para o envelope sienomonzonítico (de menor temperatura). O núcleo mais quente se locomove para o centro do VN, de forma que as isotermas migram dos gabros para essa posição central nos primeiros 150 mil anos. Na Figura 51, a distribuição de temperaturas ao longo do VN é mostrada para t_0 , 25, 100, 200, 300 e 400 mil anos. Para cada uma delas, foram demarcadas as isotermas de 600°C e 500°C. Em 25 mil anos, essas isotermas estão posicionadas bem próximas uma da outra. De 200 mil anos adiante, elas se distanciam, sendo que a isoterma de 600°C avança para o interior do pluton e a de 500°C se mantém nas regiões da fronteira com a encaixante. De acordo com Nédélec & Bouchez (2015), quando magmas de diferentes temperaturas entram em contato o equilíbrio térmico é rapidamente atingido, levando a uma taxa de resfriamento constante. A observação da migração de calor do núcleo quente, seguido por um resfriamento em conjunto do Venda Nova é, portanto, corroborado pelo argumento destes autores.

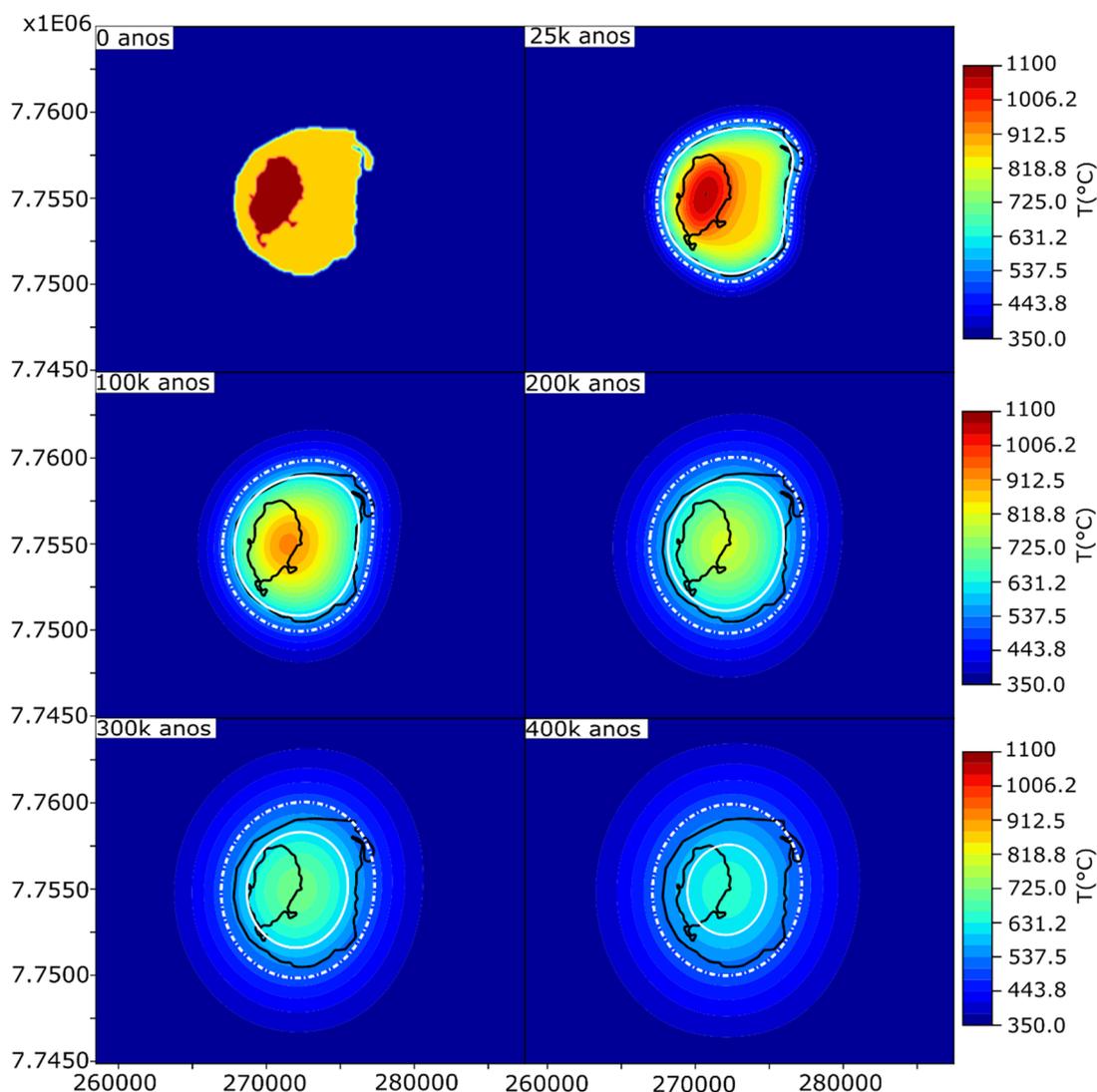


Figura 51 - Contornos plotados para a difusão térmica bidimensional do modelo de resfriamento do Venda Nova. Os eixos X e Y representam coordenadas em convenção UTM, zona 24S para o Datum SIRGAS 2000. Linhas pretas marcam os limites das unidades geológicas. A linha branca pontilhada é a isoterma de 500°C e a linha branca contínua, a isoterma de 600°C.

Se tomarmos o intervalo de temperaturas entre as isotermas de 600°C e 500°C como abrangendo as temperaturas de bloqueio da magnetita em que a direção de magnetização característica das amostras do Venda Nova foi isolada no tratamento térmico, é possível observar como a aquisição desta magnetização foi obtida durante o seu resfriamento: as bordas começam a registrar magnetização mais cedo, enquanto que o núcleo quente do pluton se magnetiza por último. O que é relevante notar neste ponto é que o avanço da isoterma de 500°C também é gradual, como o que ocorre com a de 600°C. Ou seja, a passagem do comportamento paramagnético para o ferromagnético na temperatura de Curie (TCM), tal qual a superação da energia térmica pela energia

magnética – TCM e T_b – ocorrem das bordas para o centro em um corpo plutônico como o Venda Nova.

No caso do VN, isso é particularmente interessante porque as paleopolaridades do campo geomagnético amostrado pela magnetização remanente têm uma distribuição espacial coerente com o resfriamento do pluton: sítios com componentes mistas (reversas e normais no mesmo sítio) estão todos localizados nas bordas juntamente de outros sítios de polaridade reversa, enquanto que a parte central contém apenas sítios de polaridade reversa (Figura 52).

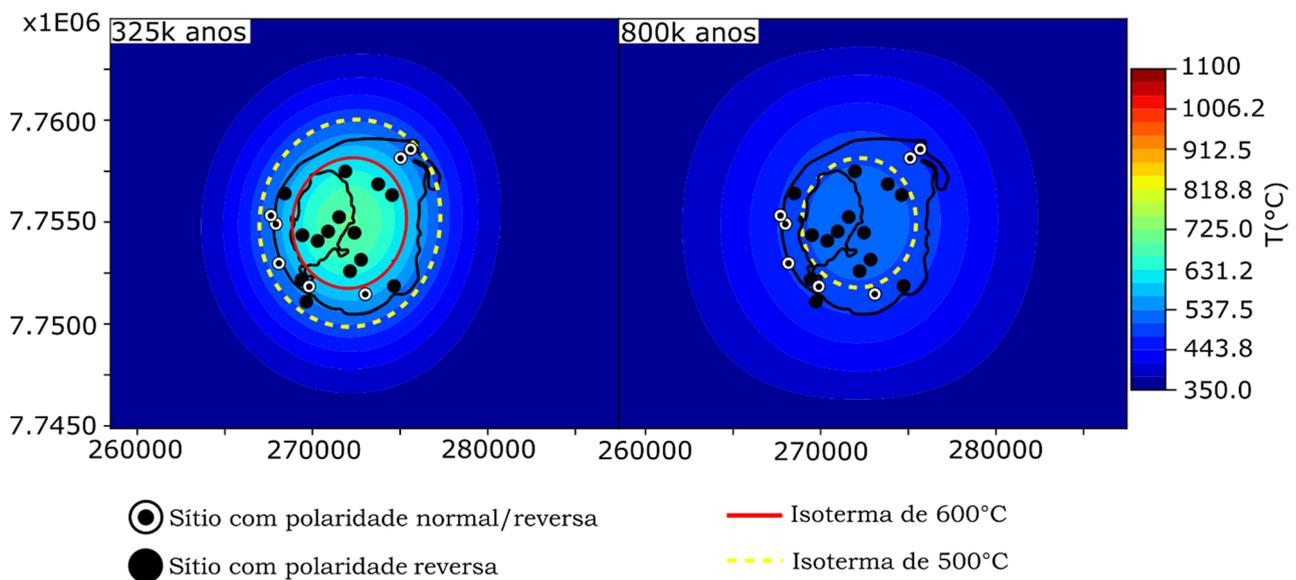


Figura 52 - Sítios paleomagnéticos plotados em função de sua paleopolaridade no modelo de resfriamento térmico. Os sítios com polaridade mista (normal e reversa) apresentam-se nas bordas do pluton juntamente com sítios de polaridade puramente reversa. Entretanto, no centro do pluton se concentram apenas magnetizações remanentes de polaridade reversa. A isoterma de bloqueio magnético ($T_{500^{\circ}\text{C}}$) e a isoterma de Curie $T_{600^{\circ}\text{C}}$ mostra que é possível separar os sítios da borda em relação aos do centro.

O modelo de resfriamento aqui proposto e as polaridades existentes nas amostras de sítios do Venda Nova mostram coerência espacial. A disposição mostrada na Figura 52 para 800k anos mostra que o bloqueio das magnetizações segue a transferência de calor no pluton. Esses resultados sugerem que durante o resfriamento do Venda Nova houve uma reversão do campo geomagnético de normal para reverso, sendo que os sítios da borda registraram esse evento – enquanto que a parte central, que se resfria por último, há uma estabilização da polaridade como reverso. A consonância dessa comparação nos leva a suposição de que a magnetização remanente característica isolada para as

rochas do Venda Nova é primária e representa uma magnetização termorremanente adquirida durante o resfriamento do corpo plutônico.

6.5 Contribuições para a APW do Gondwana no Cambriano.

Dados paleomagnéticos dos sítios do pluton Venda Nova tem direção média semelhante à de outro pluton pós colisional, o Santa Angélica (SA), há cerca de 40 km do VN (Temporim et al., em revisão). O Santa Angélica é um pluton inversamente zonado, com dois núcleos gabróicos (um nordeste e um sudoeste) e um envelope granítico (Wiedemann et al., 2002). O estudo da trama magnética e microestrutural foi realizado por Temporim et al. (2020b), onde é evidenciado que a foliação e lineação magnética do corpo é concêntrica, resultado de forças gravitacionais e livre de esforços regionais. Zircões datados do núcleo sudoeste do SA e do granito na região de borda do corpo indicam uma idade de cristalização de 498 ± 5 Ma e 506 ± 3 Ma, respectivamente (Temporim et al., 2020b).

Com o intuito de gerar um polo paleomagnético robusto para o período pós colisional no Orógeno Araçuai, realizou-se um processo de combinação dos polos Venda Nova ($3,2^\circ\text{N}$, $330,5^\circ\text{E}$, $A95=3,8$, $K=63,1$) e Santa Angélica ($6,83^\circ\text{N}$, $335,39^\circ\text{E}$, $A95= 10,05$, $K=15,45$) para a geração de um novo polo, o SAVN ($4,69^\circ\text{N}$, $332,19^\circ\text{E}$, $A95= 4,27$, $K= 33,15$) (Temporim et al., em revisão). Este procedimento foi possível devido a: (i) o teste CTMD realizado garante que as direções do VN e SA compartilham de uma mesma direção média verdadeira com 95% de confiança; e (ii) ambos os plutons pertencem à mesma suíte geológica e são separados por uma distância de algumas dezenas de quilômetros.

O polo do SAVN pode ser considerado de alta qualidade pois atende a todos os 7 critérios de Van der Voo (1990) (vide tópico 2.6.7):

Q1- Embora o pluton Venda Nova não tenha ainda uma idade bem definida, o pluton Santa Angélica apresenta idades de cristalização bem definidas, de 498 ± 5 Ma e 506 ± 3 Ma. Além disso, os dados paleomagnéticos mostram que a magnetização destas rochas apresenta a mesma idade das rochas;

Q2 – O polo VN, derivado da medição de 198 amostras, apresenta direção de magnetização bem definida ($A95= 3.8^\circ$, $K = 67,4$), sendo que o mesmo ocorre para o pluton Santa Angélica (Temporim et al., em revisão);

Q3 - Componentes vetoriais de magnetização extraídas por desmagnetização a campos alternados (AF) e tratamento térmico (TD) com direções similares;

Q4 - Magnetização atestada como primária através de um modelo de difusão térmica que explica a distribuição de paleo-polaridades no corpo;

Q5 - O pluton Venda Nova intrude rochas ortognaissicas e paragnaissicas sin-colisionais do Orógeno Araçuaí, cuja estruturação interna do pluton indica clara distinção de estados de esforços em relação às encaixantes. Os plutons Venda Nova e Santa Angélica representam as fases finais da evolução do orógeno Araçuaí, sendo que nenhum evento posterior afetou a integridade do AO ;

Q6 - Ambos os plutons mostram a presença de direções reversas e normais;

Q7 - O polo VN não coincide com nenhum polo com idade mais nova.

Em relação aos parâmetros de Meert et al. (2020), os seguintes são satisfeitos (vide tópico 2.6.7):

R1- Embora o pluton Venda Nova não tenha ainda uma idade bem definida, o pluton Santa Angélica apresenta idades de cristalização bem definidas, com erro inferior a 15 Ma. Além disso, os dados paelomagnéticos mostram que a magnetização destas rochas apresenta a mesma idade;

R2 – Utilizou-se de técnicas de desmagnetização AF e TD e análises estatísticas que atestem a eliminação da variação paleosecular;

R3 – A avaliação dos portadores de remanência foi investigada por curvas termomagnéticas, curvas de histerese, curvas de IRM e de FORCs;

R4 - Testes que restrinjam a idade de magnetização – foi elaborado um modelo de resfriamento do pluton, o qual concorda com a distribuição geográfica dos sítios com polaridades normais e reversas, confirmando que a magnetização representa uma termorremanente adquirida durante o resfriamento do pluton;

R5 - Controle estrutural e coerência tectônica com o bloco pertencente – defendida pela análise tectonoestrutural efetuada por AMS, AARM e análise micropetrográfica. Os plutons Venda Nova e Santa Angélica representam as fases finais da evolução do orógeno Araçuaí, sendo que nenhum evento posterior afetou a integridade do AO;

R7 - Nenhuma coincidência com polos mais recentes é observada.

A falta de um teste de reversão estatisticamente positivo (R6) para o VN é superada no caso do polo combinado SAVN, uma vez que o teste de reversão é positivo quando associado a todo o conjunto de dados (Temporim et al, em revisão).

Já abordado nessa dissertação, há uma quantidade significativa de polos que definem a curva de deriva polar aparente para o Gondwana. Para fins comparativos, os polos médios determinados entre 550 e 500 Ma, calculados para intervalos de 10 Ma (Tabela 7, segundo Torsvik et al., 2012), foram utilizados para a construção da curva APW para o Gondwana, para este período de tempo, em coordenadas Sul-Africanas (Figura 53).

Tabela 7. Polos paleomagnéticos médios utilizados para confecção da curva APW do Gondwana, segundo Torsvik *et al.* (2012) - *Spline Q* (500) e fator *f* (0.6). (N) é o número de polos utilizados no cálculo da média. Os polos da América do Sul foram rotacionados utilizando o polo de rotação 50.0°N, 32.5°W (55.1°) (Torsvik et al., 2012).

Referência	Idade	N	Plat	Plong	A95
Polos Paleomagnéticos médios	550	2	-7.5	313.4	66.3
	540	4	-1.3	328.6	32.4
	530	7	4.2	339.8	13.8
	520	11	9.3	351.0	9.4
	510	9	19.9	4.0	7.9
	500	10	30.7	10.7	10.7
	490	7	34.3	12.9	13.4

Para o *plot* da curva usufrui-se do *software Gplates*. A América do Sul e a África são representadas na sua posição atual. Para os polos médios de 550 e 540 Ma, optou-se pela não representação do A95, devido ao pequeno número de polos usados no cálculo das médias. Para as demais idades (entre 530 e 490 Ma), um número de polos superior ou igual a 7 foram utilizados para o cálculo dos respectivos polos paleomagnéticos, os quais mostram maior confiabilidade. Partindo de 550 Ma, a curva APW (Figura 53) passa pelo nordeste da costa brasileira e realiza um trajeto em direção ao noroeste da África até 490 Ma.

Após rotação dos polos paleomagnéticos VN, SA e SAVN, utilizando o Polo de Euler 50.0°N, 32.5°W (55.1°) (Torsvik et al., 2012), estes são comparados com a curva APW. Pode-se notar que eles caem próximos do polo médio de 510 Ma. Todavia, seus cones de confiança interceptam os cones de confiança associados aos polos médios de 500 Ma e 490 Ma, estando portanto, coerente com o intervalo de idades entre 509 e 493 Ma, se considerarmos os erros associados às idades obtidas para o Santa Angélica (498 ± 5 Ma e 506 ± 3 Ma)

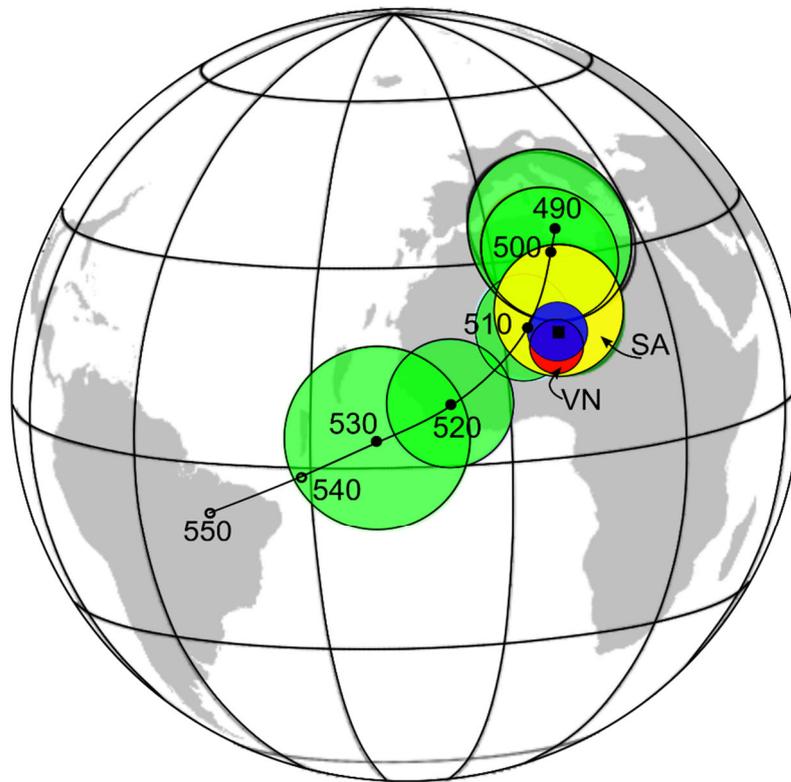


Figura 53 – Curva APW para o Oeste do Gondwana, considerando o Sul da África na sua posição atual. Os círculos pretos vazios são polos paleomagnéticos médios com $A95 > 20^\circ$. Os círculos pretos preenchidos são os polos paleomagnéticos médios cujo ângulo de confiança é menor que 20° , e os círculos verdes seus respectivos cones de confiança ($A95$). Os círculos em vermelho, amarelo e azul representam os cones de confiança ($A95$) dos polos Venda Nova (VN), Santa Angélica (AS) e do polo combinado (SAVN, centrado no símbolo quadrado).

CONSIDERAÇÕES FINAIS

7 CONCLUSÕES

O pluton Venda Nova é um exemplo peculiar de magmatismo pós-orogênico. Investigações da mineralogia magnética indicam que magnetitas multidomínio (MD) compõem majoritariamente a população de grãos magnéticos no corpo – expressas por transições indicadas nas curvas termomagnéticas (Transição de Verwey e Temperatura de Curie), histereses finas de baixa coercividade e FORCs com alongação pronunciada no eixo da interação.

Investigações por meio de Anisotropia de Suscetibilidade Magnética (AMS) mostram um padrão de lineação e foliação magnética concêntrica, com maiores mergulhos nas bordas e planos horizontalizados no centro do envelope sienomonzonítico. Anisotropia de magnetização remanente anisterética (AARM) confirma que a AMS é dominada por magnetitas multidomínio, o que aponta de fato uma trama normal. Um corredor anisotrópico anômalo é também indicado intersectando o corpo numa direção regional. Análises micropetrográficas de lâminas no corpo indicam que feições de deformação em estado sólido se concentram nesse “corredor de deformação”, tais como fitas de quartzo-policristalino entre grandes grãos de feldspato e extinção ondulante em feldspatos e quartzo; e deformação em estado submagmático dispersa por todo o corpo, destacada principalmente por grãos intersticiais de ortoclásio em plagioclásio e evidência de fusão de bordas dos cristais.

A lineação magnética menos inclinada no núcleo gabróico indica uma fonte de magma mais longínqua, se comparada ao envelope sienomonzonítico. As rochas charnockíticas na borda oeste, entretanto, tem foliação de alto mergulho que caem para o interior do pluton e feições claras de deformação em estado sólido. Essas evidências apontam para a intrusão de um magma charnockítico por zonas de fraqueza dúcteis durante o colapso gravitacional do orógeno. Seguidamente, magmas sienomonzoníticos aproveitam o mesmo canal pelo qual o charnockito intrude e se alojam na crosta intermediária. Com a ascensão da cunha mantélica, o magma gabróico intrude pelo mesmo canal. Sua subida aquece o magma sienomonzonítico (ainda em ascensão), e permite episódios posteriores de injeções de magma sienomonzonítico ocorrendo em pulsos. Esse modelo de alojamento é suportado pela presença de contatos abruptos entre o corpo gabróico e o envelope sienomonzonítico, além de diques máficos que intrudem o envelope mais félsico. A existência de corpos graníticos na borda do Venda Nova podem ser evidências diretas de uma influência contemporânea à ascensão do magma mantélico.

A intrusão do Venda Nova é um exemplo do efeito causado pelo colapso gravitacional/extensional do Orógeno Araçuai. A desestabilização do corpo orogênico causa a reativação de zonas de fraqueza profundas na crosta por onde os magmas mais félsicos intrudem. A

mudança da troca de regime tectônico para a extensão pode facilitar a ascensão da cunha mantélica, permitindo a subida do material básico que compõem os plutons zonados do Sul do Orógeno. A contribuição térmica da cunha mantélica, por sua vez, facilita a chegada de novos pulsos mais quentes – defendidas por feições de *melt* de ortoclásio em grãos de plagioclásio no núcleo do Venda Nova. Estes exemplos implicariam diretamente em modelos recentes das fases finais de evolução do Orógeno, indicando uma evolução sistêmica controlada por pulsos com temperaturas variadas dentro de um mesmo pluton ao longo de sua construção.

Desmagnetização térmica e a campos alternados nas rochas de sítios do Venda Nova mostram direções similares e uma forte estabilidade direcional. A estreita faixa de temperaturas de bloqueio próximas à temperatura de Curie da magnetita observada na desmagnetização térmica (posterior AF até 10 mT) num comportamento *hard shoulder* indica que a magnetização estável é carregada por grãos finos. Neste trabalho, substitui-se o teste de contato por um modelo numérico de difusão térmica que correlaciona isothermas com as polaridades obtidas em amostras dos sítios no pluton. O padrão concêntrico das paleopolaridades no pluton permite agrupar os sítios com polaridade mista (reversa e normal) nas bordas e inteiramente reverso na região central, sendo estes grupos separados por isothermas de Curie e de bloqueio, indicando que a magnetização registrada pelas rochas do VN é termorremanente primária. O polo paleomagnético (VN) calculado pela média dos VPGs dos sítios do VN tem coordenadas Plong.°E (330,48) / Plat.°N (3,19). Os VPGs passam pelo critério de corte (*'cutoff'*) de Vandamme (1994) sem a exclusão de nenhum dado. Pelos critérios de Deenen et al. (2011, 2014), o A95 do polo VN (3.80°) está dentro do intervalo Amax e Amin estabelecido para uma distribuição de 22 VPGs (determinados para 22 sítios) e que pode explicar o registro total, pelas rochas, da variação paleosecular do campo geomagnético.

A rotação do polo VN para o continente africano mostra uma posição que intercepta as elipses de confiança de polos médios calculados para o Gondwana de idades entre 500-510 Ma. Quando combinado com o polo obtido para o Santa Angélica (polo SAVN, Temporim et al., em revisão) sua posição não apenas reforça a qualidade deste polo e, com isto, ajuda a definir melhor a movimentação desta grande massa continental, mas também o qualifica como polo de referência para o Gondwana Ocidental no final do Cambriano, já que atende a todos os 7 critérios (Q) de Van der Voo (1990) e os 7 critérios (R) de Meert et al. (2020).

8 REFERÊNCIAS

- Abu-Alam, T. S., Santosh, M., Brown, M., & Stüwe, K. (2013). Gondwana collision. *Mineralogy and Petrology*, 107, 631–634. <https://doi.org/10.1007/s00710-013-0283-5>
- Alkmim, F. F., Marshak, S., Pedrosa-Soares, A. C., Peres, G. G., Cruz, S. C. P., & Whittington, A. (2006). Kinematic evolution of the Araçuaí-West Congo orogen in Brazil and Africa: Nutcracker tectonics during the Neoproterozoic assembly of Gondwana. *Precambrian Research*, 149(1–2), 43–64. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.precamres.2006.06.007>
- Alkmim, F. F., Pedrosa-Soares, A. C., Noce, C. M., & Cruz, S. C. P. (2007). Sobre a Evolução Tectônica Do Orogênio Araçuaí-Congo Ocidental. *Geonomos*, 15(December 2015), 25–43. <https://doi.org/10.18285/geonomos.v15i1.105>
- Almeida, F. F. M. (1977). O Cratón do São Francisco. *Revista Brasileira de Geociências*, 7, 349–364.
- Almeida, F. F. M., Amaral, G., Cordani, U. G., & Kawashita, K. (1973). The Precambrian evolution of the South America cratonic margin South of the Amazon River. In *The ocean basins and margins* (pp. 411–446). Plenum Publishing. https://doi.org/10.1007/978-1-4684-3030-1_11
- Archanjo, C. J., & Bouchez, J. L. (1997). Magnetic fabrics and microstructures of the post-collisional aegirine-augite syenite Triunfo pluton, northeast Brazil. *Journal of Structural Geology*, 19(6), 849–860. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S0191-8141\(97\)00008-4](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S0191-8141(97)00008-4)
- Ballhaus, C., Berry, R. F., & Green, D. H. (1994). High-pressure experimental calibration of the olivine-orthopyroxene-spinel oxygen geobarometer: implications for the oxidation state of the upper mantle. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 118(1), 109. <https://doi.org/10.1007/BF00310615>
- Bayer, P., Schmidt-Thomé, R., Weber-Diefenbach, K., & Horn, H. A. (1987). Complex concentric granitoid intrusions in the coastal mobile belt, Espírito Santo, Brazil: The Santa Angélica Pluton - an example. *Geologische Rundschau*, 76(2), 357–371. <https://doi.org/https://doi.org/10.1007/BF01821080>
- Bellon, U.D., D'Agrella-Filho, M.S., Temporim, F.A., Souza Junior, G.F, Soares, C.C.V., Amaral, C.A.D., Gouvêa, L.P., Trindade, R.I.F. Building an inversely zoned post-collisional intrusion in the Neoproterozoic Cambrian Araçuaí orogen (Brazil).
- Bergbauer, S., Martel, S. J., & Hieronymus, C. F. (1998). Thermal stress evolution in cooling pluton environments of different geometries. *Geophysical Research Letters*, 25(5), 707–710.
- Bertotti, G. (1998a). Exchange and Anisotropy. In *Hysteresis in Magnetism* (Vol. 1, pp. 129–162). <https://doi.org/10.1016/b978-012093270-2/50054-4>
- Bertotti, G. (1998b). Magnetic Hysteresis. In *Hysteresis in magnetism for physicists, materials scientists, and engineers* (1st ed., pp. 3–30). Elsevier Academic Press. <https://doi.org/10.1016/B978-012093270-2/50050-7>
- Blazek, J. (2005). Chapter 3 - Principles of Solution of the Governing Equations. In J. Blazek (Ed.), *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications (Second Edition)* (Second Edi, pp. 29–75). Elsevier Science. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B978-008044506-9/50005-9>
- Boehnke, P., Watson, E. B., Trail, D., Harrison, T. M., & Schmitt, A. K. (2013). Zircon saturation re-revisited. *Chemical Geology*, 351, 324–334. <https://doi.org/10.1016/j.chemgeo.2013.05.028>

- Borradaile, G. J., & Henry, B. (1996). Tectonic applications of magnetic susceptibility and its anisotropy. *Earth-Science Reviews*, 42, 49–93. <https://doi.org/10.1097/MJT.0b013e31824e2b9f>
- Bouchez, J. L. (1997). Granite is never isotropic: an introduction to AMS studies of granitic rocks. In J. L. Bouchez, D. H. W. Hutton, & W. E. Stephens (Eds.), *Studies of Granitic Rocks Granite : from Segregation of Melt to Emplacement Fabrics* (p. 45). Kluwer Academic Publishers. https://doi.org/10.1007/978-94-017-1717-5_6
- Bouchez, J. L., Gleizes, G., Djouadi, T., & Rochette, P. (1990). Microstructure and magnetic susceptibility applied to emplacement kinematics of granites: the example of the foix pluton (French pyrenees). *Tectonophysics*, 184(2), 157–171. [https://doi.org/10.1016/0040-1951\(90\)90051-9](https://doi.org/10.1016/0040-1951(90)90051-9)
- Brito Neves, B. B., Fuck, R. A., & Pimentel, M. M. (2014). The Brasiliano collage in South America: A review. *Brazilian Journal of Geology*, 44(3), 493–518. <https://doi.org/10.5327/Z2317-4889201400030010>
- Brooks, M. S. S., Richter, M., & Sandratskii, L. M. (2001). Density Functional Theory: Magnetism. In K. H. J. Buschow, R. W. Cahn, M. C. Flemings, B. Ilshner, E. J. Kramer, S. Mahajan, & P. Veysière (Eds.), *Encyclopedia of Materials: Science and Technology* (pp. 2059–2070). Elsevier. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B0-08-043152-6/00374-0>
- Buchan, K. L. (2007). Baked Contact Test. In D. Gubbins & E. Herrero-Bervera (Eds.), *Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism* (pp. 35–39). Springer Netherlands. https://doi.org/10.1007/978-1-4020-4423-6_12
- Butler, R. F. (1992). Paleomagnetism: magnetic domains to geologic terranes. In *Paleomagnetism: magnetic domains to geologic terranes* (Issue September). <https://doi.org/10.5860/choice.29-5708>
- Carling, G. T., Radebaugh, J., Saito, T., Lorenz, R., Dangerfield, A., Tingey, D. G., Keith, J. D., South, J. V., Lopes, R. M., & Diniega, S. (2015). Temperatures, thermal structure, and behavior of eruptions at Kilauea and Erta Ale volcanoes using a consumer digital camcorder. *GeoResJ*, 5, 47–56. <https://doi.org/10.1016/j.grj.2015.01.001>
- Carvallo, C., Özdemir, Ö., & Dunlop, D. J. (2004). First-order reversal curve (FORC) diagrams of elongated single-domain grains at high and low temperatures. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 109(4). <https://doi.org/10.1029/2003JB002539>
- Cavalcante, C., Hollanda, M., Vauchez, A., & Kawata, M. (2018). How long can the middle crust remain partially molten during orogeny? *Geology*, 46(10), 839–842.
- Chen, X., Zhang, Y., Hui, D., Chen, M., & Wu, Z. (2017). Study of melting properties of basalt based on their mineral components. *Composites Part B: Engineering*, 116, 53–60. <https://doi.org/10.1016/j.compositesb.2017.02.014>
- Clauser, C. (2009). Heat transport processes in the earth's crust. *Surveys in Geophysics*, 30(3), 163–191. <https://doi.org/10.1007/s10712-009-9058-2>
- Condie, K. C. (2005). 10 - Comparative Planetary Evolution. In Kent C Condie (Ed.), *Earth as an Evolving Planetary System* (pp. 355–405). Academic Press. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B978-012088392-9/50010-4>
- Constable, C., & Tauxe, L. (1990). The bootstrap for magnetic susceptibility tensors. *Journal of Geophysical Research*, 95(B6), 8383–8395. <https://doi.org/10.1029/JB095iB06p08383>

- Cox, A. (1970). Latitude Dependence of the Angular Dispersion of the Geomagnetic Field. *Geophysical Journal International*, 20, 253–269.
- D'Agrella-Filho, M. S. D., Irene, M., Raposo, B., & Egydio-silva, M. (2004). Paleomagnetic Study of the Juiz de Fora Complex, SE Brazil: Implications for Gondwana. *Gondwana Research*, 7(1), 103–113.
- De Campos, C. P., de Medeiros, S. R., Mendes, J. C., Pedrosa-Soares, A. C., Dussin, I., Ludka, I. P., & Dantas, E. L. (2016). Cambro-Ordovician magmatism in the Araçuaí Belt (SE Brazil): Snapshots from a post-collisional event. *Journal of South American Earth Sciences*, 68, 248–268. <https://doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.jsames.2015.11.016>
- De Campos, C. P., Mendes, J. C., Ludka, I. P., de Medeiros, S. R., de Moura, J. C., & Wallfuss, C. (2004). A review of the Brasiliano magmatism in southern Espírito Santo, Brazil, with emphasis on post-collisional magmatism. *Journal of the Virtual Explorer*, 17, 1–44. <https://doi.org/10.3809/jvirtex.2004.00106>
- Deenen, M. H. L., Langereis, C. G., Hinsbergen, D. J. J. V., & Biggin, A. J. (2011). Geomagnetic secular variation and the statistics of palaeomagnetic directions. *Geophysical Journal International*, 186, 509–520. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2011.05050.x>
- Deenen, M., Langereis, C., Biggin, A. J., Deenen, M. H. L., Langereis, C., & Hinsbergen, V. (2014). Erratum: Geomagnetic secular variation and the statistics of palaeomagnetic directions. *Geophysical Journal International*, 197. <https://doi.org/10.1093/gji/ggu021>
- Dickson, D. P. E., & Frankel, R. B. (1992). Magnetic Fine Particles in Biological Systems. In J. L. Dormann & D. Fiorani (Eds.), *Magnetic Properties of Fine Particles* (pp. 393–402). Elsevier. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B978-0-444-89552-3.50047-5>
- Dunlop, J., & Özdemir, O. (1997). *Rock Magnetism: Fundamentals and frontiers* (T. and M. David Edwards (Imperial College of Science (ed.); 1st ed.). Cambridge University Press.
- Egli, R. (2003). Analysis of the field dependence of remanent magnetization curves. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 108(B2), 1–25. <https://doi.org/10.1029/2002jb002023>
- Ernst, W. G. (1998). Experimental phase-equilibrium study of Al- and Ti-contents of calcic amphibole in MORB-A semiquantitative thermobarometer. *American Mineralogist*, 83(9–10), 952–969. <https://doi.org/10.2138/am-1998-9-1004>
- Fang, D., Shen, X., Shen, Z., Zhu, J., & Tan, X. (2000). Anisotropy of Anhysteretic Remanent Magnetization and its Application to Study of Collisional Zone. *Chinese Journal of Geophysics*, 43(1), 149–154. <https://doi.org/10.1002/cjg2.19>
- Ferre, E. C. (2002). Theoretical models of intermediate and inverse AMS fabrics. *Geophysical Research Letters*, 29(7), 4. <https://doi.org/10.1029/2001GL014367>
- Finn, D. R., & Coe, R. S. (2016). A new protocol for three-axis static alternating field demagnetization of rocks. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 17, 1815–1822. <https://doi.org/10.1002/2015GC006178>
- Fisher, R. (1953). Dispersion on a Sphere. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 217(1130), 295–305. <https://doi.org/10.1098/rspa.1953.0064>
- Fossen, H. (2010). *Structural Geology*. Cambridge University Press.

- Fossen, H., Cavalcante, C., Konopásek, J., Meira, V. T., de Almeida, R. P., Hollanda, M. H. B. M., & Trompette, R. (2020). A critical discussion of the subduction-collision model for the Neoproterozoic Araçuaí-West Congo orogen. *Precambrian Research*, 343(January). <https://doi.org/10.1016/j.precamres.2020.105715>
- Fossen, H., Cavalcante, G. C., & de Almeida, R. P. (2017). Hot Versus Cold Orogenic Behavior: Comparing the Araçuaí-West Congo and the Caledonian Orogens. *Tectonics*, 36(10), 2159–2178. <https://doi.org/10.1002/2017TC004743>
- Frost, B. R., & Frost, C. D. (2014). Essentials of Igneous and Metamorphic Petrology. In *Essentials of Igneous and Metamorphic Petrology* (1st ed.). Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/9781108685047>
- Gehring, A. U., Fischer, H., Louvel, M., Kunze, K., & Weidler, P. G. (2009). High temperature stability of natural maghemite: A magnetic and spectroscopic study. *Geophysical Journal International*, 179(3), 1361–1371. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2009.04348.x>
- Gervasoni, F., Klemme, S., Rocha-Júnior, E. R. V., & Berndt, J. (2016). Zircon saturation in silicate melts: a new and improved model for aluminous and alkaline melts. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 171(3), 1–12. <https://doi.org/10.1007/s00410-016-1227-y>
- Gerya, T. (2010). *Numerical Geodynamic Modelling* (Issue 1). <https://doi.org/10.16309/j.cnki.issn.1007-1776.2003.03.004>
- Green, D. H., Falloon, T. J., Eggins, S. M., & Yaxley, G. M. (2001). Primary magmas and mantle temperatures. *European Journal of Mineralogy*, 13(3), 437–451. <https://doi.org/10.1127/0935-1221/2001/0013-0437>
- Gupta, A., & Yan, D. (2016). Magnetic and Electrostatic Separation. In Ashok Gupta & D. Yan (Eds.), *Mineral Processing Design and Operations (Second Edition)* (Second Edi, pp. 629–687). Elsevier. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B978-0-444-63589-1.00017-4>
- Gürbüz, A., & Farzipour Saein, A. (2019). Chapter 8 - Tectonic Geomorphology of the Zagros Orogen. In A. F. Saein (Ed.), *Tectonic and Structural Framework of the Zagros Fold-Thrust Belt* (Vol. 3, pp. 131–144). Elsevier. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B978-0-12-815048-1.00008-1>
- Harry, W. T., & Richey, J. E. (1963). Magmatic pulses in the emplacement of plutons. *Geological Journal*, 3(2), 254–268. <https://doi.org/10.1002/gj.3350030204>
- Henry, B. (2007). Magnetic Mineralogy, Changes due to Heating. In D. Gubbins & E. Herrero-Bervera (Eds.), *Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism* (pp. 512–515). Springer Netherlands. https://doi.org/10.1007/978-1-4020-4423-6_179
- Herzberg, C. T. (1978). Pyroxene geothermometry and geobarometry: experimental and thermodynamic evaluation of some subsolidus phase relations involving pyroxenes in the system CaO-MgO-Al₂O₃-SiO₂. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 42(7), 945–957. [https://doi.org/10.1016/0016-7037\(78\)90284-3](https://doi.org/10.1016/0016-7037(78)90284-3)
- Heslop, D., Dekkers, M. J., Kruiver, P. P., & van Oorschot, I. H. M. (2002). Analysis of isothermal remanent magnetization acquisition curves using the expectation-maximization algorithm. *Geophysical Journal International*, 148(1), 58–64. <https://doi.org/10.1046/j.0956-540x.2001.01558.x>
- Holder, M. T. (1979). An Emplacement Mechanism for Post-Tectonic Granites and Its Implications for Their Geochemical Features. In *Origin of Granite Batholiths* (pp. 116–128).

- Horn, H. A., & Weber-Diefenbach, W. (1987). Geochemical and genetic studies of three invers zoned intrusive bodies of both alkaline and calc-alkaline composition in the Ribeira Mobile Belt (Espírito Santo, Brazil). *Revista Brasileira de Geociências*, 17(4), 488–497. <http://www.ppegeo.igc.usp.br/index.php/rbg/article/view/11961>
- Hrouda, F. (1982). Magnetic anisotropy of rocks and its application in geology and geophysics. *Geophysical Surveys*, 5(1), 37–82. <https://doi.org/10.1007/BF01450244>
- IJSN. (2012). Mapeamento geomorfológico do estado do Espírito Santo. In *Nota Técnica 28*.
- Jackson, M. (1991). Anisotropy of magnetic remanence: A brief review of mineralogical sources, physical origins, and geological applications, and comparison with susceptibility anisotropy. *Pure and Applied Geophysics*, 136(1), 1–28. <https://doi.org/10.1007/BF00878885>
- Jackson, M., Gruber, W., Marvin, J., & Banerjee, S. K. (1988). Partial Anhysteretic Remanence and its anisotropy: applications and grain-size-dependence. *Geophysical Research Letters*, 15(5), 440–443.
- Jelinek, V. (1977). The statistical theory of measuring anisotropy of magnetic susceptibility of rocks and its application. *Geofyzika*, 29, 1–87.
- Jelínek, V. (1978). Statistical processing of anisotropy of magnetic susceptibility measured on groups of specimens. *Studia Geophysica et Geodaetica*, 22(1), 50–62. <https://doi.org/10.1007/BF01613632>
- Kao, K. C. (2004). Introduction. In *Dielectric Phenomena in Solids: With Emphasis on Physical Concepts of Electronic Processes* (1st ed., p. 579). Elsevier Academic Press. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-396561-5.50011-6>
- Kirschvink, J. L. (1980). The least-squares line and plane and the analysis of palaeomagnetic data. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 62(3), 699–718. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1980.tb02601.x>
- Kong, L. B., Liu, L., Yang, Z., Li, S., Zhang, T., & Wang, C. (2018). Theory of ferrimagnetism and ferrimagnetic metal oxides. In B. D. Stojanovic (Ed.), *Magnetic, Ferroelectric, and Multiferroic Metal Oxides* (pp. 287–311). Elsevier. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B978-0-12-811180-2.00015-3>
- Koymans, M. R., Langereis, C. G., Pastor-Galán, D., & van Hinsbergen, D. J. J. (2016). Paleomagnetism.org: An online multi-platform open source environment for paleomagnetic data analysis. *Computers and Geosciences*, 93, 127–137. <https://doi.org/10.1016/j.cageo.2016.05.007>
- Kröner, A., & Stern, B. (2004). Africa: Pan-African Orogeny. In R. Selley, L. R. M. Cocks, & I. R. Plimer (Eds.), *Encyclopedia of Geology (2004)* (pp. 1–12). Elsevier.
- Kruiver, P. P., Dekkers, M. J., & Heslop, D. (2001). Quantification of magnetic coercivity components by the analysis of acquisition curves of isothermal remanent magnetisation. *Earth and Planetary Science Letters*, 189(3–4), 269–276. [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(01\)00367-3](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(01)00367-3)
- Kullerud, G. (1983). Thermometry, geologic. In *Mineralogy. Encyclopedia of Earth Science* (pp. 504–507). Springer US. https://doi.org/10.1007/0-387-30720-6_142
- Lanza, R., & Meloni, A. (2006). The Earth's Magnetism: an introduction for geologists. In *Physics Today* (1st ed.). Springer-Verlag Berlin Heidelberg. <https://doi.org/10.1063/1.3067393>

- Lascu, I., Einsle, J. F., Ball, M. R., & Harrison, R. J. (2018). The Vortex State in Geologic Materials: A Micromagnetic Perspective. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 123(9), 7285–7304. <https://doi.org/10.1029/2018JB015909>
- Lawrence, K. P., Constable, C. G., & Johnson, C. L. (2006). Paleosecular variation and the average geomagnetic field at $\pm 20^\circ$ latitude. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 7(7), 1–25. <https://doi.org/10.1029/2005GC001181>
- Leshner, C. E., & Walker, D. (1991). Diffusion, Atomic Ordering, and Mass Transport. In J. Ganguly (Ed.), *Advances in Physical Geochemistry: Diffusion, Atomic Ordering, and Mass Transport* (8th ed., pp. 397–451). Springer-Verlag New York.
- Levi, S. (2007). Magnetization, Chemical Remanent (CRM). In D. Gubbins & E. Herrero-Bervera (Eds.), *Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism* (pp. 580–588). Springer Netherlands. https://doi.org/10.1007/978-1-4020-4423-6_190
- Li, Q., Kartikowati, C. W., Horie, S., Ogi, T., Iwaki, T., & Okuyama, K. (2017). Correlation between particle size/domain structure and magnetic properties of highly crystalline Fe₃O₄ nanoparticles. *Scientific Reports*, 7(1), 1–4. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-09897-5>
- Lowrie, W. (2007). Fundamentals of Geophysics. In *Cambridge University Press* (2nd ed.). Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511807107>
- Ludka, I. P., Wiedemann, C. M., & Töpfner, C. (1998). On the origin of incompatible element enrichment in the Venda Nova pluton, State of Espírito Santo, southeast Brazil. *Journal of South American Earth Sciences*, 11(5), 473–486. [https://doi.org/10.1016/S0895-9811\(98\)00028-5](https://doi.org/10.1016/S0895-9811(98)00028-5)
- Maxbauer, D. P., Feinberg, J. M., & Fox, D. L. (2016). MAX UnMix: A web application for unmixing magnetic coercivity distributions. *Computers and Geosciences*, 95, 140–145. <https://doi.org/10.1016/j.cageo.2016.07.009>
- McElhinny, M. W., & McFadden, L. P. (2000). Rock Magnetism. In Michael W McElhinny & P. L. McFadden (Eds.), *Paleomagnetism* (Vol. 73, pp. 31–77). Academic Press. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S0074-6142\(00\)80095-9](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S0074-6142(00)80095-9)
- McHenry, M. E., & Laughlin, D. E. (2014). 19 - Magnetic Properties of Metals and Alloys. In D. E. Laughlin & K. Hono (Eds.), *Physical Metallurgy (Fifth Edition)* (Fifth Edit, pp. 1881–2008). Elsevier. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53770-6.00019-8>
- McKenzie, D., & Bickle, M. J. (1988). The volume and composition of melt generated by extension of the lithosphere. *Journal of Petrology*, 29(3), 625–679. <https://doi.org/10.1093/petrology/29.3.625>
- Medeiros, S. R., Wiedemann, C. M., & Mendes, J. C. (2000). Post-collisional multistage magmatism in the Ribeira mobile belt: geochemical and isotopic study of the Varzea Alegre intrusive complex, Espírito Santo, Brazil. *Revista Brasileira de Geociências*, 31(1), 30–34.
- Meert, J. G., Pivarunas, A. F., Evans, D. A. D., Pisarevsky, S. A., Pesonen, L. J., Li, Z., Elming, S., Miller, S. R., Zhang, S., & Salminen, J. M. (2020). The magnificent seven : A proposal for modest revision of the Van der Voo (1990) quality index. *Tectonophysics*, 790(June), 228549. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2020.228549>
- Meert, J. G., & Torsvik, T. H. (2003). The making and unmaking of a supercontinent : Rodinia revisite. *Tectonophysics*, 375, 261–288. [https://doi.org/10.1016/S0040-1951\(03\)00342-1](https://doi.org/10.1016/S0040-1951(03)00342-1)

- Mendes, J. C., & De Campos, C. M. P. (2012). Norite and charnockites from the Venda Nova Pluton, SE Brazil: Intensive parameters and some petrogenetic constraints. *Geoscience Frontiers*, 3(6), 789–800. <https://doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.gsf.2012.05.009>
- Mendes, J. C., de Medeiros, S. R., McReath, I., & de Campos, C. M. P. (2005). Cambro-Ordovician magmatism in SE Brazil: U-Pb and Rb-Sr ages, combined with Sr and Nd isotopic data of Charnockitic rocks from the Varzea Alegre Complex. *Gondwana Research*, 8(3), 337–345. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S1342-937X\(05\)71139-4](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S1342-937X(05)71139-4)
- Miller, C. F., McDowell, S. M., & Mapes, R. W. (2003). Hot and cold granites: Implications of zircon saturation temperatures and preservation of inheritance. *Geology*, 31(6), 529–532. [https://doi.org/10.1130/0091-7613\(2003\)031<0529:HACGIO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1130/0091-7613(2003)031<0529:HACGIO>2.0.CO;2)
- Mizia, J., & Górski, G. (2007). Itinerant Antiferromagnetism. In Jerzy Mizia & G. Górski (Eds.), *Models of Itinerant Ordering in Crystals* (pp. 167–202). Elsevier Science Ltd. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B978-008044647-9/50008-1>
- Moloto-A-Kenguemba, G. R., Trindade, R. I. F., Monié, P., Nédélec, A., & Siqueira, R. (2008). A late Neoproterozoic paleomagnetic pole for the Congo craton: Tectonic setting, paleomagnetism and geochronology of the Nola dike swarm (Central African Republic). *Precambrian Research*, 164(3–4), 214–226. <https://doi.org/10.1016/j.precamres.2008.05.005>
- Nagy, L., Williams, W., Muxworthy, A. R., Fabian, K., Almeida, T. P., Conbhúí, P., & Shcherbakov, V. P. (2017). Stability of equidimensional pseudo–single-domain magnetite over billion-year timescales. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 114(39), 10356–10360. <https://doi.org/10.1073/pnas.1708344114>
- Nédélec, A., & Bouchez, J. L. (2015). *Granites: Petrology, Structure, Geological Setting and Metallogeny* (1st ed.). Press, Oxford University.
- Otten, M. T., & Senior, A. (1985). Mineral chemistry and crystallization conditions of the Artfjället gabbro and dolerites (Central Swedish Caledonides). *Lithos*, 18(C), 295–310. [https://doi.org/10.1016/0024-4937\(85\)90033-7](https://doi.org/10.1016/0024-4937(85)90033-7)
- Özdemir, Ö., & Dunlop, D. J. (2014). Hysteresis and coercivity of hematite. *AGU: Journal of Geophysical Research, Solid Earth*, 120(Md), 2582–2594. <https://doi.org/10.1002/2014JB011376>. Received
- Özdemir, Ö., Dunlop, D. J., & Berquó, T. S. (2008). Morin transition in hematite: Size dependence and thermal hysteresis. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 9(10). <https://doi.org/10.1029/2008GC002110>
- Özdemir, Ö., Özden, & Dunlop, D. J. (1999). Low-temperature properties of a single crystal of magnetite oriented along principal magnetic axes. *Earth and Planetary Science Letters*, 165(2), 229–239. [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(98\)00269-6](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(98)00269-6)
- Pagel, M., & Barbey, P. (1998). Geothermometers. In *Geochemistry. Encyclopedia of Earth Science* (pp. 302–305). Springer Netherlands. https://doi.org/10.1007/1-4020-4496-8_147
- Palagummi, S., & Yuan, F. G. (2016). Magnetic levitation and its application for low frequency vibration energy harvesting. In F.-G. Yuan (Ed.), *Structural Health Monitoring (SHM) in Aerospace Structures* (pp. 213–251). Woodhead Publishing. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B978-0-08-100148-6.00008-1>
- Pedrosa-Soares, A. C., Castañeda, C., Queiroga, G., Gradim, C., Belém, J., Roncato, J., Novo, T., Dias, P., Gradim, D., Medeiros, S., Jacobsohn, T., Babinski, M., & Vieira, V. (2006).

Magmatismo e tectônica do Orógeno Araçuaí no extremo leste de Minas e norte do Espírito Santo (18°-19°S, 41°-40°30'W). *Geonomos*, 14, 97–111.
<https://doi.org/10.18285/geonomos.v14i2.114>

- Pedrosa-soares, A. C., Noce, C. M., Alkmim, F. F., Carlos, L., Babinski, M., Cordani, U., & Castañeda, C. (2007). Orógeno Araçuaí: síntese do conhecimento 30 anos após Almeida 1977. *Geonomos*, 15(1), 1–16. <https://doi.org/https://doi.org/10.18285/geonomos.v15i1.103>
- Petitgirard, S., Vauchez, A., Egydio-Silva, M., Bruguier, O., Camps, P., Monié, P., Babinski, M., & Mondou, M. (2009). Conflicting structural and geochronological data from the Ibituruna quartz-syenite (SE Brazil): Effect of protracted “hot” orogeny and slow cooling rate? *Tectonophysics*, 477(3–4), 174–196. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2009.02.039>
- Pike, C. R., Roberts, A. P., Dekkers, M. J., & Verosub, K. L. (2001). An investigation of multi-domain hysteresis mechanisms using FORC diagrams. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 126(1–2), 11–25. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S0031-9201\(01\)00241-2](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S0031-9201(01)00241-2)
- Pinkerton, H., James, M., & Jones, A. (2002). Surface temperature measurements of active lava flows on Kilauea volcano, Hawai'i. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 113(1–2), 159–176. [https://doi.org/10.1016/S0377-0273\(01\)00257-8](https://doi.org/10.1016/S0377-0273(01)00257-8)
- Potter, D. K., & Stephenson, A. (1988). Single-domain particles in rocks and magnetic fabric analysis. *Geophysical Research Letters*, 15(10), 1097–1100.
- Rapalini, A. E. (2018). The Assembly of Western Gondwana: Reconstruction Based on Paleomagnetic Data. In S. Siegesmund, M. A. S. Basei, P. Oyhantçabal, & S. Oriolo (Eds.), *Geology of Southwest Gondwana* (pp. 3–18). Springer International Publishing.
https://doi.org/10.1007/978-3-319-68920-3_1
- Rapalini, A. E., Tohver, E., Bettucci, L. S., Lossada, A. C., Barcelona, H., & Pérez, C. (2015). The late Neoproterozoic Sierra de las Ánimas Magmatic Complex and Playa Hermosa Formation, southern Uruguay, revisited: Paleogeographic implications of new paleomagnetic and precise geochronologic data. *Precambrian Research*, 259, 143–155.
<https://doi.org/10.1016/j.precamres.2014.11.021>
- Roberts, A. P., Pike, C. R., & Verosub, K. L. (2000). First-order reversal curve diagrams: A new tool for characterizing the magnetic properties of natural samples. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 105(B12), 28461–28475. <https://doi.org/10.1029/2000jb900326>
- Robertson, D. J., & France, D. E. (1994). Discrimination of remanence-carrying minerals in mixtures, using isothermal remanent magnetisation acquisition curves. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 82(3–4), 223–234. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(94\)90074-4](https://doi.org/10.1016/0031-9201(94)90074-4)
- Robertson, E. C. (1988). Thermal Properties of Rocks. In *US Department of the Interior: Geological Survey*.
- Roeder, D. (2012). 6 - Convergent margins and orogenic belts. In D. G. Roberts & A. W. B. T.-R. G. and T. P. of G. A. Bally (Eds.), *Regional Geology and Tectonics: Principles of Geologic Analysis* (pp. 112–177). Elsevier. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53042-4.00006-6>
- Rosenberg, C. L. (2004). Shear zones and magma ascent: A model based on a review of the Tertiary magmatism in the Alps. *Tectonics*, 23(3). <https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2003TC001526>
- Sajjia, M., Baroutaji, A., Hasanuzzaman, M., & Olabi, A. G. (2016). Magnetostrictive Cobalt Ferrite, Nanoparticles Preparation and Magnetic Characterization. In *Reference Module in Materials*

Science and Materials Engineering. Elsevier. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B978-0-12-803581-8.03996-5>

- Schabes, M. E., & Bertram, H. N. (1988). Magnetization processes in ferromagnetic cubes. *Journal of Applied Physics*, 64(3), 1347–1357. <https://doi.org/10.1063/1.341858>
- Sechovský, V. (2001). Magnetism in Solids: General Introduction. In K. H. J. Buschow, R. W. Cahn, M. C. Flemings, B. Ilshner, E. J. Kramer, S. Mahajan, & P. Veysière (Eds.), *Encyclopedia of Materials: Science and Technology* (pp. 5018–5032). Elsevier. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B0-08-043152-6/00872-X>
- Sepahi, A. A., Borzoei, K., & Salami, S. (2013). Mineral chemistry and thermobarometry of plutonic, metamorphic and anatectic rocks from the Tueyserkan area (Hamedan, Iran). *Geological Quarterly*, 57(3), 515–526. <https://doi.org/10.7306/gq.1108>
- Seymour, N. M., Singleton, J. S., Mavor, S. P., Gomila, R., Strockli, D. F., Heuser, G., & Arancibia, G. (2020). The Relationship Between Magmatism and Deformation Along the Intra-arc Strike-Slip Atacama Fault System , Northern Chile. *Tectonics*, 39, 1–29. <https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2019TC005702>
- Shah, J., Williams, W., Almeida, T. P., Nagy, L., Muxworthy, A. R., Kovács, A., Valdez-Grijalva, M. A., Fabian, K., Russell, S. S., Genge, M. J., & Dunin-Borkowski, R. E. (2018). The oldest magnetic record in our solar system identified using nanometric imaging and numerical modeling. *Nature Communications*, 9(1), 9–14. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-03613-1>
- Shao, T., Xia, Y., Ding, X., Cai, Y., & Song, M. (2019). Zircon saturation in terrestrial basaltic melts and its geological implications. *Solid Earth Sciences*, 4(1), 27–42. <https://doi.org/10.1016/j.sesci.2018.08.001>
- Sláma, J., Ušáková, M., Šoka, M., Dosoudil, R., & Jancárik, V. (2017). Hopkinson effect in soft and hard magnetic ferrites. *Acta Physica Polonica A*, 131(4), 762–764. <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.131.762>
- Smal, N., & Löwik, D. W. P. M. (2018). 16 - Magnetic fields to align natural and synthetic fibers. In H. S. Azevedo & R. M. P. da Silva (Eds.), *Self-assembling Biomaterials* (pp. 321–340). Woodhead Publishing. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B978-0-08-102015-9.00017-4>
- Song, S. G., Wang, M. J., Wang, C., & Niu, Y. L. (2015). Magmatism during continental collision, subduction, exhumation and mountain collapse in collisional orogenic belts and continental net growth: A perspective. *Science China Earth Sciences*, 58(8), 1284–1304. <https://doi.org/10.1007/s11430-015-5102-x>
- Stacey, F. D., & Banerjee, S. K. (1974). Chapter 9 - Chemical Remanent Magnetization (CRM). In F. D. STACEY & S. K. BANERJEE (Eds.), *The Physical Principles of Rock Magnetism* (Vol. 5, pp. 128–135). Elsevier. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B978-0-444-41084-9.50013-8>
- Stephenson, A. (1980). A gyroremanent magnetisation in anisotropic magnetic material. *Nature*, 284(5751), 49–51. <https://doi.org/10.1038/284049a0>
- Stephenson, A. (1992). Some aspects of the properties of fine particles in geomagnetism. In J. L. Dormann & D. Fiorani (Eds.), *Magnetic Properties of Fine Particles* (pp. 329–338). Elsevier. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B978-0-444-89552-3.50041-4>
- Stephenson, A. (1993). Three-axis static alternating field demagnetization of rocks and the identification of natural remanent magnetization, gyroremanent magnetization, and anisotropy. *Journal of Geophysical Research*, 98(B1), 373–381. <https://doi.org/10.1029/92JB01849>

- Stokking, L. B., & Tauxe, L. (1987). Synthetic Iron Oxide. *Nature*, 327(18), 610–612.
- Sun, C., & Liang, Y. (2017). A REE-in-plagioclase–clinopyroxene thermometer for crustal rocks. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 172(24), 20. <https://doi.org/10.1007/s00410-016-1326-9>
- Tauxe, L. (2003). *Paleomagnetic Principles and Practice* (G. Nolet (ed.); 18th ed.). Kluwer Academic Publishers.
- Tauxe, L. (2005). *Lectures in Paleomagnetism* (1st ed.). <http://earthref.org/MAGIC/books/Tauxe/2005/>
- Tauxe, L., Mullender, T. A. T., & Pick, T. (1996). Potbellies, wasp-waists, and superparamagnetism in magnetic hysteresis. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 101(B1), 571–583. <https://doi.org/https://doi.org/10.1029/95JB03041>
- Temporim, F. A., Trindade, R. I. F., Tohver, E., Egydio-silva, M., & Valim, T. (2020a). Strain partitioning in a collapsing hot orogeny. *European Geosciences Union, June*. <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu2020-2986>
- Temporim, F. A., Trindade, R. I. F., Tohver, E., Soares, C. C., Gouvêa, L. P., Egydio-Silva, M., Amaral, C. A. D., & Souza, G. F. (2020b). Magnetic fabric and geochronology of a Cambrian “isotropic” pluton in the Neoproterozoic Araçuaí orogen. *Tectonics*, 39, 1–21. <https://doi.org/10.1029/2019TC005877>
- Temporim, F. A., Bellon, U. D., Domeier, M., Trindade, R. I. F., D'Agrella-Filho, M.S., Tohver, E. Reassessing the Cambrian drift of Gondwana with new paleomagnetic data from post-collisional plutons of the Araçuaí orogen, SE Brazil.
- Tohver, E., D'Agrella-Filho, M. S., & Trindade, R. F. (2006). Paleomagnetic record of Africa and South America for the 1200–500 Ma interval, and evaluation of Rodinia and Gondwana assemblies. *Precambrian Research*, 147(3–4), 193–222. <https://doi.org/10.1016/j.precamres.2006.01.015>
- Torsvik, T. H. (2005). PALAEOMAGNETISM. In R. C. Selley, L. R. M. Cocks, & I. R. Plimer (Eds.), *Encyclopedia of Geology* (pp. 147–156). Elsevier. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/B0-12-369396-9/00106-4>
- Torsvik, T. H., & Cocks, L. R. M. (2011). The Palaeozoic palaeogeography of central Gondwana. *Geological Society of London*, 357, 137–166. <https://doi.org/10.1144/SP357.8>
- Torsvik, T. H., Van der Voo, R., Preeden, U., Mac Niocail, C., Steinberger, B., Doubrovine, P. V., van Hinsbergen, D. J. J., Domeier, M., Gaina, C., Tohver, E., Meert, J. G., McCausland, P. J. A., & Cocks, L. R. M. (2012). Phanerozoic Polar Wander, Palaeogeography and Dynamics. *Earth-Science Reviews*, 114(3–4), 325–368. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2012.06.007>
- Trindade, R. I. F., Agrella-filho, M. S. D., Epof, I., & Brito, B. B. (2006). Paleomagnetism of Early Cambrian Itabaiana mafic dikes (NE Brazil) and the final assembly of Gondwana. *Earth and Planetary Science Letters*, 244, 361–377. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2005.12.039>
- Trindade, R. I. F., Bouchez, J. L., Bolle, O., Nédélec, A., Peschler, A., & Poitrasson, F. (2001). Secondary fabrics revealed by remanence anisotropy: Methodological study and examples from plutonic rocks. *Geophysical Journal International*, 147(2), 310–318. <https://doi.org/10.1046/j.0956-540X.2001.01529.x>
- Trindade, R. I. F., D'Agrella-Filho, M. S. D., Babinski, M., Font, E., & Brito, B. B. (2004).

- Paleomagnetism and geochronology of the Bebedouro cap carbonate : evidence for continental-scale Cambrian remagnetization in the São Francisco craton , Brazil. *Precambrian Research*, 128, 83–103. <https://doi.org/10.1016/j.precamres.2003.08.010>
- Van der Voo, R. (1990). The reliability of paleomagnetic. *Tectonophysics*, 184, 1–9.
- Van Der Voo, R. (1987). Apparent polar wander. In *Structural Geology and Tectonics* (pp. 15–18). Springer Berlin Heidelberg. https://doi.org/10.1007/3-540-31080-0_4
- Vandamme, D. (1994). A new method to determine paleosecular variation. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 9201(85), 131–142.
- Vaucher, A., Egydio-Silva, M., Babinski, M., Tommasi, A., Uhlein, A., & Liu, D. (2007). Deformation of a pervasively molten middle crust: Insights from the neoproterozoic Ribeira-Araçuaí orogen (SE Brazil). *Terra Nova*, 19(4), 278–286. <https://doi.org/10.1111/j.1365-3121.2007.00747.x>
- Vaucher, A., Hollanda, M. H. B. ., Monié, P., Mondou, M., & Egydio-Silva, M. (2019). Slow cooling and crystallization of the roots of the Neoproterozoic Araçuaí hot orogen (SE Brazil): Implications for rheology, strain distribution, and deformation analysis. *Tectonophysics*, 766(October), 500–518. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2019.05.013>
- Watson, E. B., & Harrison, T. M. (1983). Zircon saturation revisited: temperature and composition effects in a variety of crustal magma types. *Earth and Planetary Science Letters*, 64(2), 295–304. [https://doi.org/10.1016/0012-821X\(83\)90211-X](https://doi.org/10.1016/0012-821X(83)90211-X)
- Weinberg, R. F., Sial, A. N., & Mariano, G. (2004). Close spatial relationship between plutons and shear zones. *Geology*, 32(5), 377–380. <https://doi.org/https://doi.org/10.1130/G20290.1>
- Whittington, A. G., Hofmeister, A. M., & Nabelek, P. I. (2009). Temperature-dependent thermal diffusivity of the Earth’s crust and implications for magmatism. *Nature*, 458(7236), 319–321. <https://doi.org/10.1038/nature07818>
- Wiedemann, C. M., De Medeiros, S. R., Ludka, I. P., Mendes, J. C., & Costa-de-Moura, J. (2002). Architecture of Late Orogenic Plutons in the Araçuaí-Ribeira Fold Belt, Southeast Brazil. *Gondwana Research*, 5(2), 381–399. [https://doi.org/10.1016/S1342-937X\(05\)70730-9](https://doi.org/10.1016/S1342-937X(05)70730-9)
- Williams, W., & Dunlop, D. J. (1995). Simulation of magnetic hysteresis in pseudo-single-domain grains of magnetite. *Journal of Geophysical Research*, 100(B3), 3859–3871. <https://doi.org/10.1029/94JB02878>
- Williams, W., & Muxworthy, A. R. (2006). Understanding viscous magnetization of multidomain magnetite. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 111(2), 1–13. <https://doi.org/10.1029/2005JB003695>
- Yoshinobu, A. S., Okaya, D. A., & Paterson, S. R. (1998). Modeling the thermal evolution of fault-controlled magma emplacement models : implications for the solidification of granitoid plutons. *Journal of Structural Geology*, 20(9), 1205–1218.
- Yu, Y., & Tauxe, L. (2006). Acquisition of viscous remanent magnetization. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 159(1–2), 32–42. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2006.05.002>
- Zhou, M., Jiang, T., Yang, S., & Xue, X. (2015). Vanadium-titanium magnetite ore blend optimization for sinter strength based on iron ore basic sintering characteristics. *International Journal of Mineral Processing*, 142, 125–133. <https://doi.org/10.1016/j.minpro.2015.04.019>

Zijderveld, J. D. A. (2013). A. C. Demagnetization of Rocks: Analysis of Results. In *Methods in Palaeomagnetism* (Vol. 3). Elsevier B.V. <https://doi.org/10.1016/b978-1-4832-2894-5.50049-5>

9 ANEXOS

9.1: Frames do cálculo de difusão térmica 2D:

https://drive.google.com/drive/folders/1IaxGI5Rv_mAgUu0PVBYIjyGggbLBCw6I?usp=sharing

TS1. Dados geoquímicos utilizados nos cálculos de geotermometria.

Autor	Unidade	SiO₂ (wt%)	TiO₂ (wt%)	Al₂O₃ (wt%)	FeO (wt%)	Fe₂O₃ (wt%)	MnO (wt%)	MgO (wt%)	CaO (wt%)	Na₂O (wt%)	K₂O (wt%)	P₂O₅ (wt%)	Zr (ppm)	L.O.I (wt%)	Soma (wt%)
Ludka et al. (1998)	Syenomonzonite (mean)	56.67	1.21	18.64	2.13	2.86	0.1	1.78	4.38	4.4	5.74	0.33	1186	0.5	98.45
Ludka et al. (1998)	Syenomonzonite	57.6	1.04	18.96	2.45	1.76	0.09	1.57	4.11	4.4	6.02	0.27	1035	0.25	98.34
Horn & Weber- Diefenbach (1987)	Syenomonzonite	58.59	1.15	18.71	3.47	2.31	0.11	2.03	4.33	2.67	4.73	0.45	549	0.56	98.87
De Campos et al. (2004)	Monzosyenites	58.57	0.93	22.62	2.36	1.57	0.06	0.95	2.2	1.89	6.53	0.32	423	2.24	100.08
De Campos et al. (2004)	Monzosyenites	59.07	1.3	19.03	2.8	1.86	0.07	1.3	3.19	3.49	6.38	0.4	930	0.38	99.08

