

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM GEOCIÊNCIAS**

**ESTUDO DA ORIENTAÇÃO CRISTALOGRÁFICA EM
DOBRAS, LIMITES DE GRÃOS E ANISOTROPIA SÍSMICA EM
MOSCOVITA-QUARTZO MILONITOS**

LUIZ FERNANDO GRAFULHA MORALES

ORIENTADOR: Luís Alberto D'ávila Fernandes

BANCA EXAMINADORA:

Profa. Dra. Ruth Hinrichs – IG/UFRGS

Prof. Dr. Marcos Egydio da Silva – IG/USP

Prof. Dr. Enrique Masquelin Arcelus – Universidad de la República - UY

**Tese de Doutorado apresentada como requisito
parcial para obtenção do Título de Doutor em
Geociências.**

Porto Alegre – 2006

Essa tese é dedicada à minha esposa, Denise, aos meus pais (Luiz & Negrinha) e aos milhões de brasileiros cujos impostos permitiram minha formação acadêmica e meu crescimento intelectual.

It was six men of Indostan
To learning much inclined,
Who went to see the Elephant
(Though all of them were blind),
That each by observation
Might satisfy his mind

The First approached the Elephant,
And happening to fall
Against his broad and sturdy side,
At once began to bawl:
“God bless me! but the Elephant
Is very like a wall!”

The Second, feeling of the tusk,
Cried, “Ho! what have we here
So very round and smooth and sharp?
To me ’tis mighty clear
This wonder of an Elephant
Is very like a spear!”

The Third approached the animal,
And happening to take
The squirming trunk within his hands,
Thus boldly up and spake:
“I see,” quoth he, “the Elephant
Is very like a snake!”

The Fourth reached out an eager hand,
And felt about the knee.
“What most this wondrous beast is like
Is mighty plain,” quoth he;
“ ’Tis clear enough the Elephant
Is very like a tree!”

The Fifth, who chanced to touch the ear,
Said: “E’en the blindest man
Can tell what this resembles most;
Deny the fact who can
This marvel of an Elephant
Is very like a fan!”

The Sixth no sooner had begun
About the beast to grope,
Than, seizing on the swinging tail
That fell within his scope,
“I see,” quoth he, “the Elephant
Is very like a rope!”

And so these men of Indostan
Disputed loud and long,
Each in his own opinion
Exceeding stiff and strong,
Though each was partly in the right,
And all were in the wrong!

Moral:

So oft in theologic wars,
The disputants, I ween,
Rail on in utter ignorance
Of what each other mean,
And prate about an Elephant
Not one of them has seen!

Versão da lenda Hindú “The Blind Men and the Elephant”
John Godfrey Saxe (1816-1887)

RESUMO

A deformação em zonas de cisalhamento dúcteis geralmente é responsável pelo desenvolvimento de orientações cristalográficas preferenciais dos minerais. Além de fornecer informações das condições de fluxo ao longo dessas zonas, o desenvolvimento de orientações cristalográficas preferenciais possui forte influência nas propriedades sísmicas das rochas. Neste trabalho são apresentados os resultados de um estudo detalhado sobre as relações entre mecanismos de deformação, orientações cristalográficas preferenciais e mecanismos de dobramento, formação de limites de grão e propriedades sísmicas anisotrópicas de moscovita-quartzo milonitos. Obteve-se dados de orientação preferencial através da técnica de difração de elétrons retroespalhados (EBSD) em um microscópio eletrônico de varredura, de moscovita-quartzo milonitos provenientes da região de Saas Fee (Alpes Internos do Oeste). As amostras foram coletadas ao longo de uma dobra cuja linha de charneira é paralela à lineação de estiramento regional da área. Esse tipo de feição é comum em zonas de alta deformação, mas contradizem as teorias de mecanismos de dobramento simples. Dados de orientações preferenciais foram utilizados para acessar as relações temporais relativas e cinemáticas entre as dobras e a deformação por cisalhamento que gerou as lineações de estiramento. No presente caso, as orientações preferenciais de quartzo estão relacionadas com a atuação de processos de dobramento ativo, concomitantemente à deformação por cisalhamento, em dobras parasitas de estruturas de maior escala, cujas linhas de charneira são perpendiculares à lineação de estiramento local.

Os moscovita-quartzo milonitos estão intensamente recristalizados dinamicamente. Através do tratamento dos dados de orientação preferencial, foi possível calcular os pares eixo/ângulo de desorientação para cada par de cristais desses agregados, e determinar os tipos e as orientações desses limites de grão. Nessas rochas, os limites de grãos são do tipo inclinado, paralelos às formas prismáticas $\{m\}$ e basal (c). Os limites rotacionados resultam da atuação conjunta de deslizamentos romboédricos e prismáticos em $\langle a \rangle$, basais e prismáticos em $\langle a \rangle$ ou mesmo da atuação de dois planos romboédricos $\{r$ e $\pi\}$ em $\langle a \rangle$. Em tectonitos ricos em quartzo, as maclas Dauphiné parecem ser um tipo especial de limite, que auxiliam na cominuição do tamanho de grão.

As medidas de orientação preferencial de quartzo e moscovita permitiram o cálculo das propriedades sísmicas dos moscovita-quartzo milonitos. Estas rochas possuem anisotropia relativamente alta (AV_p entre 7 e 9 % e AV_s entre 6 e 10 %) e variam em magnitude com a proporção modal de moscovita. O desenvolvimento de orientação preferencial tem o efeito de dispersar as propriedades sísmicas dos monocristais e atenuar suas magnitudes. A trama de moscovita possui um efeito importante no controle das direções máximas e mínimas de propagação em relação às estruturas do sistema de referência. Além disso, aparentemente as dobras podem causar um efeito nas direções de propagação das ondas P e S lentas.

A partir de simulações das propriedades sísmicas com diferentes proporções modais de quartzo e moscovita, observou-se que o incremento das proporções desse último mineral e a redução do primeiro provocam um aumento das velocidades de ondas P e das anisotropias das ondas P e S, mas causam diminuição das velocidades das ondas S. O aumento da quantidade de moscovita nos agregados ocasiona aumento das densidades e dos coeficientes de Poisson dos mesmos. O coeficiente de refletividade na interface entre uma rocha com 100 % de quartzo e uma com 100% de moscovita é relativamente alto, da ordem de 0,06 para ondas P e 0,05 para ondas S, indicando bons refletores sísmicos para esse tipo de limite.

Os resultados desse trabalho demonstram a utilidade da análise microestrutural e de orientações cristalográficas preferenciais na investigação de rochas de alta deformação e suas implicações para as determinações das propriedades sísmicas anisotrópicas das mesmas.

ABSTRACT

Rock deformation within ductile shear zones generally produces lattice preferred orientation of minerals. In addition the information about flow conditions of these zones, the development of lattice preferred orientations has a strong influence on the petrophysical properties of deformed rocks. This work presents a detailed study on the relationships between deformation mechanisms, lattice preferred orientation and folding mechanisms, crystallographic textures, grain boundary development and seismic properties of muscovite-quartz mylonites. The lattice preferred orientation data of the muscovite-quartz mylonites from the Saas Fee region (Western Internal Alps) was obtained using the technique of electron backscattered diffraction (EBSD) in a scanning electron microscope. The samples have been collected around a fold whose hinge line is parallel to the local stretching lineation. Such situation is very common within high strain zones, but the presence of these structures can refute simple folding mechanisms theories. The crystallographic fabric data were used to understand the temporal and kinematic relationships between folding development and shear deformation responsible for the development of the associated stretching lineation. In the present case, the quartz lattice preferred orientation seems to be related to the active folding mechanisms that took place in parasitic folds of a larger structure with hinge line at high angle with to the main stretching lineation, simultaneously to the shear deformation event.

The muscovite-quartz mylonites are intense dynamically recrystallized. Using the mathematical treatment of lattice preferred orientation data it was possible to calculate the pair angle/misorientation axis on each pair of crystals of these rocks, which allowed the determination of types and orientation of grain boundaries. In these muscovite-quartz mylonites, the grain boundaries included tilted ones, parallel to the prismatic $\{m\}$ and basal (c) planes, as well as twisted boundaries, which can be related to the concurrent slip in both rhomb and prismatic forms in $\langle a \rangle$ slip direction, basal and prismatic in $\langle a \rangle$ or even in two rhombs $\{r \text{ e } \pi\}$ in $\langle a \rangle$ direction. Dauphiné twinning seems to be a special type of boundary which is related to the initial stages of grain boundary comminution.

The lattice preferred orientation of quartz and muscovite allowed calculations of the seismic properties of the muscovite-quartz mylonites. These rocks shows a relatively high anisotropy for both compressional and shear waves (AV_p between 7 and 9 % and AV_s between 6 and 10 %) and their magnitude vary with the modal proportion of muscovite. Crystallographic fabric development has the effect of scattering and attenuating single crystal seismic properties. The muscovite crystallographic fabric has an important effect on the directional properties of maximum and minimum propagation velocities in relation to the structures of the reference frame. Besides, it seems that the presence of folds can affect in the propagation directions of P and slow S waves.

From simulations of the seismic properties with different modal quartz and muscovite content, it was observed that the increase of the later and decrease of the former causes an increase of P wave velocities and both P and S anisotropies, but also produces a decrease of both shear waves velocities. Increasing mica contents provoke an increment of densities and of Poisson's ratio. The reflectivity coefficient along an interface between quartz and muscovite bearing rocks is relatively high, of the order of 0,06 for P waves and 0,05 for S waves, indicating that these types of surfaces are good seismic reflectors.

The results of the work demonstrate the usefulness of microstructural and lattice preferred orientation analysis in the study of high strain rocks, as well as their important control on the anisotropic seismic properties of these rocks.

AGRADECIMENTOS

Durante o desenvolvimento e conclusão deste trabalho, uma série de pessoas contribuíram das mais diferentes formas. Nas linhas abaixo, expresso minha gratidão à todos aqueles que considero importantes na conquista de um sonho, que foi o desenvolvimento desta tese.

Em primeiro lugar gostaria de agradecer à minha esposa, Denise Koller (TINI), a pessoa que nos dois últimos anos mais me apoiou, me incentivou, me deu carinho, amor e apoio incondicional para que eu concluísse esse trabalho. Espero sinceramente que um dia consiga retribuir tudo o que tu suportou nos últimos meses. É difícil encontrar as palavras certas para expressar o que eu sinto...então, só me resta dizer... EU TE AMO MUITO, E MUITO OBRIGADO POR TUDO!!!!

Também gostaria de expressar meus agradecimentos ao Prof. Luís A. D. Fernandes (Coquinho), orientador oficial desta tese e, porque não dizer, mentor acadêmico deste que aqui escreve. Sem todos os ensinamentos (geológicos ou não), todo apoio, confiança, e liberdade recebidos para a realização deste trabalho, provavelmente o mesmo nunca seria finalizado. Além disso, a paciência dele em transformar meus textos prolixos em algo legível já são por si só merecedores de grande mérito. MUITO OBRIGADO!!!

Gostaria de agradecer à Profa. Ruth Hinrichs, por sempre me incentivar a ir além dos meus conhecimentos, por me mostrar (mesmo que inconscientemente) que muitos processos geológicos podem ser quantificados e por nunca se importar em responder perguntas absurdamente básicas sobre os processos físicos envolvidos nas técnicas analíticas e física dos materiais....Obrigado!!!

Aos amigos da geologia da UFRGS, pelas discussões, questionamentos e momentos indubitavelmente divertidos: Roman “*freak*” Escardó, Dani Bongioiolo, João Luís & Fernanda Luft, Guilherme Mallmann & Janaína Ávila, Cristine Lenz, Paulo Fernandes e Luciane Garavaglia. Em especial, ao amigo e colega desde o curso de graduação, Éverton Bongioiolo, por toda a ajuda de última hora, pelo companherismo e pela amizade de 12 anos.

Aos amigos de fora da geologia, que ajudaram a manter minha sanidade mental intacta, insistindo em me distrair nos mais diversos momentos do desenvolvimento deste trabalho: Julian Acosta & Paula Graña, Fabiano “Penna” Corrêa & The Ordher;

I am also grateful to Dr. Martin Casey and Dr. Geoffrey E. Lloyd (School of Earth and Environment, Leeds), for all the geological and non-geological knowledge I have acquired during

the year I spent in Leeds as a visiting student. To Martin, I would like to thank for the fruitful discussions about folds, folding mechanisms, LPO, and for the very funny jokes during and after the coffee time. To Geoff, for the patience to teach me how to operate Channel 5 and D. Mainprice softwares, for all the EBSD and grain boundary stuff, for the “last lime” figures and, obviously, for the football discussions (MANCHESTER UNITED FOREVER!!!!). To both, for the friendship and for the English corrections, which I really appreciated!!!! Thank you very much!!!

To Robert Marshall (polishing laboratory, University of Leeds) for EBSD specimen preparation stuff and for the helpful replies to my questions about equipment and methods on sample polishing of different mineralogical composition;

To Dr. Eric Condliffe, for the short course on SEM operation and for the help to acquire good OC images;

To Dr. David Mainprice (Laboratoire de Tectonophysique, Université Montpellier II, France) for the use of his softwares for pole figures contouring and seismic properties calculations in single and polycrystal materials;

To the friends and colleagues I’ve met in Leeds: Murray, Dan, Jamie, Prassannan, Mohammed, Wanida, Marcelo “Flash”, Elisa, Cati & Selan;

Aos amigos e colegas de Ouro Preto: Léo Lagoeiro, Léo(zinho), Cristiane Castro, João & Ana Paula e, em especial, à Paola Ferreira, pelas correções de português e sugestões que ajudaram a aprimorar o texto dos capítulos 2 e 3;

Ao Roberto, Denise e Élen (Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Geociências/UFRGS) pelo imenso apoio e presteza em resolver todos os problemas (burocráticos ou não) inerentes ao desenvolvimento de uma tese;

Ao Prof. André Mexias, pelo empréstimo da impressora na última hora;

Ao CNPq, pela bolsa de doutorado no país, e à CAPES, pela bolsa de doutorado sanduíche no Reino Unido;

Aos meus pais, Luiz & Negrinha, e aos meus irmãos, Taís e Júnior, por todo apoio, amor, carinho, dedicação e confiança depositados em mim, e por nunca terem questionado as minhas escolhas;

Aos milhões de trabalhadores brasileiros, cujos impostos pagos honestamente permitiram minha formação acadêmica em uma Universidade Pública. MUITÍSSIMO OBRIGADO!!!!

SUMÁRIO

Dedicatória.....	ii
Epígrafe.....	iii
RESUMO.....	v
ABSTRACT.....	vi
AGRADECIMENTOS.....	vii
CAPÍTULO 1	
INTRODUÇÃO & OBJETIVOS.....	1
1.1 Introdução.....	2
1.2 Organização da Tese.....	5
CAPÍTULO 2	
ORIENTAÇÕES CRISTALOGRÁFICAS & PROPRIEDADES SÍSMICAS ANISOTRÓPICAS.....	9
2.1 Introdução.....	10
2.2 A formação de orientações cristalográficas preferenciais.....	10
2.3 O desenvolvimento de orientações cristalográficas em quartzo.....	17
2.3.1 Fluxo de deslocações e o desenvolvimento de OPRs em quartzo.....	19
2.3.2 A influência da temperatura no desenvolvimento das orientações cristalográficas.....	20
2.3.3 O tipo de fluxo e o desenvolvimento das orientações cristalográficas.....	21
2.3.4 Condições de <i>strain</i> e o desenvolvimento das orientações cristalográficas.....	22
2.3.5 Recristalização dinâmica e o desenvolvimento de orientações cristalográficas.....	25
2.3.5.1 Modelos numéricos sobre o efeito da recristalização dinâmica no desenvolvimento de orientações cristalográficas.....	26
2.3.5.2 Dados experimentais de recristalização dinâmica e seu efeito no desenvolvimento de orientações cristalográficas.....	26
2.3.5.3 Orientações cristalográficas em rochas recristalizadas dinamicamente em condições naturais.....	27
2.3.6 A influência da água na formação das orientações cristalográficas.....	31
2.3.7 O papel da recristalização estática nas orientações cristalográficas.....	33
2.4 Orientações cristalográficas em moscovitas.....	34
2.5 As propriedades sísmicas anisotrópicas das rochas.....	38

CAPÍTULO 3

A TÉCNICA DE DIFRAÇÃO DE ELÉTRONS RÉTROESPALHADOS (EBSD) EM UM MICROSCÓPIO ELETRÔNICO DE VARREDURA (MEV) 49

3.1 O que é difração?	50
3.1.1 Difração por cristais.....	50
3.2 Formação do Padrão de Kikuchi	51
3.3 Aquisição de dados de difração de elétrons rétroespalhados	59
3.3.1 Calibração para a obtenção de dados de EBSD.....	59
3.3.2 Reconhecimento dos padrões e determinação das orientações cristalográficas.....	62
3.3.3 Obtenção de dados para minerais do sistema não-cúbico.....	65
3.3.4 Indexação e as transformadas de Hough.....	67
3.3.5 Fontes de erro na utilização da técnica de EBSD para orientação cristalográfica.....	68
3.4 Preparação de amostras para EBSD	70
3.4.1 Procedimento para corte e polimento de amostras.....	71

CAPÍTULO 4

ORIENTAÇÕES CRISTALOGRAFICAS PREFERENCIAIS DE QUARTZO E MUSCOVITA: PARALELISMO ENTRE LINEAÇÕES DE ESTIRAMENTO E LINHAS DE CHARNEIRA EM ZONAS DE ALTA DEFORMAÇÃO 77

4.1 Introdução	78
4.2 A utilização de dados de orientação cristalográfica no estudo de modificação de dobras	82
4.3 Contexto geológico das amostras estudadas	84
4.4 Dados estruturais	87
4.4.1 Foliação laminar.....	90
4.4.2 Foliação dobrada – flanco das dobras.....	90
4.4.3 Lineações.....	90
4.4.4 Planos axiais.....	91
4.4.5 Linhas de charneira das dobras.....	92
4.4 Descrição das microestruturas óticas	92
4.5 Dados de orientação cristalográfica	97
4.5.1 Trama cristalográfica de quartzo.....	97
4.5.1.1 Flanco normal.....	99
4.5.1.2 Zona de charneira.....	101
4.5.1.3 Flanco reverso.....	108
4.5.2 Trama cristalográfica de moscovita.....	110
4.5.2.1 Flanco normal.....	110
4.5.2.2 Zona de charneira.....	111
4.7.2.3 Flanco reverso.....	111

4.5.3 Resultados Obtidos por Lacassin (1984; 1987).....	119
4.5.4 Interpretação dos dados de orientação cristalográfica de Plattjen.....	120
4.6 Orientações cristalográficas como indicadores de idade relativa entre deformação por cisalhamento e dobras.....	123
4.6.1 Situação um: Mecanismo de dobramento passivo, linha de charneira perpendicular à lineação de estiramento.....	124
4.6.2 Situação dois: Mecanismo de dobramento passivo, linha de charneira inicial paralela à lineação de estiramento.....	125
4.6.3 Situação três: Mecanismo de dobramento passivo, linha de charneira inicial oblíqua à lineação de estiramento.....	127
Comentários.....	128
4.6.4 Situação quatro : Mecanismo de dobramento ativo relacionado com a formação de dobras em bainha, linha de charneira inicial oblíqua à lineação.....	129
4.6.5 Situação cinco: Mecanismos de dobramento ativos não relacionados à formação de dobras em bainha, linha de charneira inicial oblíqua à lineação.....	132
4.7 Discussão.....	133
4.8 Sumário e Conclusões.....	136

CAPÍTULO 5

DESORIENTAÇÃO ENTRE CRISTAIS DE QUARTZO E A FORMAÇÃO DE LIMITES DE GRÃOS.....	140
5.1 Introdução.....	141
5.2 Conceituação teórica e geométrica dos limites de grão.....	142
5.2.1 O significado geral do ângulo de desorientação.....	146
5.2.2 O significado das desorientações em um agregado policristalino.....	147
5.3 Matemática intrínseca ao cálculo das desorientações.....	152
5.4 Resultados obtidos.....	155
5.4.1 Frequência dos ângulos de desorientação.....	155
5.4.3 Relações de orientação dos eixos de desorientação.....	156
5.5 Discussão.....	161
5.5.1 As frequências de distribuição dos ângulos de desorientação.....	161
5.5.2 Relações entre os eixos de desorientação e a trama cristalográfica.....	170
5.5.3 Formação e orientação dos limites de grão.....	171
5.5.4 Maclas Dauphiné e a formação de limites de grão em cristais de quartzo.....	176
5.6 Sumário & Conclusões.....	180

CAPÍTULO 6

PROPRIEDADES SÍSMICAS ANISOTRÓPICAS DOS MOSCOVITA-QUARTZO MILONITOS	182
6.1 Introdução	183
6.2 Propriedades sísmicas de moscovita-quartzo milonitos	185
6.2.1 Propriedades sísmicas dos monocristais de quartzo e moscovita	185
6.2.1.1 <i>Magnitudes e direções de propagação de ondas sísmicas em monocristais de quartzo</i>	186
6.2.1.2 <i>Magnitudes e direções de propagação de ondas sísmicas em monocristais de moscovita</i>	187
6.2.2 Propriedades sísmicas dos moscovita-quartzo milonitos estudados	189
6.2.2.1 <i>Magnitudes</i>	189
6.2.2.2 <i>Direções de propagação</i>	193
6.3 Discussão	200
6.3.1 Comparação entre as velocidades e anisotropias calculadas com os dados obtidos em alguns quartzitos e quartzo milonitos	201
6.3.2 Comparação entre as propriedades sísmicas anisotrópicas dos monocristais e dos agregados policristalinos	206
6.3.3 Relações entre propriedades sísmicas anisotrópicas e estruturas macroscópicas (foliações e lineações)	208
6.3.4 O efeito de dobras nas distribuições das propriedades sísmicas nos moscovita-quartzo milonitos	215
6.3.5 O efeito dos limites de grão nas propriedades sísmicas anisotrópicas	220
6.4 Sumário & Conclusões	223

CAPÍTULO 7

SIMULAÇÕES DAS PROPRIEDADES SÍSMICAS ANISOTRÓPICAS EM QUARTZO MILONITOS COM PROPORÇÕES MODAIS VARIADAS DE MOSCOVITA	225
7.1 Introdução	226
7.2 Metodologia	227
7.3 Magnitudes das velocidades com a variação composicional de moscovita	231
7.4 Variação nas direções de propagação de ondas compressionais e de cisalhamento e suas anisotropias com a variação modal de moscovita	238
7.5 Discussão	256
7.5.1 O efeito nas propriedades sísmicas da adição progressiva de moscovita em um agregado de quartzo	256

	xiii
7.5.1.1 Ondas compressionais (P).....	257
7.5.1.2 Ondas de cisalhamento(S).....	258
7.5.1.3 Anisotropias de ondas P e S.....	265
7.5.2 O efeito da adição de moscovita nas direções de propagação.....	266
7.5.3 O efeito da adição de moscovita nas propriedades sísmicas isotrópicas dos agregados.....	272
7.6 Variação nos coeficientes de Poisson e de refletividade com o aumento das proporções modais de moscovita.....	273
7.6.1 Coeficientes de Poisson.....	273
7.6.2 Coeficientes de refletividade.....	275
7.7 Sumário & Conclusões.....	277
CAPÍTULO 8	
CONCLUSÕES.....	279
8.1 Introdução.....	280
8.2 Conclusões.....	280
REFERÊNCIAS.....	294

CAPÍTULO UM

INTRODUÇÃO

“No problem is so big or so complicated that it can't be run away from!!!”

Linus van Pelt

Capítulo 1

1.1 Introdução

Um dos principais objetivos no estudo de rochas naturalmente deformadas está relacionado ao entendimento dos processos materiais de escala microscópica, responsáveis pelo desenvolvimento dos mais diversos tipos de estruturas em diferentes ambientes tectônicos. O estudo detalhado dessas rochas é uma das poucas evidências diretas disponíveis para a reconstrução da história tectônica de uma determinada região. O interesse na investigação dos mecanismos de deformação foi incentivado gradativamente pelos primeiros estudos de deformação experimental em diferentes tipos de materiais rochosos e análogos, sob condições de pressão, temperatura e taxas de *strain* controlados. Esses experimentos foram inicialmente realizados em monocristais ou em agregados policristalinos monominerálicos, e seus resultados permitiram aperfeiçoar o entendimento dos mecanismos de deformação responsáveis pelo desenvolvimento das microestruturas (*e.g.* Griggs & Blacic 1964, 1965; McLaren *et al.* 1967; Hobbs *et al.* 1972; Tullis *et al.* 1973). A partir disso, tornou-se possível fazer a conexão entre as microestruturas, suas condições de formação, os processos materiais responsáveis por seu desenvolvimento e suas relações com estruturas de maior escala. Isso tem fornecido informações de grande valia para a investigação mais detalhada da evolução tectônica de cinturões orogênicos.

Grande parte da acomodação da deformação resultante de processos orogênicos ocorre ao longo de zonas de cisalhamento de diversas escalas e profundidades, com orientações variadas em relação às tensões aplicadas (*e.g.* Carter & Tsenn 1987; Vauchez & Nicolas 1991; Vauchez & Tommasi 2003). No interior dessas zonas, é comum que os minerais desenvolvam orientações cristalográficas preferenciais, dependendo, é claro, das condições ambientais nas quais as zonas de alta deformação se desenvolveram, e dos tipos de rocha que as mesmas afetam. A partir da interpretação das microestruturas e texturas cristalográficas de uma rocha deformada, é possível determinar as condições de fluxo no interior das zonas de cisalhamento, através da obtenção de informações como: (i) o tipo de deformação predominante; (ii) os sistemas de deslizamento atuantes; (iii) a cinemática da deformação e (iv) a paleotensão responsável pela deformação (*e.g.*

Schmid & Casey 1986; Law 1990; Law *et al.* 1990; Lloyd *et al.* 1992, entre outros). Além disso, na ausência de assembléias minerais diagnósticas das condições de metamorfismo durante um determinado evento deformacional, é possível inferir as condições de temperatura a partir da análise das microestruturas e das tramas cristalográficas exibidas pelas rochas afetadas pelo mesmo (*e.g.* Schmid & Casey 1986; Mainprice *et al.* 1986; Jessell & Lister 1990; Kruhl 1996). Utilizando-se dados de orientação cristalográfica, é possível, ainda, determinar os tipos e as orientações de limites de grão formados durante os processos de cristalização/recristalização (*e.g.* McLaren 1986; Lloyd *et al.* 1997; Trimby *et al.* 1998; Wheeler *et al.* 2001). As informações a respeito das propriedades dos limites de grão são fundamentais, visto que muitos dos processos deformacionais ocorrem preferencialmente ao longo dessas superfícies (*e.g.* deslizamento ao longo dos limites de grão, difusão de estado sólido) ao invés das porções internas dos minerais (*e.g.* Boullier & Gueguen 1975; Schmid *et al.* 1977).

As orientações cristalográficas preferenciais em tectonitos de diferentes porções da crosta e do manto podem ser igualmente relacionadas com o desenvolvimento de anisotropia das propriedades sísmicas dessas rochas (*e.g.* Mainprice & Nicolas 1989; Mainprice *et al.* 1990; Khazanehdari *et al.* 1998; Mainprice *et al.* 2000; Bascou *et al.* 2001; Lloyd & Kendall 2005). O desenvolvimento de orientações preferenciais dos cristais de olivina e piroxênio no manto superior, e a sua relação com as propriedades de anisotropia das ondas sísmicas, permitem a determinação da cinemática do fluxo de estado sólido durante a movimentação das placas tectônicas (*e.g.* Nicolas & Christensen 1987; Silver 1996; Mainprice *et al.* 2000; Pera *et al.* 2003). Na crosta média e inferior, o desenvolvimento de orientações preferenciais também parece ocasionar um importante efeito na geração de anisotropias das ondas P e S. Contudo, o entendimento dessas anisotropias nas rochas crustais ainda é superficial. Isso ocorre principalmente devido à abundante presença de minerais fortemente anisotrópicos nessa camada, e pela limitação espacial das regiões com organização interna dos minerais (*e.g.* zonas de cisalhamento – Mainprice & Nicolas 1989; Burlini & Fountain 1993; Lloyd & Kendall 2005). Através dos dados de orientação cristalográfica preferencial de diferentes minerais, e suas relações com as constantes elásticas dos mesmos, é possível determinar indiretamente as propriedades sísmicas anisotrópicas dos agregados. De maneira geral, as maiores e menores velocidades de propagação e suas anisotropias podem ser diretamente relacionadas com as

orientações preferenciais das diversas formas cristalográficas de minerais que compõe um determinado tectonito.

A presente tese apresenta uma abordagem relativamente ampla sobre os processos deformacionais e as propriedades sísmicas anisotrópicas de moscovita-quartzo milonitos. Esse tipo de rocha é característico de zonas de alta deformação afetando granitóides em condições metamórficas intermediárias com a presença de fluidos ou de seqüências metassedimentares depositadas em ambientes de margem continental passiva. O presente trabalho é fundamentado em quatro questões principais:

- Como dados de orientação cristalográfica podem auxiliar no entendimento das relações cinemáticas e temporais entre dobras com linhas de charneiras paralelas à uma lineação de estiramento resultante de uma deformação não-coaxial responsável pela deformação milonítica dessas rochas?
- Quais os mecanismos de deformação intracristalina e de recristalização responsáveis pelo desenvolvimento dos limites de grão entre cristais de quartzo observados nessas rochas, e como dados de desorientação entre cristais pode ser uma ferramenta útil na determinação dos tipos e orientações desses limites?
- Qual o comportamento das ondas sísmicas ao se propagarem por um meio anisotrópico como esses moscovita-quartzo milonitos e como o desenvolvimento de orientações cristalográficas pode influenciar essas propriedades?
- Qual o efeito ocasionado na propagação das ondas P e S se ocorrer variação da composição modal entre um membro inicial com 100% de quartzo e um final com 100% de moscovita, com suas respectivas orientações cristalográficas e como essa variação poderia influenciar nos índices de reflectividade dessas rochas?

As respostas para esses tipos de problemas foram determinadas a partir de uma abordagem quase que exclusivamente microestrutural das rochas estudadas, como a forma e arranjo dos cristais e seus limites de grão, os tipos de microestruturas internas características de moscovita e quartzo, além dos aspectos texturais apresentados pelas mesmas. Além disso, foram utilizados dados de orientação cristalográfica, visando determinar a natureza dos processos

responsáveis pela deformação desses agregados e do regime deformacional atuante durante o fluxo de deformação principal que afetou essas rochas (*e.g.* Nicolas & Poirier 1976; Schmid & Casey 1986). Com a utilização de relações matemáticas simples, foi possível, através da utilização de dados de trama cristalográfica, determinar o grau de desorientação entre pares de cristais no interior desses agregados. Essas informações possibilitaram a realização de um estudo de detalhe sobre as orientações e tipos de limites de grão originados nos cristais de quartzo, e os processos responsáveis pelo desenvolvimento dos mesmos.

A metodologia utilizada para a obtenção dos dados de orientação cristalográfica preferencial foi a difração de elétrons retroespalhados em um microscópio eletrônico de varredura (EBSD/MEV). Essa ferramenta permite a rápida determinação da orientação completa (todos os eixos cristalográficos) em virtualmente qualquer espécie mineral. Assim, foi possível calcular as propriedades sísmicas anisotrópicas dessas rochas, primeiramente a partir de suas composições originais (*e.g.* Mainprice & Nicolas 1989; Mainprice *et al.* 1990; Siegesmund *et al.* 1991; Mainprice 2000). A partir desses mesmos dados de orientação, foram simuladas as mudanças dessas propriedades com a modificação progressiva na composição modal entre quartzo e moscovita, e como a presença em maior ou menor quantidade desses minerais controla essas características.

1.2 Organização da Tese

O presente volume foi organizado de maneira que os capítulos 4, 5, 6 e 7 possam ser lidos o mais independentemente possível uns dos outros, com o mínimo de citações às outras seções do volume. Certamente, por se tratarem de quatro capítulos referentes ao estudo das mesmas amostras de moscovita-quartzo milonitos, apenas com ênfases distintas, tornou-se inevitável a repetição de algumas figuras, principalmente das figuras de pólos das orientações cristalográficas. Essas, no entanto, são organizadas de maneiras distintas em cada capítulo. De outro modo, essa repetição deve facilitar a leitura e o entendimento das informações de cada um dos capítulos que compõem a tese, além de permitir que os possíveis interessados nos assuntos aqui contidos possam dirigir-se diretamente às seções de interesse.

Dessa maneira, os capítulos são organizados da seguinte forma:

Capítulo 2 – Esse capítulo tem como objetivo apresentar uma revisão geral sobre os principais aspectos relacionados à formação de orientações cristalográficas em geral. Além disso, são apresentadas informações a respeito do desenvolvimento de texturas cristalográficas em quartzo e moscovita, e como fatores como a presença de água, condições de fluxo e recristalização influenciam no resultado final das tramas. Posteriormente, são apresentadas as principais formulações matemáticas utilizadas nas determinações das constantes elásticas dos agregados estudados e conseqüentemente suas velocidades e anisotropias sísmicas. Contudo, cálculos específicos sobre as velocidades das ondas sísmicas considerando as rochas como isotrópicas, coeficientes de reflectividade e de Poisson são apresentados nos capítulos 6 e 7.

Capítulo 3 – Tendo em vista o extenso uso da técnica de EBSD/MEV no estudo, o capítulo três apresenta uma revisão teórica sobre os principais aspectos inerentes a essa metodologia. São apresentados os aspectos físicos de interação entre um feixe de elétrons e um material cristalino, e como a difração desse feixe dentro do material gera o dado básico utilizado por essa técnica, que são as linhas de Kikuchi. São igualmente apresentados os aspectos relacionados à calibração do equipamento, determinação de grupos pontuais e de minerais não-cúbicos e as principais fontes de erro. No final do capítulo descreve-se em detalhe o processo de preparação e polimento das amostras, visto que o mesmo é extremamente importante na aquisição de padrões adequados de EBSD. Além disso, descrições de detalhe de preparação de amostras para qualquer tipo de técnica em geologia dificilmente são encontradas na literatura, o que pode tornar essa descrição mais uma contribuição para futuros usuários da mesma metodologia.

Capítulo 4 – Esse capítulo contém a análise detalhada de uma dobra com linha de charneira orientada paralelamente à lineação de estiramento na região de Saas Fee, nos Alpes Internos do Oeste. Como na maioria das situações semelhantes à essa, as observações de campo geralmente são raras e pouco informam sobre a história evolutiva dessas estruturas. Dessa maneira, foi realizado um estudo de detalhe da orientação preferencial de quartzo e moscovita ao longo dessa dobra, através da técnica de EBSD/MEV. A análise das texturas cristalográficas das cinco

amostras coletadas permitiu a realização de inferências sobre as relações cinemáticas e de idade relativa entre o processo de dobramento e a deformação não-coaxial que gerou as lineações de estiramento, e sobre os mecanismos de dobramento responsáveis pelo desenvolvimento da dobra.

Capítulo 5 – Os moscovita-quartzo milonitos amostrados em torno dessa estrutura não apresentam texturas miloníticas típicas e suas microestruturas indicam a atuação intensa de processos de recristalização dinâmica envolvendo tanto a rotação de subgrãos como a migração de limites de grão. A análise detalhada do grau de desorientação entre pares de cristais vizinhos e selecionados aleatoriamente em duas das cinco amostras estudadas no Capítulo 4, juntamente com a descrição das microestruturas observadas e os dados de orientação cristalográfica, permitiram a identificação dos tipos de limites entre cristais de quartzo e suas possíveis orientações nessas rochas. Nesse capítulo é discutido igualmente como o desenvolvimento de microestruturas internas dos cristais, como as maclas Dauphiné em cristais de quartzo, podem auxiliar na diminuição inicial do tamanho de grão de tectonitos ricos nesse mineral e no desenvolvimento de limites de grãos com orientações paralelas aos eixos- c de quartzo.

Capítulo 6 – A análise completa da trama cristalográfica dos moscovita-quartzo milonitos, associada as constantes elásticas desses minerais e suas proporções modais relativas em cada uma dessas cinco amostras, permitiram a determinação das constantes elásticas dos agregados como um todo e conseqüentemente, o cálculo das velocidades de ondas sísmicas e suas anisotropias. Esse estudo demonstrou o efeito ocasionado pelas orientações preferenciais desses agregados nas propriedades sísmicas dos monocristais. Além disso, foi possível demonstrar as relações dessas propriedades com as formas cristalinas desses dois minerais, com o sistema de referência das amostras e como a presença de dobras pode influenciar nas direções de propagação dessas ondas P e S. Na parte final desse capítulo é apresentada uma breve discussão sobre como os limites de grão dessas rochas poderiam influenciar na anisotropia sísmica dos agregados.

Capítulo 7 – Esse capítulo apresenta o resultado de simulações das propriedades sísmicas anisotrópicas em três das cinco amostras analisadas no Capítulo 6, a partir de mudanças na composição modal desses agregados, partindo-se sempre de um membro inicial com 100% de

quartzo e chegando-se a um membro final com 100% de moscovita. Os resultados serviram para demonstrar o efeito progressivo nas propriedades sísmicas anisotrópicas da adição de moscovita e conseqüente subtração de quartzo, tanto em relação às magnitudes dessas velocidades e anisotropias quanto em relação às suas direções de propagação preferenciais. Além disso, foi determinado qual o efeito da adição progressiva de moscovita nas velocidades das ondas sísmicas e suas influências nos coeficientes de Poisson e de reflectividade.

Capítulo 8 – As principais conclusões do trabalho são sumarizadas no Capítulo 8.

CAPÍTULO DOIS

ORIENTAÇÕES CRISTALOGRÁFICAS & PROPRIEDADES SÍSMICAS ANISOTRÓPICAS

“Although nature commences with reason and ends in experience, it is necessary for us to do the opposite, that is, to commence with experience and from this to proceed to investigate the reason.”

Leonardo da Vinci (1452-1519)

Capítulo 2

Orientações cristalográficas e propriedades sísmicas anisotrópicas

2.1 Introdução

O objetivo do presente capítulo, primeiramente, é apresentar uma breve revisão dos conceitos básicos sobre a formação de orientações cristalográficas, em geral, e dos processos mecânicos responsáveis pelo desenvolvimento das mesmas. Em seguida, expõe-se uma discussão de maior detalhe sobre as orientações cristalográficas preferenciais de quartzo, bem como sobre a influência das mudanças de diversas variáveis (temperatura, condições de deformação, tipo de fluxo, etc) nas mesmas. Também é apresentada uma breve revisão geral sobre as orientações preferenciais de micas que, sendo minerais menos estudados, são tratados superficialmente nessa revisão. Por último, discute-se como esses dados de orientação preferencial podem ser utilizados na determinação das propriedades sísmicas anisotrópicas de agregados policristalinos. Optou-se por não se fazer uma discussão sobre os defeitos intracristalinos e sobre os processos materiais atuantes durante a deformação de rochas. Ambos são amplamente discutidos na literatura atual, tornando desnecessária sua discussão aqui. Contudo, sugere-se os livros de Nicolas & Poirier (1976), Poirier (1985), Nicolas (1987), Hatcher (1994) e Passchier & Trouw (1996) para os leitores com maior interesse nos respectivos assuntos.

2.2 A formação de orientações cristalográficas preferenciais

Agregados policristalinos mono ou poliminerálicos deformados em condições que favoreçam a deformação intracristalina geralmente desenvolvem orientações preferenciais da rede cristalina de um ou mais minerais. A orientação preferencial da rede (OPR) em minerais planares (*e.g.* micas) e fortemente prismáticos (*e.g.* anfibólios, sillimanitas) pode ser facilmente caracterizada, respectivamente, pela presença de foliações e lineações em rochas deformadas.

Contudo, em minerais cujas razões axiais entre os eixos cristalinos principais não são tão desiguais (*e.g.* quartzo, calcitas, feldspatos, olivinas), essas relações podem não ser tão evidentes.

O desenvolvimento de OPRs pode ter origem na rotação mecânica de elementos tabulares e/ou alongados presentes na rocha, bem como na transferência de soluções, no crescimento mimético e/ou orientado de minerais pela atuação de um campo tensional aplicado no material (*e.g.* Tullis & Wood 1975, Hobbs *et al.* 1976; den Brok & Spiers 1991). Muitos desses processos são controlados pelas relações axiais que os minerais apresentam em relação ao campo tensional aplicado ao agregado durante a deformação. Esse fato induz o crescimento ou rotação mecânica das fases minerais de forma que as relações entre os eixos cristalinos e os eixos do elipsóide de deformação finita sejam coerentes. No entanto, em minerais com relações axiais pouco discrepantes, a formação das orientações cristalográficas se dá por processos de arraste de deslocamentos, deslizamentos intracristalinos e, em certos casos, pela recristalização (Tullis *et al.* 1973; Tullis 1977; Schmid & Casey 1986; Urai *et al.* 1986; Law 1990; Jessell & Lister 1990; Hirth & Tullis 1992; Gleason *et al.* 1993, entre outros). Inicialmente, as orientações formadas pelo arraste de deslocamentos eram imaginadas como resultado de distorções da rede cristalina geradas a partir das formas iniciais dos cristais pela ação de um determinado campo tensional (*e.g.* Sander 1930). No entanto, foi Schmidt (1925) que também sugeriu a hipótese da formação das OPRs através de deslizamentos intracristalinos, que ocorreriam paralelamente às direções de maior grau de empacotamento dos átomos de Si, no caso em cristais de quartzo. Posteriormente, Taylor (1938), Bishop & Hill (1951) e Bishop (1954) desenvolveram as bases teóricas do desenvolvimento de orientações cristalográficas preferenciais através dos sistemas intracristalinos de deslizamento.

Como sugerido por Hobbs *et al.* (1976), os processos de deslizamentos intracristalinos em cada um dos minerais constituintes de uma rocha, conseqüentemente, resultam na deformação desses minerais. Entretanto, as relações entre os eixos cristalográficos dos monocristais de cada um desses minerais devem permanecer inalteradas. Dessa forma, medindo-se orientação preferencial de um determinado número de cristais dentro do sistema de referência da amostra, a distribuição dessas medidas pode até ser incoerente geologicamente, porém não poderá ser cristalograficamente antagônica. Assim, discrepâncias do tipo “eixo- $\langle c \rangle$ do quartzo altamente oblíquo em relação ao seu plano basal” não serão observadas.

O desenvolvimento de orientações preferenciais pode ser melhor entendido analisando-se a cinemática do processo, como sugerido por Hobbs (1976). Em um dado volume de rocha sob a atuação de um determinado campo tensional com uma componente de cisalhamento simples atuante, cada cristal possuirá uma *vorticidade* com o elipsóide de incremento de deformação. Isso significa que a cada momento da deformação, os eixos externos dos cristais do agregado possuirão uma relação angular com os eixos do elipsóide de deformação para aquele instante, tendendo-se a se alinharem uns com os outros. Como esse elipsóide age sob o comportamento de uma componente rotacional, a cada momento ele estará em uma posição diferente e, portanto a cada instante da deformação a quantidade de rotação necessária (*vorticidade*) para que os eixos dos cristais se alinhem a ele será diferente. Contudo, a relação entre o elipsóide de incremento da deformação e os eixos cristalográficos desses minerais é geralmente diferente. Assim, para que a relação entre o elipsóide de deformação e o sistema de referência externo dos cristais não seja alterada, é necessário que haja o alinhamento preferencial dos eixos cristalográficos de cada um dos minerais. Dessa maneira, a distribuição das orientações preferenciais dos eixos e planos cristalográficos segue padrões controlados por condições de temperatura, forma do elipsóide de deformação, *taxas de strain* e quantidade de rotação nas quais a deformação ocorre, dando origem o fortes orientações cristalográficas preferenciais (Fig. 2.1).

A formação de orientações cristalográficas por arraste de deslocações se dá através dos laços de deslocações, que são planos de conexão entre as deslocações em cunha e parafuso, representando, cristalograficamente, os *planos de deslizamento intracristalinos* (Nicolas & Poirier 1976; Poirier 1985; Nicolas 1987). A propagação dos laços de deslocações por todo o cristal é responsável pelo desenvolvimento de deformações permanentes e pela formação de sua direção preferencial marcada pelo vetor de Burgers (representando a *direção de deslizamento intracristalino*). Essas são as duas variáveis utilizadas para a descrição de um *sistema de deslizamento*.

A ativação dos diferentes sistemas de cisalhamento atuantes nos minerais é controlada pela relação de orientação entre as formas cristalinas, pelo campo tensional aplicado e pela tensão cisalhante crítica resultante (TCCR - ou *critical resolved shear stress*). A TCCR é a tensão de cisalhamento necessária para iniciar o deslizamento intracristalino de um determinado plano em um mineral virtualmente livre de impurezas e estruturalmente perfeito (Fig. 2.2). Essa tensão é

constante para cada tipo de mineral em um determinado intervalo de temperatura, diminuindo de valor com o progressivo aumento de temperatura (Hobbs 1985 – Figs. 2.2 e 2.3).

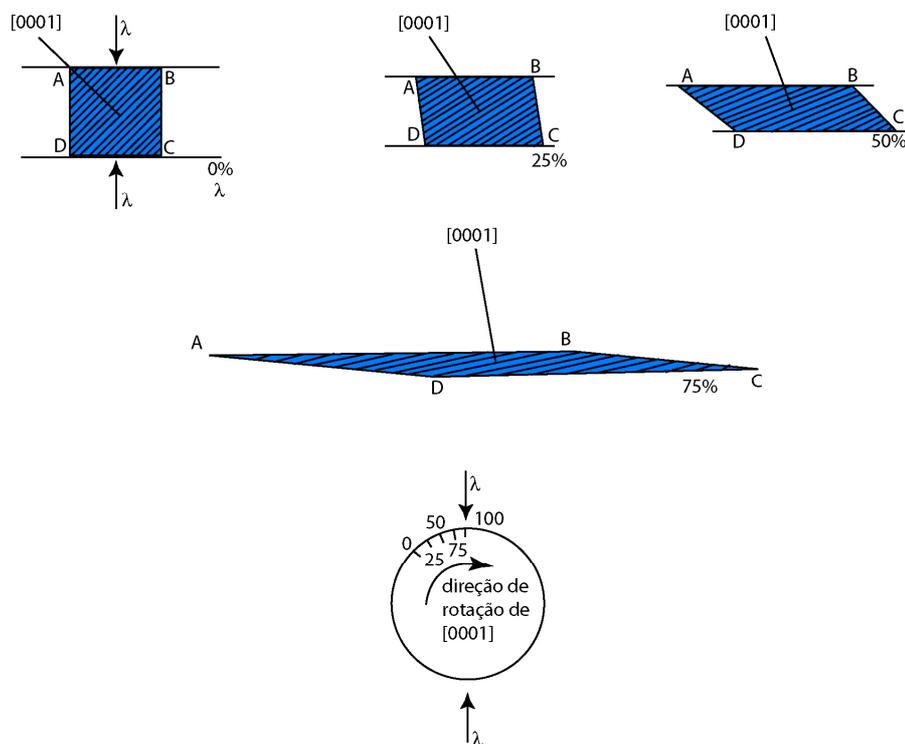


Figura 2.1 – Desenho esquemático mostrando o princípio básico da formação de uma orientação cristalográfica pelo deslizamento intracristalino. As linhas oblíquas dentro do cristal ABCD representam a orientação esquemática de um eixo-*c* de quartzo deformado por achatamento cuja tensão principal é vertical. Observar o cisalhamento gerando a forma externa do cristal e o comportamento dos eixos-*c* internos em relação à deformação progressiva do material. Modificado de Hobbs *et al.* (1976).

Segundo Paterson (1969), para uma rocha em uma determinada condição de *strain* manter a coesão entre os cristais e ter essa deformação distribuída homogeneamente pelo volume de material, são necessários cinco sistemas de deslizamento intracristalino independentes e ativos em cada cristal (Fig. 2.5). Essa condição, conhecida como *condição de von Hise*, pode ser explicada porque geralmente a deformação acomodada por deslizamentos intracristalinos não implica em mudanças bruscas no volume de material deformado. Essa deformação homogênea é descrita através da equação 2.1

$$\begin{pmatrix} e_{11} & e_{12} & e_{13} \\ e_{21} & e_{22} & e_{23} \\ e_{31} & e_{32} & e_{33} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

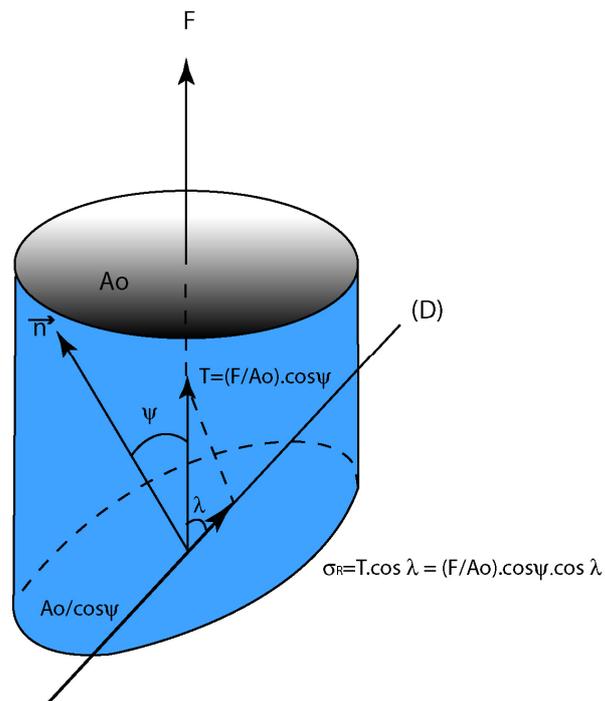


Figura 2.2 – Figura esquemática mostrando o efeito do esforço cisalhante resultante (σ_R) em um cristal. A letra **n** refere-se a linha perpendicular ao plano de deslizamento, enquanto **D** é a direção de deslizamento e **F** é o eixo de compressão de um monocristal com formato cilíndrico. Modificado de Nicolas & Poirier (1976).

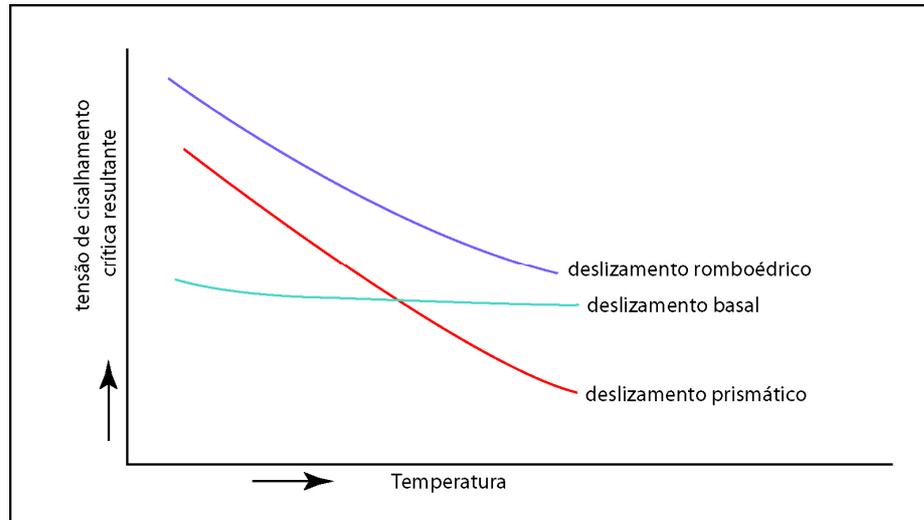


Figura 2.3 – Gráfico esquemático mostrando o efeito do aumento de temperatura na diminuição da tensão cisalhante crítica resultante para diferentes sistemas de deslizamento em um cristal de quartzo. Observar o comportamento não linear dessa diminuição de cada um dos sistemas. Adaptado de Blacic (1975) e Hobbs *et al.* (1972).

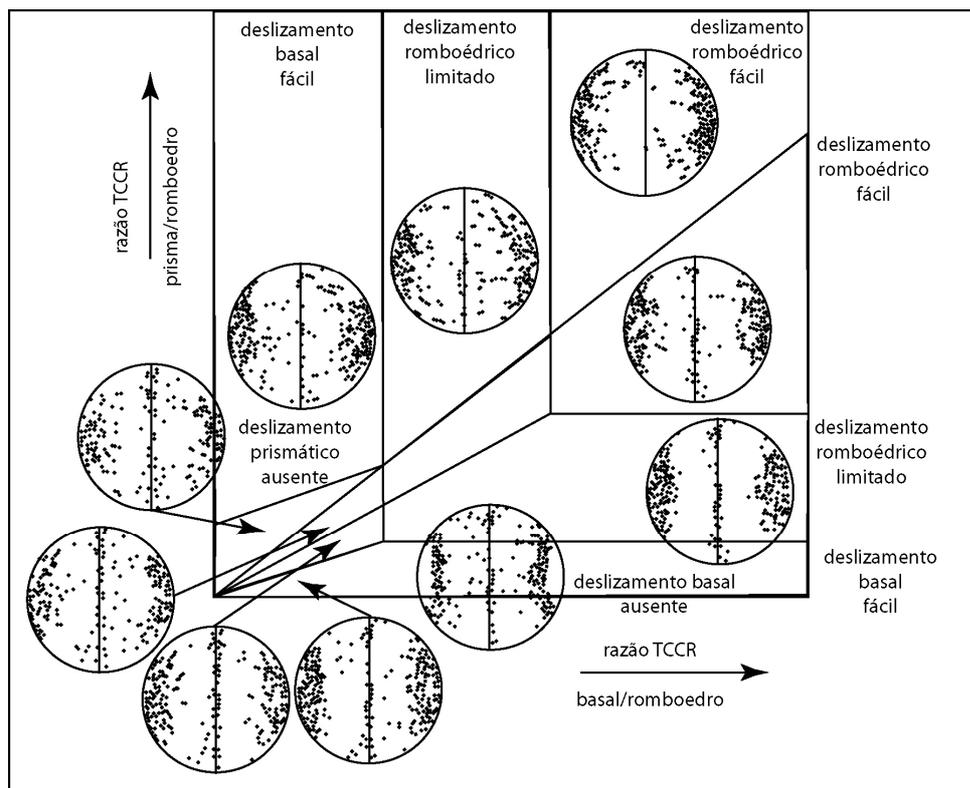


Figura 2.4 – Figura esquemática mostrando a distribuição de eixos-⟨c⟩ em um diagrama de transição para três conjuntos de sistemas de deslizamento: **prismático-⟨a⟩**, **basal-⟨a⟩** e **romboédrico-⟨c+a⟩** através de encurtamento uniaxial horizontal. Modificado de Lister & Hobbs (1980).

onde a diagonal principal refere-se ao comprimento relativo entre os eixos do elipsóide de incremento de deformação e os outros elementos da matriz referem-se aos ângulos que esses eixos fazem entre si. Seis desses elementos são simetricamente relacionados ($e_{12} = e_{21}$; $e_{13} = e_{31}$; $e_{23} = e_{32}$), o que resulta então em seis elementos que são utilizados para a descrição de uma deformação isovolumétrica. Como apenas 5 desses são independentes em uma escala infinitesimal, é necessário um sistema de deslizamento para acomodar cada um desses componentes de incremento de *strain*, resultando na idéia de cinco sistemas de deslizamento ativos (Paterson 1969; Hobbs *et al.* 1976).

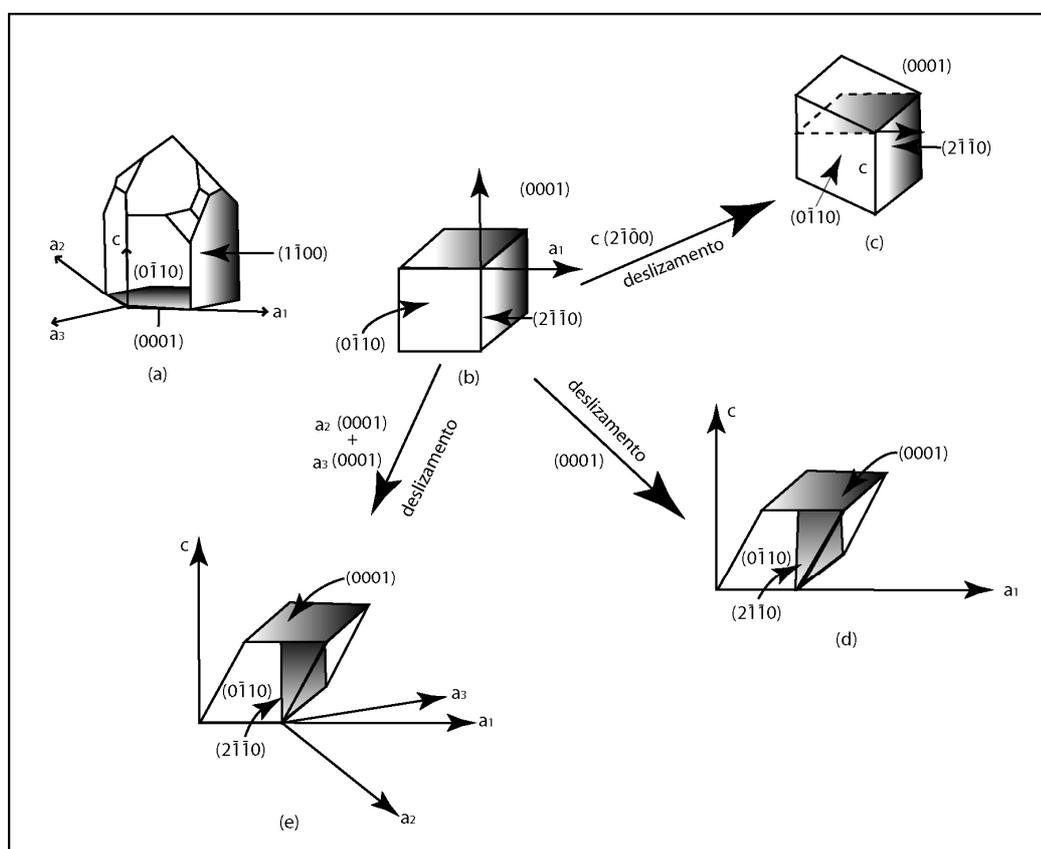


Figura 2.5 – Figura esquemática mostrando o conceito de sistema de deslizamento independente, onde (a) representa a cristalografia de um cristal de quartzo- α , enquanto em (b) observa-se um cubo de quartzo cujas faces estão indicadas na figura. Na figura (c) o mesmo cubo é distorcido pelo deslizamento em (2-1-10), formando um paralelepípedo com faces (2-1-10), (0-110) e outro plano que não rotaciona. A figura (d) mostra o cubo de (b) distorcido pelo deslizamento ao longo de (0001), formando um paralelepípedo com faces (0001), (0-110) e uma terceira face sem rotação. A figura (e) mostra o cubo (b) deformado pelo deslizamento simultâneo paralelo a a_3 e a_2 (0001). Esse último paralelepípedo é idêntico àquele produzido na figura (d). Extraído de Hobbs *et al.* (1976).

A formação de orientações cristalográficas preferenciais é dependente de uma série de fatores que contribuem em maior ou menor escala para o desenvolvimento das mesmas. Esses fatores são (Schmid 1994; Passchier & Trouw 1996):

- (i) Os sistemas de deslizamentos intracristalinos ativos e suas importâncias relativas no desenvolvimento das orientações cristalográficas;
- (ii) As relações entre os planos e eixos cristalinos com o elipsóide de deformação finita e com o elipsóide de incremento de deformação. Essas relações serão importantes na determinação dos tipos de padrões a serem encontrados (*e.g.* constrição; *strain* plano). A rotação durante a deformação progressiva irá determinar quais os sistemas de deslizamento tenderão a se alinhar com quais eixos dos elipsóides de deformação;
- (iii) O efeito da recristalização dinâmica nas orientações cristalográficas. Esse assunto ainda é alvo de bastante especulação por não se saber ao certo qual o papel exato dos processos de recuperação na formação e/ou manutenção de orientações preferenciais. Alguns estudos demonstraram que essas são enfraquecidas sob a atuação de recristalização, enquanto outros concluem justamente ao contrário. Contudo, quantificar esses processos em rochas deformadas naturalmente é praticamente impossível, sendo somente simulações matemáticas e experimentais capazes de fornecer respostas geologicamente plausíveis (*e.g.* Jessell 1988; Gleason *et al.* 1993, entre outros)
- (iv) Em muitos minerais gerados a partir da precipitação de soluções, as taxa de crescimento são controladas pelas direções cristalográficas. Dessa forma formam-se orientações cristalográficas preferenciais (den Brok & Spiers 1991; Bons & den Brok 2000).

2.3 O desenvolvimento de orientações cristalográficas em quartzo

De todos os minerais, o quartzo é de longe o que tem recebido maior atenção em relação aos seus aspectos deformacionais. O quartzo é uma fase mineralógica bastante importante em todo o perfil da crosta, ocorrendo em diferentes proporções modais nos mais variados tipos de

rocha. Esse fato, torna-o um importante controlador reológico relativo de deformação de diversos tipos de rocha, mesmo em condições de temperaturas relativamente baixas. Além disso, o papel desempenhado pela água na estrutura cristalina do quartzo tem sido extensivamente estudado. Sua ocorrência no interior da estrutura desse mineral faz com que o mesmo apresente comportamentos variados. Indicações baseadas em estudos experimentais demonstram que a presença de água é continuamente envolvida no processo de formação ou quebra das ligações entre Si e O (*e.g.* Griggs & Blacic 1965; McLaren *et al.* 1967) e possui um papel importante nos processos de amolecimento químico, na recristalização e na diminuição da velocidade de propagação de fraturas em quartzo e silicatos em geral (*e.g.* Hobbs 1968; Atkinson *et al.* 1987). Contudo, seu papel mais importante é o de facilitador do fluxo de deslocamentos em monocristais e agregados policristalinos silicáticos em geral (Griggs & Blacic 1964; Blacic 1972; Tullis & Yund 1989; Karato *et al.* 1986, entre outros). Se a fugacidade de água é um parâmetro importante na movimentação dos defeitos intracristalinos, então é de se esperar que possua também um efeito indireto na formação de orientações cristalográficas.

A deformação plástica em rochas ricas em quartzo faz com que a rede cristalina desse mineral não possua uma distribuição aleatória, mas seja organizada de forma que seus planos e eixos cristalinos corroborem às condições de deformação aplicadas em determinado volume de rocha. O desenvolvimento de OPRs (ou textura, como referido por alguns autores) é bastante comum em rochas quartzosas deformadas e recristalizadas dinamicamente. Os padrões de organização de seus planos e eixos cristalográficos podem ser subdivididos em cinco grupos principais, como apresentados na Figura 2.6 (*e.g.* Schmid & Casey 1986). Cada um desses grupos possui uma história deformacional diferente, que é dependente das condições de fluxo a que essas rochas foram submetidas, das temperaturas de deformação, do tipo e quantidade de *strain* aplicado e da presença/ausência de fluidos. Segundo Law (1990), as OPRs podem ser utilizadas para inferências do tipo (i) deformação coaxial X deformação não coaxial; (ii) sentido de cisalhamento local; (iii) forma do elipsóide de strain finito; (iv) temperatura atuante durante a formação de determinada orientação preferencial; (v) mecanismos de deformação responsáveis pela formação dessas OPRs; (vi) determinação dos sistemas de deslizamento ativos e (vii) indicações de paleo-tensões aplicadas a essas rochas. Assim, torna-se necessária uma discussão a respeito dos fatores responsáveis pela formação das orientações cristalográficas, seu reflexo nos padrões de OPRs e a influência de fatores externos.

2.3.1 Fluxo de deslocações e o desenvolvimento de OPRs em quartzo

O desenvolvimento de orientações cristalográficas preferenciais devido à deformação plástica atuante é baseado principalmente na ativação dos sistemas de deslizamento. Nesse caso, a tensão aplicada em um cristal é acomodada pelo fluxo de deslocações em direção a determinados planos cristalinos, fazendo com que os cristais mudem de forma. Assim, interações com os cristais vizinhos visando a acomodação da deformação fazem com que as redes cristalinas dos minerais sofram rotações em relação ao campo tensional (Fig. 2.1) ocasionando o alinhamento de determinadas formas cristalinas em certas posições em relação a esse campo tensional.

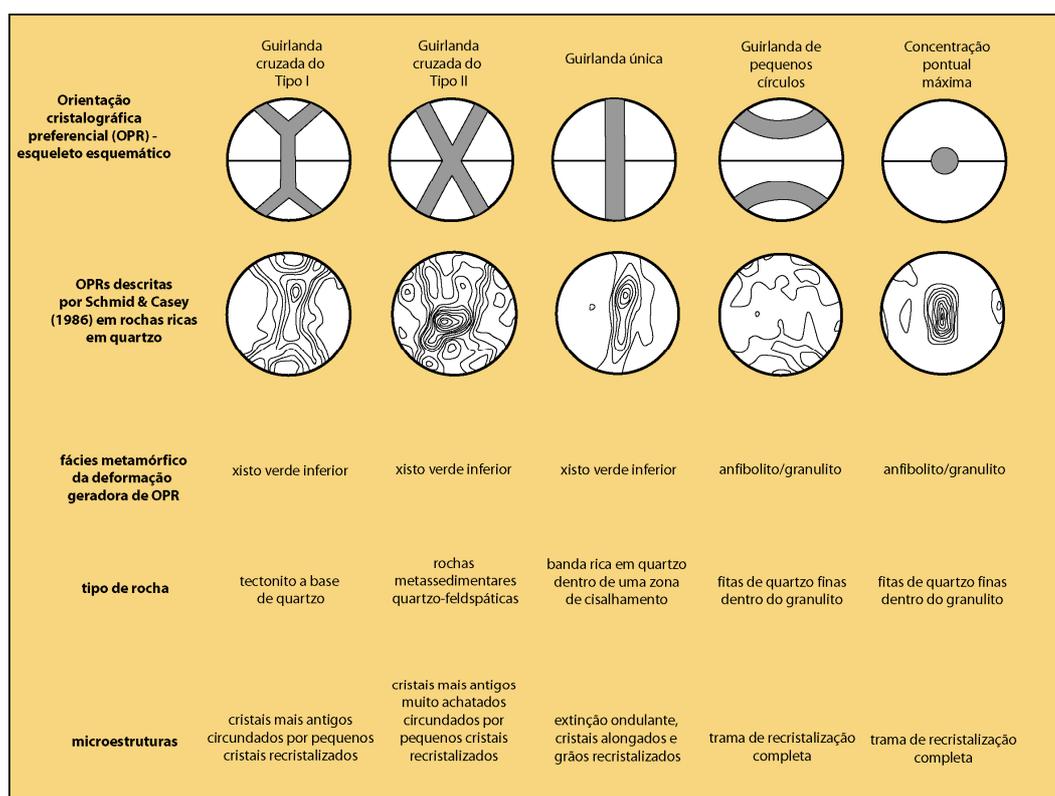


Figura 2.6 – Figura ilustrativa dos padrões de distribuição de eixos- $\langle c \rangle$ mais comuns encontrados e seus correspondentes naturais em rochas ricas em quartzo, cujas orientações foram medidas com o auxílio de um goniômetro de textura. Dados resumidos a partir de Schmid & Casey (1986).

A partir de dados experimentais, Tullis *et al.* (1973) foram alguns dos primeiros autores a demonstrarem que esse processo é o responsável pela reorientação de cristais mais antigos de quartzo em condições de deformação, também verificando o reflexo dessas rotações nas orientações cristalográficas.

Vários sistemas de deslizamento são mostrados na tabela 2.1 e foram descritos a partir de dados experimentais observados em diferentes escalas (*e.g.* Morrison-Smith *et al.* 1976; Lister *et al.* 1978). Dentre essas observações, destaca-se: (i) determinação dos vetores de Burgers, (ii) determinação dos planos nos quais as deslocações se propagam e (iii) indicação das rotações da rede cristalina em domínios com extinção ondulante e/ou bandas de deformação. Os sistemas de deslizamento mais comuns nos cristais de quartzo são aqueles que usam os eixos- $\langle a \rangle$, $\langle c \rangle$ ou o vetor $\langle c+a \rangle$ como direção de deslizamento principal e os planos basais (0001), prismas de primeira ordem $m \{10\bar{1}0\}$, prismas de segunda ordem $a \{11\bar{2}0\}$ e romboedros $r \{10\bar{1}1\}$ e $z \{01\bar{1}1\}$ atuando como os planos de deslizamento intracristalinos principais.

2.3.2 A influência da temperatura no desenvolvimento das orientações cristalográficas

A determinação do tipo de sistema de deslizamento a ser ativado em um cristal depende de fatores como o fator de Schmid, a tensão cisalhante crítica resultante e das condições de temperatura para ativação. Para a iniciação de um deslizamento em determinado plano cristalino, é necessário que a tensão cisalhante resultante exceda a TCCR para uma dada condição de temperatura, e no geral essa tensão diminui com a ação de temperaturas mais elevadas (*e.g.* Hobbs 1972). Por exemplo: em cristais de quartzo, o deslizamento basal na direção $\langle a \rangle$ é mais fácil de ocorrer do que na direção prismática $\langle a \rangle$, em condições de baixas temperaturas. Já em condições de altas temperaturas a situação é inversa. Modelos como os apresentados na Figura 2.3 mostram que essa relação de importância entre os diferentes sistemas de deslizamento em determinadas condições de temperatura podem ter um efeito marcante no tipo e na intensidade do desenvolvimento das orientações preferenciais (*e.g.* Lister & Paterson 1979).

Dados sobre os valores absolutos da tensão cisalhante crítica resultante para cristais de quartzo são bastante escassos (*e.g.* Baëta & Ashbee 1969) e sua utilização para previsão das resistências relativas dos sistemas de deslizamento em condições geológicas é bastante duvidosa, pois tais valores foram determinados em cristais sintéticos de quartzo (ao invés de cristais naturais) em condições de pressão ambiente e taxas de *strain* muito altas ($>10^{-5} \text{ s}^{-1}$). Dessa forma, os dados de TCCR relativos para cada sistema de deslizamento são escolhidos de modo a produzir orientações cristalográficas tanto como as encontradas nos experimentos de deformação experimental, quanto em rochas deformadas naturalmente (*e.g.* Lister *et al.* 1978; Lister & Hobbs 1980; Kunze 1991; Takeshita *et al.* 1999).

2.3.3 O tipo de fluxo e o desenvolvimento de orientações cristalográficas

A partir do estudo de orientações cristalográficas preferenciais, é possível também determinar o tipo de *strain* ao qual um cristal ou um agregado policristalino de quartzo foi submetido, como mostra a Figura 2.7. Nessa figura, são apresentados diagramas de pólo para orientações cristalográficas geradas por fluxo de deslocamentos em um modelo numérico baseado na análise de Taylor-Bishop-Hill (Lister *et al.* 1978; Lister & Hobbs 1980). Essas OPRs teóricas são verificadas tanto em rochas deformadas experimentalmente (*e.g.* Tullis *et al.* 1973; Tullis 1977; Gleason *et al.* 1993) quanto em quartzitos deformados naturalmente (*e.g.* Price 1985; Schmid & Casey 1986). Em condições de compressão ou extensão uniaxial, os eixos- $\langle c \rangle$ distribuem-se ao longo dos pequenos círculos da rede estereográfica, perpendiculares ao plano de foliação do sistema de referência (foliação E-W vertical, paralela ao plano XY e lineação horizontal E, paralela a X). Em condições de *strain* plano, essas guirlandas de pequeno círculo são interconectadas por uma guirlanda reta central em Y, produzindo uma guirlanda cruzada do tipo I (*cf.* Schmid & Casey 1986). Já guirlandas cruzadas do tipo II, desenvolvem-se no campo constricional do diagrama de Flinn. Orientações de eixos- $\langle c \rangle$ paralelas ou subparalelas ao eixo-Y do sistema de referência não foram demonstradas nos modelos de Lister *et al.* (1978) e Lister & Hobbs (1980), mas são características de rochas deformadas em condições de fácies anfíbolito superior a granulito, como demonstrado por Schmid & Casey (1986) e Jessell & Lister (1990).

2.3.4 Condições de strain e o desenvolvimento de orientações cristalográficas

Teoricamente, o aumento do strain em condições de fluxo e temperatura estáveis é capaz de tornar o padrão de orientação cristalográfica mais evidente, sem fazer com que o tipo geral da distribuição dos eixos cristalográficos mude significativamente. Entretanto, em muitos quartzitos deformados naturalmente, o que se observa é uma transição espacial de padrões de guirlandas cruzadas para guirlandas únicas assimétricas, refletindo diretamente num aumento das condições não coaxiais da deformação (Fig. 2.8). O limite dessa transição então, marcaria o strain finito geral no qual orientações desfavoráveis para a continuação da deformação são progressivamente substituídas por orientações mais propícias. Isso ocorre, principalmente, pela ação da recristalização, facilitando assim a acomodação da deformação. Esse tipo de transição também é previsto em modelos numéricos (*e.g.* Etchecopar & Vasseur 1987; Jessell 1988; Jessell & Lister 1990) e experimentais (*e.g.* Dell'Angelo & Tullis 1989 e na Fig. 2.8), sendo ligeiramente diferente daquele observado em rochas deformadas naturalmente.

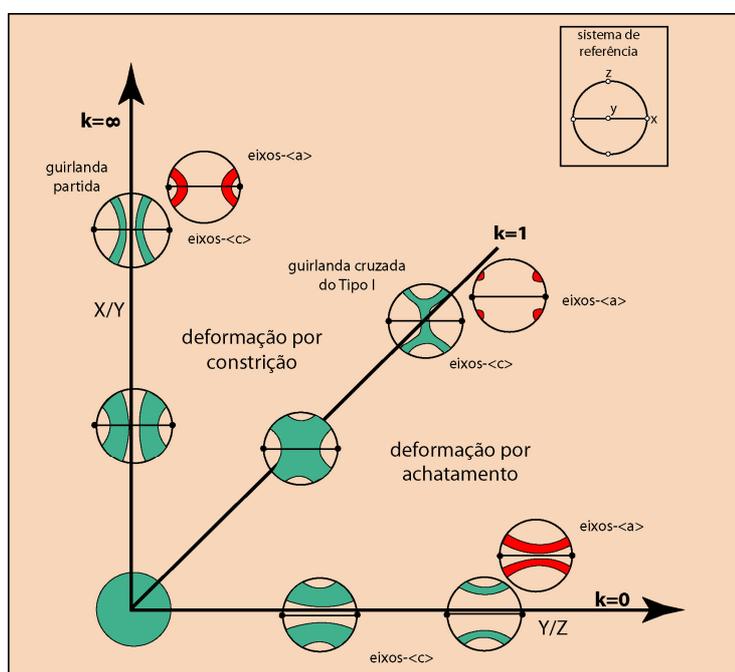


Figura 2.7 – Figura esquemática do diagrama de Flinn mostrando as relações teóricas (deformação coaxial) entre a forma do elipsóide de deformação e a distribuição de eixos $\langle c \rangle$ e eixos $\langle a \rangle$ em cristais de quartzo. Modificado a partir de Lister & Hobbs (1980), Schmid & Casey (1986) e Passchier & Trouw (1996).

<i>Autor</i>	<i>Material</i>	<i>Microestruturas</i>	<i>Condições</i>	<i>Sistemas de deslizamento identificados</i>	<i>Método de identificação</i>
<i>Christie et al. 1964</i>	Cristais de quartzo $\perp\{r\}$ $//\langle o+\rangle$	Bandas de deslizamento na superfície Lamelas de deformação basal	T=500-700°C Pc=20kbar t=23-38 min. $\epsilon=1-10\%$	Basal $\langle a \rangle$	Ótico (linhas de deslizamento e lamelas de deformação)
<i>Bařta & Ashbee 1969</i>	Cristais sintéticos de quartzo $\perp\{r\}, \perp\{m\}$ $//\langle a \rangle, //\langle c \rangle$ $//\langle o+\rangle$ 70° p/ $\langle c \rangle$ 30° p/ $\langle a \rangle$	Linhas de deslizamento	T=500-700°C Pc=20kbar t=23-38 min. $\epsilon=1-10\%$	Basal $\langle a \rangle$; Prismático $\langle a \rangle$; Prismático $\langle c \rangle$; $\{a\}\langle c \rangle$; Prismático $\langle a+c \rangle$; Romboédrico $\langle a \rangle$; Romboédrico $\langle a+c \rangle$	Ótico (linhas de deslizamento)
<i>Ardell et al. 1974</i>	Cristais de quartzo naturais e sintéticos $\perp\{r\}$		T=700-1000°C Pc=atmosf. t=??? $\epsilon=10^{-3}-10^{-5}s^{-1}$	B= $\langle a \rangle$ B= $\langle c \rangle$	Microscópio Eletrônico de Transmissão (vetor de Burgers)
<i>Twiss 1974</i>	Cristal sintético de quartzo $\perp\{r\}$	Bandas de deslizamento	Natu/Sinté. T=750/500°C Pc=5/2-5 kbar t=??? $\epsilon=1-7 \times 10^{-6}s^{-1}$	Prismático $\langle a \rangle$; Prismático $\langle c \rangle$	Microscópio Eletrônico de Transmissão (orientação das bandas de deslizamento)
<i>Blacic 1975</i>	Cristais de quartzo naturais e sintéticos $\perp\{r\}$ $//\langle o+\rangle$	Bandas de deformação; Lamela de deformação basal; Lamela de deformação prismática	T=600-800°C Pc=1.3-7 kbar t=???. $\epsilon=8 \times 10^{-6}s^{-1}$	Basal $\langle a \rangle$; Prismático $\langle c \rangle$; $\{a\}\langle c \rangle$	Ótico (bandas e lamelas de deformação)
<i>Morris on-Smith et al. 1976</i>	Cristais sintéticos de quartzo $\perp\{r\}$	Bandas de deformação basal; Bandas de deformação prismática; Extinção ondulante; Lamela de deformação romboédrica; Lamela de deformação prismática; Bandas indeformadas	T=475-900°C Pc=3kbar t=23-38 min. $\epsilon=10^{-5}s^{-1}$	Basal $\langle a \rangle$; Prismático $\langle a \rangle$; Prismático $\langle c \rangle$; $\{a\}\langle c \rangle$; Prismático $\langle a+c \rangle$; Romboédrico $\langle a \rangle$	Microscópio Eletrônico de Transmissão (vetor de Burgers)

Tabela 2.1 – Resumo dos dados de estudos experimentais com diagnóstico de sistemas de deslizamento ativos durante a deformação, onde **T**=temperatura, **Pc**=pressão confinante, **t**=tempo do experimento e ϵ =taxa de strain e **b**=vetor de Burgers. É importante lembrar que os cristais sintéticos de quartzo possuem aproximadamente 5 vezes mais água que um cristal natural, acarretando em diferenças no comportamento das amostras naturais para àquelas dos experimentos.

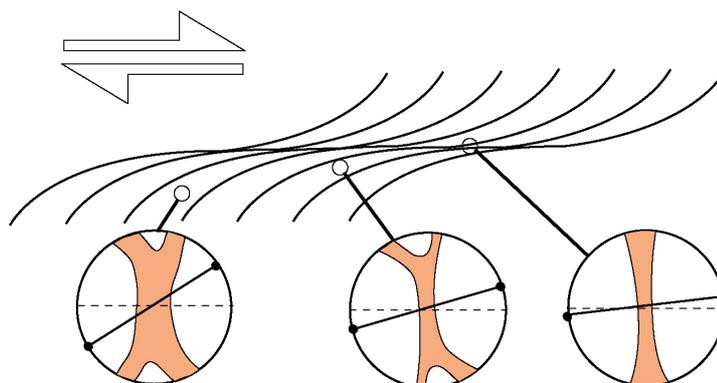


Figura 2.8 – Representação esquemática de uma zona de alta deformação e a interpretação das transições dos dados de eixo- $\langle c \rangle$ de quartzo produzidos em strain plano ($k=1$) com sentido de cisalhamento dextral. A componente de rotação aumenta da esquerda para a direita e a linha tracejada nos estereogramas representa o plano de foliação do sistema de referência. Adaptado de Schmid & Casey (1986) e Passchier & Trouw (1996).

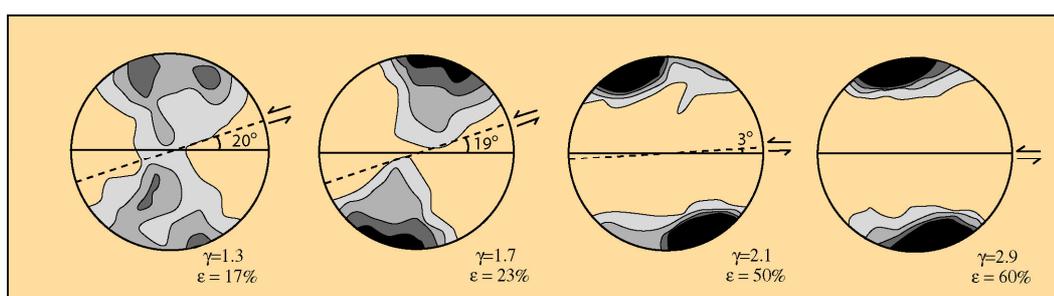


Figura 2.9 – Figuras de pólo de eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo de amostras de quartzito deformadas em uma combinação de cisalhamento com compressão uniaxial por Dell’Angelo & Tullis (1989). A linha horizontal é o plano de foliação do sistema de referência e a linha tracejada representa o limite da zona de cisalhamento (quando a mesma não é coincidente com a foliação). Dados de eixos- $\langle c \rangle$ obtidos através de medidas óticas. Modificado de Dell’Angelo & Tullis (1989).

No trabalho de Dell’Angelo & Tullis (1989), a amostra com menor *strain* mostra cristais achatados, lamelas de deformação, pouca recristalização e uma guirlanda cruzada do tipo I com simetria ortorrômbica em relação ao plano de foliação do sistema de referência. Com um incremento fraco das condições de *strain*, o padrão de orientação preferencial ainda mostra essa mesma simetria (Fig. 2.9 b). O máximo apresenta-se inclinado no sentido oposto ao sentido de cisalhamento, e não simétrico em relação ao plano de foliação, como mostrado na Figura 2.9 a. Com o progressivo aumento do *strain* (Figs. 2.9 c & d), um máximo único fracamente inclinado em relação ao sistema de referência é formado, provavelmente desenvolvido pela rotação dos planos basais do quartzo em direção ao plano de cisalhamento e pela direção de deslizamento

orientada paralelamente à direção de cisalhamento (Burg & Laurent 1978; Wenk & Christie 1991). Como se pode observar, transições entre tramas devido ao aumento progressivo nas condições de deformação de uma rocha ocorre de maneira distinta em experimentos quando comparadas àquelas mudanças observadas na rochas deformadas em condições naturais.

2.3.5 Recristalização dinâmica e o desenvolvimento de orientações cristalográficas

As orientações cristalográficas preferenciais de quartzo mais bem desenvolvidas são geralmente encontradas em quartzitos parcialmente ou totalmente recristalizados dinamicamente. A recristalização dinâmica envolve a formação e/ou migração de limites de grão durante a deformação (Nicolas & Poirier 1976; Poirier 1985; Urai *et al.* 1986) como objetivo principal de diminuir as energias livres internas dos minerais.

O controle exercido pelos processos de recristalização dinâmica no desenvolvimento de orientações cristalográficas preferenciais é um assunto bastante controverso. Uma das principais questões que permanece sem resposta é se o processo responsável pelo desenvolvimento das OPRs em rochas recristalizadas é o mesmo que atua nas rochas não-recristalizadas. Uma comparação entre as tramas cristalográficas feita por Price (1985) entre amostras sem recristalização significativa com rochas completamente recristalizadas demonstrou que as mesmas eram bastante similares. Nessa mesma linha de raciocínio, White (1976) e Lister & Price (1978) mostraram que a recristalização não é tão importante, na maioria dos casos, e que o fluxo de deslocamentos permanece como principal mecanismo de reorientação. Por outro lado, alguns autores sugerem que a migração de limites de grão induzida por *strain* permite o crescimento dos minerais às custas dos cristais vizinhos, resultando em orientações diferentes daquelas formadas exclusivamente pelo alinhamento de deslizamento intracristalinos (*e.g.* Schmid & Casey 1986). Para uma melhor compreensão a esse respeito, serão discutidas as principais abordagens utilizadas no entendimento do papel da recristalização no desenvolvimento de orientações preferenciais.

2.3.5.1 Modelos numéricos sobre o efeito da recristalização dinâmica no desenvolvimento de orientações cristalográficas

A modificação do modelo de Taylor-Bishop-Hill para o fluxo de deslocações, realizada por Jessell (1988 a & b) e Jessell & Lister (1990 – Fig. 2.10) através da incorporação do fator *migração de limites de grão e nucleação de novos grãos (substituindo a rotação de subgrãos)*, indicaram que as orientações preferenciais evoluem progressivamente com a deformação. São formadas primeiramente, guirlandas cruzadas que evoluem para guirlandas únicas e concentrações máximas pontuais, para uma dada geometria e condições de deformação constantes. Os resultados apresentados nesses trabalhos sugerem que a atuação do par recristalização dinâmica com deslizamento de deslocações pode produzir uma variação maior de orientações cristalográficas preferenciais do que aquelas previstas nos modelos que consideram apenas o fluxo de deslocações como a causa para a rotação da rede cristalina (*e.g.* Lister *et al.* 1978). Isso ocorre principalmente pela substituição e ativação de sistemas de deslizamentos favorecidos pelas condições dadas de deformação devido ao efeito da migração dos limites de grão.

2.3.5.2 Dados experimentais de recristalização dinâmica e seu efeito no desenvolvimento de orientações cristalográficas

Gleason *et al.* (1993) exploraram o efeito da recristalização dinâmica na formação de orientações cristalográficas preferenciais em amostras deformadas experimentalmente em três regimes diferentes de fluxo de deslocações (*e.g.* Hirth & Tullis 1992). Esses estudos indicaram que, em temperaturas relativamente baixas e em altas taxas de strain, a recristalização por migração de limites de grão é favorecida e ocorre em porções isoladas nas amostras. O crescimento de cristais é fracamente orientado por deslizamento intracristalino, resultando em uma orientação preferencial de eixos- $\langle c \rangle$ subparalela a σ_1 . Já em condições de temperaturas intermediárias e taxas de *strain* mais baixas, o mecanismo de recristalização dominante é a rotação de subgrãos.

A orientação cristalográfica das porções recrystalizadas é bem semelhante aos cristais não recrystalizados, refletindo o baixo ângulo entre esses cristais e o cristal pai. Em temperaturas ainda mais altas ou em taxas de deformação mais baixas, a rotação de subgrãos é progressivamente substituída pela rápida migração dos limites de grãos, sem o favorecimento de nenhuma orientação cristalográfica em especial (Fig. 2.11). Então, nas condições de mais alta temperatura, as OPRs são novamente similares às porções não-recrystalizadas. Esses resultados são bastante coerentes com as microestruturas observadas na natureza, mas sua extrapolação literal deve ser cuidadosa, principalmente em relação ao material utilizado nos experimentos e à resposta obtida.

Já Hobbs (1968) verificou o efeito da recrystalização dinâmica na orientação cristalográfica em monocristais de quartzo. O autor observou que, nas condições intermediárias de temperatura (regime dois de Hirth & Tullis 1992, Gleason *et al.* 1993), a recrystalização provoca o desenvolvimento de novos grãos cujos eixos- $\langle c \rangle$ se orientam em ângulos variáveis entre 30° e 50° em relação ao cristal encaixante adjacente (resultado semelhante foi obtido por Wheeler *et al.* 2004). Segundo o referido autor, existe um forte controle exercido pela tensão aplicada nesses novos grãos, visto que os eixos- $\langle c \rangle$ também tendem a se alinhar em um ângulo de 50° com σ_1 , não interessando a orientação inicial dos eixos cristalinos no experimento e a quantidade de *strain*.

2.3.5.3 Orientações cristalográficas em rochas recrystalizadas dinamicamente em condições naturais

Um estudo de detalhe sobre a evolução das OPRs em veios quartzosos deformados ao longo de uma zona de cisalhamento com temperaturas variáveis entre 250°C e 700°C foi desenvolvido por Stipp *et al.* (2002). Nesse estudo, as mudanças progressivas de temperatura levaram ao desenvolvimento de microestruturas relacionadas à recrystalização dinâmica como àquelas descritas para os quartzitos deformados experimentalmente por Hirth & Tullis (1992) e Gleason *et al.* (1993) em diferentes condições de temperatura e taxas de *strain*.

Nas condições de temperaturas mais baixas, as orientações cristalográficas são fortemente controladas pelas orientações preferenciais dos retículos dos porfiroclastos, com o desenvolvimento dos máximos de eixos- $\langle c \rangle$ orientados perpendicularmente em relação ao plano

de foliação do sistema de referência. Já em condições variáveis de temperatura entre 440°C e 510°C (± 30), os processos de recristalização dinâmica tornam-se mais pervasivos, sendo controlados pela rotação de subgrãos. Nessas rochas, as orientações preferenciais mostram guirlandas cruzadas ou únicas assimétricas (Fig. 2.12).

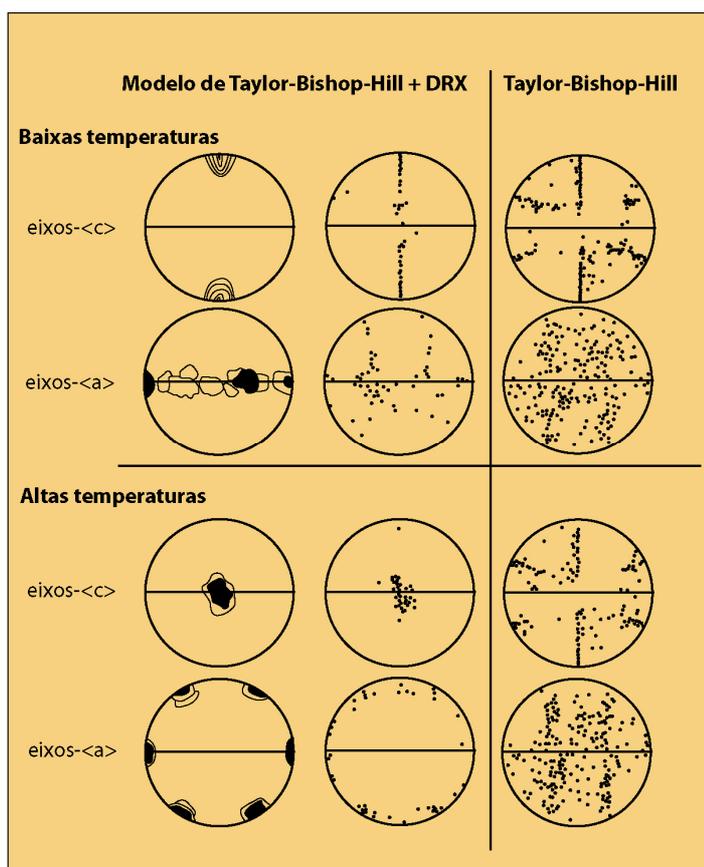


Figura 2.10 – Orientações cristalográficas preferenciais previstas através do modelo de Jessell & Lister (1990) para uma deformação cisalhante igual a 5 demonstrando as diferenças entre as tramas caso a recristalização dinâmica seja um parâmetro adicional. A coluna da esquerda foi contornada de acordo com a concentração e com o tamanho de grão, enquanto a coluna do meio e da direita mostram apenas as orientações dos eixos. Modificado de Jessell & Lister (1990).

O comportamento contrastante entre os padrões de orientação apresentados pelos referidos autores é resultado da rotação progressiva de subgrãos, que parece ser um mecanismo efetivo na geração de novas orientações em condições intermediárias de temperatura. Os porfiroclastos formados em condições de baixas temperaturas com orientações desfavoráveis para o

desenvolvimento de deslizamentos basais são recristalizados primeiramente, favorecendo o enriquecimento de porfiroclastos com deslizamento ao longo desses planos.

Contudo, com o aumento da temperatura, através de deslizamento basal são progressivamente substituídos por cristais recristalizados com deslizamentos prismáticos em $\langle a \rangle$, fazendo com que seus eixos- $\langle c \rangle$ se orientem paralelamente ao eixo Y do sistema de referência (Fig. 2.12) (Schmid *et al.* 1981; Mainprice *et al.* 1986; Kruhl 1996).

Fenocristais de quartzo achatados e recristalizados totalmente por mosaicos de novos grãos foram estudados por Shelley (1971). Esses novos cristais recristalizados não possuem microestruturas internas, como extinção ondulante ou subgrãos, e a distribuição da orientação de seus eixos- $\langle c \rangle$ formam guirlandas cruzadas do tipo II com ângulos de abertura de aproximadamente 40° em todas as amostras analisadas. Segundo o referido autor, essa orientação estável, mesmo em condições de deformação contrastantes, pode ser explicada pelo desenvolvimento de novos cristais devido exclusivamente ao crescimento dos mesmos através de novas nucleações, como demonstrado por den Brok & Spiers (1991) em quartzitos deformados experimentalmente.

O processo de recristalização por rotação de subgrãos parece ser o mais influente na preservação/desenvolvimento de orientações cristalográficas preferenciais. No geral, os novos grãos formados por esse processo possuem os mesmos eixos de rotação que aqueles dos cristais precursores desses novos grãos. Caso haja a atuação de apenas um sistema de deslizamento, os limites de subgrão deverão ser do tipo inclinado e serão basicamente formados por deslocamentos em cunha (Nicolas & Poirier 1976; Poirier 1985). Se este fosse o caso, o eixo de rotação deverá ser característico para um determinado sistema de deslizamento ativo (*cf.* Neumann 2000). Contudo, análises detalhadas de EBSD demonstraram que os eixos de desorientação entre o novo cristal e o seu encaixante nem sempre coincidem para sistemas de deslizamentos comuns previstos, sendo diferentes dos eixos de desorientação dentro dos cristais mais antigos.

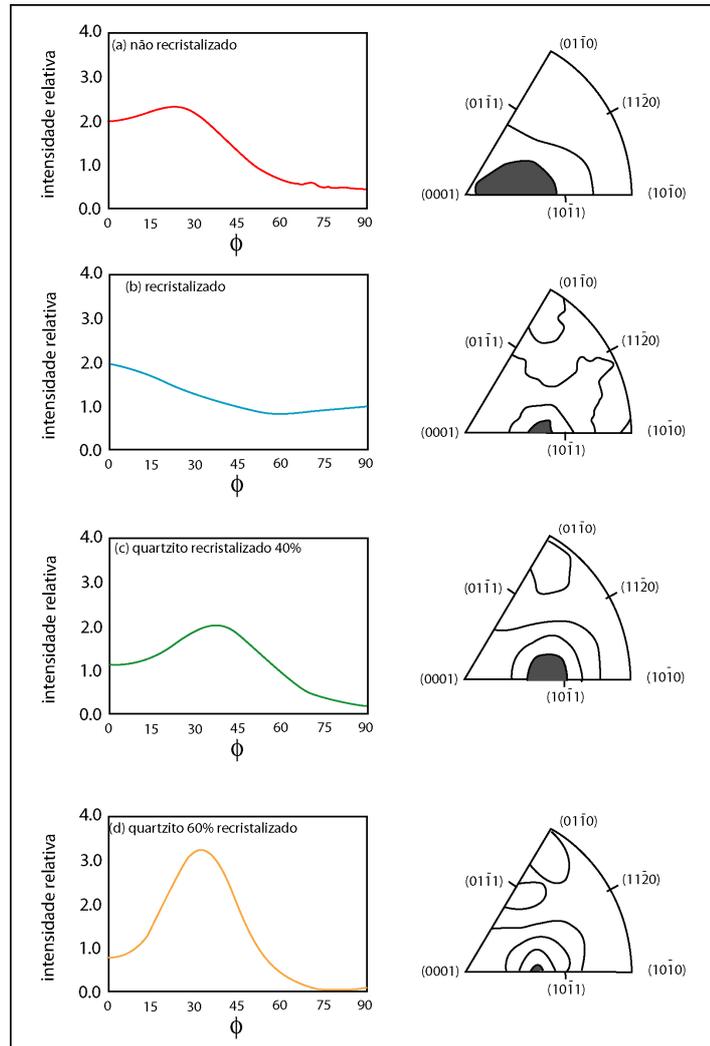


Figura 2.11 – Resumo esquemático de alguns dados apresentados por Gleason *et al.* (1993) sobre o efeito da recristalização dinâmica em orientações cristalográficas preferenciais. Os gráficos à esquerda referem-se a orientação dos eixos- $\langle c \rangle$ (densidade de pólos X ângulo (Φ) com σ_1 , enquanto as figuras de pólo inverso mostram a relação de σ_1 com as coordenadas do cristal para a mesma amostra. Todos os diagramas referem-se a quartzitos deformados experimentalmente. Dados compilados de Gleason *et al.* (1993).

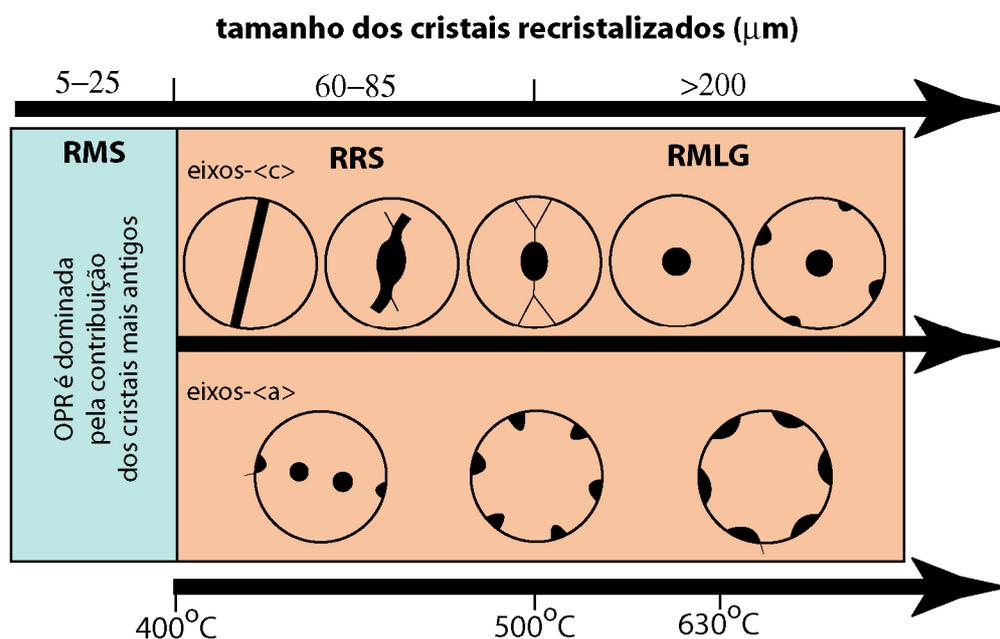


Figura 2.12 – Representação esquemática mostrando as relações entre tamanho dos cristais recristalizados, orientações cristalográficas e a temperatura de formação dos novos grãos dos quartzos-milonitos de Tonale. **RMS** refere-se à recristalização por migração de saliências (baixa temperatura), **RRS** refere-se à recristalização por rotação de subgrãos (regime de temperatura intermediário) e **RMLG** à recristalização por migração de limites de grão ss. (alta temperatura). Modificado de Stipp *et al.* (2002) e Mancktelow & Pennachioni (2004).

Assim, parece que as orientações cristalográficas não levam em consideração os primeiros incrementos de deformação no início da história deformacional de uma rocha, pois registram somente seus estágios mais tardios (Lister & Price 1978). Outro motivo dessa não coincidência de eixos poderia ser a atuação de processos diferentes de recristalização por rotação de subgrãos e migração de limites de grão (Leiss & Barber 1999; van Daalen *et al.* 1999; Bestmann & Prior 2003), como nucleação de novos cristais, deslizamento ao longo de limites de grão associados a difusão ou mesmo quebra do material com rotação passiva dos elementos.

2.3.6 A influência da água na formação das orientações cristalográficas

A presença de fluidos em rochas submetidas à deformação possui uma forte influência no comportamento reológico dos minerais e pode apresentar-se de diversas maneiras (*e.g.* como fluido intergranular; como moléculas de hidroxila intracristalinas; como agente colaborador nos

processos difusivos de mais baixa temperatura, entre outros). Um exemplo clássico desse comportamento é demonstrado na deformação experimental de cristais de quartzo. Em condições anidras, esses monocristais são extremamente resistentes à deformação (den Brok 1992) e, no geral, apresentam apenas o desenvolvimento de lamelas de deformação quando deformados experimentalmente (e.g. Drury 1993). Dessa forma, a maioria desses experimentos relacionados ao quartzo são hidratados, a fim de permitir uma grande quantidade de deformação e a formação de orientações cristalográficas (e.g. Tullis *et al.* 1973; Hirth & Tullis 1992; Gleason *et al.* 1993).

A água não atua propriamente na formação das orientações cristalográficas, e sim (i) na acomodação de deformação através de reações químicas com a estrutura cristalina dos materiais e (ii) no favorecimento de mecanismos de dissolução/precipitação que podem auxiliar no desenvolvimento de cristais com orientações da rede cristalina.

A presença de água é uma característica bastante comum na crosta continental e em alguns casos parece ser o fator controlador da deformação localizada em determinados tipos litológicos. Por exemplo, um veio de quartzo recristalizado deformado em condições de fácies xisto-verde na presença de fluidos abundantes foi investigado por Takeshita & Hara (1998). Como o esperado para a deformação nessas condições, os referidos autores encontraram microestruturas marcantes formadas por dissolução/precipitação. Determinou-se que os cristais com ângulos de desorientação maiores que 90° foram formados por esses mecanismos, e não pela progressiva rotação de subgrãos, sendo, nesse caso, apenas responsável pela formação de ângulos relativamente pequenos de desorientação.

Já Mancktelow & Penacchioni (2004) investigaram qual o efeito da ausência de água no desenvolvimento de orientações cristalográficas em quartzo. Os autores sugerem que a ausência de fluidos, especialmente a água, impede ou torna mais lento o processo de transição entre a migração de limites de grão lenta (menores temperaturas) e rápida (maiores temperaturas). Essa restrição na mobilidade dos limites de grão faz com que a taxa de recuperação de estruturas endurecidas por *strain* seja bastante limitada, fazendo com que a deformação seja acomodada por outros mecanismos de deformação. Todavia, sua influência no fluxo de deslocamentos intracristalinas parece ser bem limitada.

2.3.7 O papel da recristalização estática nas orientações cristalográficas

Griggs *et al.* (1960) foram os primeiros autores a investigar o papel da recristalização estática na formação ou não de orientações cristalográficas preferenciais. O primeiro autor deformou experimentalmente uma rocha calcítica, enquanto o segundo baseou seus estudos em cristais de galena. Em ambos trabalhos, o material foi deformado em condições de temperatura ambiente e posteriormente recristalizado estaticamente em condições de alta temperatura. Ambos autores verificaram que, após o *annealing* das rochas, as orientações cristalográficas preferenciais possuíam um padrão de distribuição randômico e concluíram que, ao contrário da recristalização dinâmica, a recristalização estática tenderia a produzir orientações aleatórias. Contudo, tais autores não levaram em consideração que ambos materiais foram deformados em temperatura ambiente, ocasionando fraturamento e formação de zonas de cataclase, além de maclamento dos minerais, fato interpretado como possível orientação cristalográfica. Dessa maneira, a orientação aleatória observada não reflete o processo de recristalização estática, e sim a deformação de baixa temperatura, que gera uma distribuição randômica dos elementos.

Estudos posteriores demonstraram que o efeito da recristalização estática é mínimo na distribuição das orientações cristalográficas em rochas deformadas em condições de temperaturas mais altas e posteriormente recristalizadas estaticamente. Covey-Crump (1997) demonstrou que o *annealing* em temperaturas entre 500°C e 700°C em mármore calcítico previamente deformados em temperaturas de ~ 420°C não provocou mudanças significativas nas orientações cristalográficas dessas rochas, registradas predominantemente pela orientação dos porfiroclastos. O autor ainda demonstrou que, durante o processo inicial de *annealing*, ocorrem poucas mudanças microestruturais visíveis. Essas se estendem por um período denominado de incubação, precedente ao início da recristalização, que ocorre de maneira relativamente rápida.

O efeito da recristalização estática na orientação preferencial de rochas ricas em quartzo parece ser semelhante ao descrito por Covey-Crump (1997). Heilbronner & Tullis (2002) demonstraram o efeito de *annealing* nas OPRs de amostras deformadas nos diferentes regimes de fluxo de deslocamentos sugerido por Hirth & Tullis (1992) em experimentos compressionais e de cisalhamento simples. Segundo os autores, a recristalização estática não modifica significativamente as texturas das amostras deformadas nas diferentes condições de temperatura e

taxa de *strain* apresentados em Hirth e Tullis (1992) para amostras deformadas uniaxialmente. No caso das amostras deformadas no regime um, onde a orientação cristalográfica é predominantemente resultante da orientação preferencial dos porfiroclastos e o efeito da recristalização dinâmica é mínimo, o padrão de OPR permanece o mesmo. É, porém, ligeiramente enfraquecido pela recristalização estática, fruto provavelmente da substituição dos porfiroclastos pelo *annealing* (Fig. 2.13). Já em rochas deformadas em condições de mais alta temperatura e baixa taxa de *strain* (regime três), a OPR é dada pelos cristais recristalizados que dominam as amostras, sendo o efeito de *annealing* nas mesmas mínimo.

A ausência de efeito devido à atuação de recristalização estática fica mais clara nas amostras deformadas por cisalhamento simples, nas mesmas condições de temperatura e taxas de *strain* que as amostras deformadas por compressão uniaxial. As amostras deformadas nos regimes de mais alta temperatura possuem orientações cristalográficas que refletem a orientação preferencial das porções recristalizadas. O efeito do *annealing* é de enfraquecer determinadas concentrações. Seus eixos- c são distribuídos ao longo de guirlandas únicas assimétricas subperpendiculares ao plano de foliação do sistema de referência (Fig. 2.13 d-g). Isso evidencia que rochas deformadas em condições de alta temperatura com a extensa atuação de recristalização estática preservam suas características de deformação intracristalina, podendo ser utilizadas na determinação tanto da geometria da deformação prévia (i.e. forma do elipsóide de deformação finita), quanto do sentido de cisalhamento atuante.

2.4 Orientações cristalográficas em muscovitas

Em comparação ao quartzo, a quantidade de dados de orientação cristalográfica e de deformação experimental da muscovita é relativamente menor. Os primeiros estudos sobre o comportamento mecânico de rochas ricas em muscovita foram desenvolvidos em folhelhos, ardósias, xistos e gnaisses (e.g. Donath 1961; Paterson & Weiss 1966; Shea & Kronenberg 1993) formando a base teórica para o entendimento do comportamento reológico de agregados policristalinos ricos nesse mineral. No entanto, dados relacionados à deformação experimental de

monocristais de moscovita são ainda mais limitados (*e.g.* Kronenberg 1990; Mares & Kronenberg 1993).

Micas de um modo geral, e moscovitas especificamente, são bastante comuns em rochas de crosta continental. Esses minerais são pouco resistentes à deformação se comparados a outros silicatos e são os controladores do comportamento mecânico, reológico e anisotrópico de rochas quando presentes em proporções modais maiores que 12-15% do volume total da rocha. O deslizamento intracristalino principal ocorre dentro dos planos basais desses cristais, cujas ligações químicas são mais fracas, dando origem a uma forte clivagem paralela a (001), bem característica desse mineral. Estudos experimentais indicam que a resistência desse plano ao deslizamento pode variar de acordo com a temperatura e a taxa de strain aplicado, mas o efeito da pressão confinante é nulo no aumento ou diminuição de sua resistência (Mares & Kronenberg 1993).

Os principais sistemas de deslizamento observados nas muscovitas são (001)<110> e (001)[100]. Estruturas de fraturamento, extinção ondulante, kink bands e microdobras são bastante comuns, sendo seu desenvolvimento controlado a partir da relação entre a orientação do elipsóide de tensão e o plano basal desses cristais. O fraturamento associado a inflexões ao longo dos planos basais da muscovita em condições de temperaturas mais baixas pode levar à formação de cristais em forma de barra, em forma de peixe ou até mesmo em degraus de clivagem (Passchier & Trouw 1996) Esse efeito é incomum em cristais de biotita, por serem menos resistentes à deformação. Em condições de temperaturas médias a altas, a recristalização por migração de limites de grão torna-se um mecanismo importante na reorganização interna desses minerais, sendo seu efeito melhor observado em seções paralelas aos planos de clivagem desse mineral.

A distribuição dos eixos cristalográficos de muscovita no sistema de referência onde a foliação é vertical E-W e a lineação é horizontal E-W é relativamente simples para uma amostra onde ocorra apenas uma foliação e esta seja marcada/salientada por esse mineral. O máximo de eixos (001) ocorre perpendicularmente ao plano de foliação do sistema de referência (paralelo a Z), enquanto os pólos de (100) e (010) distribuem-se ao longo de todo o plano da foliação desse sistema (Fig. 2.14).

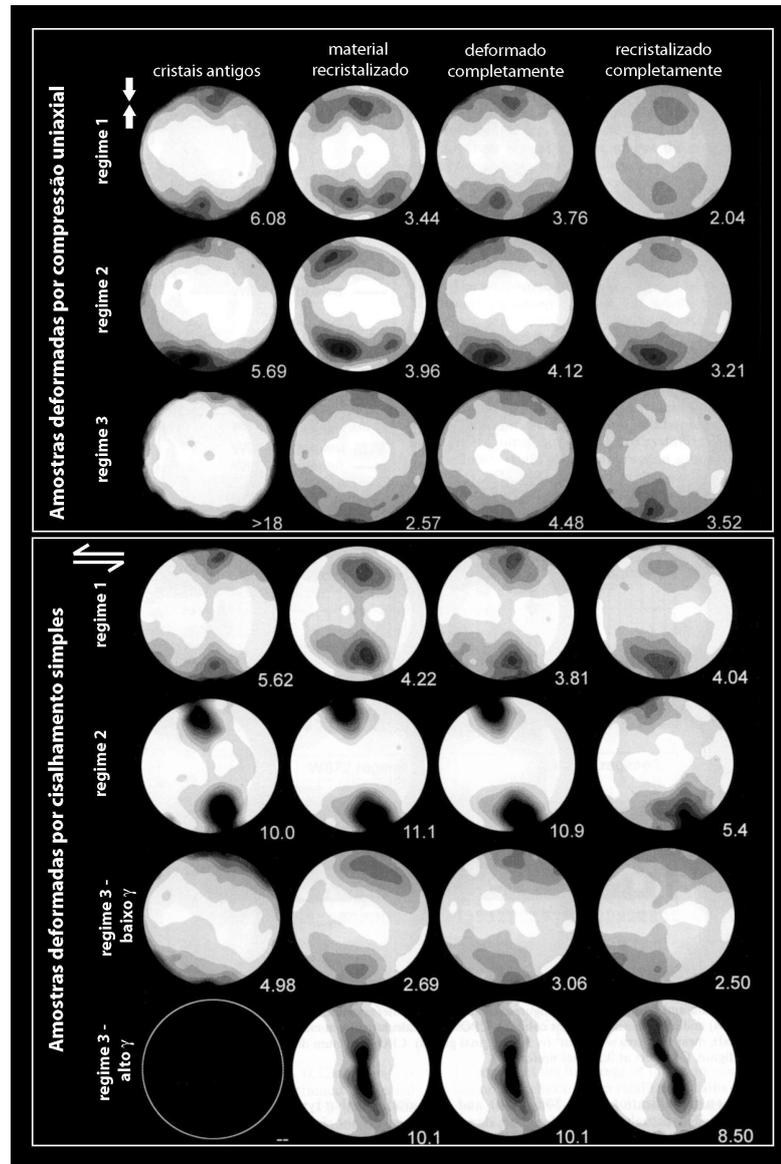


Figura 2.13 – Figuras de pólo de distribuição de eixos- $\langle c \rangle$ de amostras deformadas por compressão uniaxial e por cisalhamento simples (marcados pelas setas brancas no canto superior esquerdo das figuras) em diferentes regimes de temperatura e taxas de *strain* e posteriormente recristalizadas estaticamente. A densidade máxima é dada pelo número no canto inferior direito de cada estereograma. Modificado de Heilbronner & Tullis (2002).

Nesse último caso, a distribuição não é uniforme, pois existe uma tendência dos pólos (010) ocorrerem mais concentrados próximos ao eixo-X de referência, enquanto os eixos (100) ocorram mais dispersos ao longo de toda a foliação. Essa distinção entre as concentrações máximas dos pólos (100) e (010) indicam a existência de orientação preferencial desses planos

além da mostrada ao longo dos planos de foliação, que podem ser observadas nos diagramas de pólos de (-114) e (025), como sugerido por Ullmeyer *et al.* (2000).

Em algumas figuras de distribuição de pólos dos planos cristalográficos de muscovita em filonitos e ultramilonitos (O'Brien *et al.* 1987), é possível observar uma assimetria bastante fraca dessa distribuição em relação ao sistema de referência da amostra. Essa assimetria é atribuída à componente rotacional presente durante a deformação das rochas analisadas e, segundo os autores, poderia ser utilizada como um indicador do sentido de cisalhamento para essas rochas. Contudo, a relação angular entre os pólos de maior concentração dos eixos da muscovita em relação aos eixos e planos do sistema de referência é bastante baixa ($3^\circ - 5^\circ$). Assim, erros de calibração do método escolhido para obtenção das medidas ou da própria orientação precisa da amostra poderiam ocasionar essas pequenas variações angulares. Dessa forma, nessa tese preferiu-se não adotar a assimetria das tramas de muscovita como um indicador cinemático de uso exclusivo, sendo sempre relacionada à assimetria das tramas de quartzo.

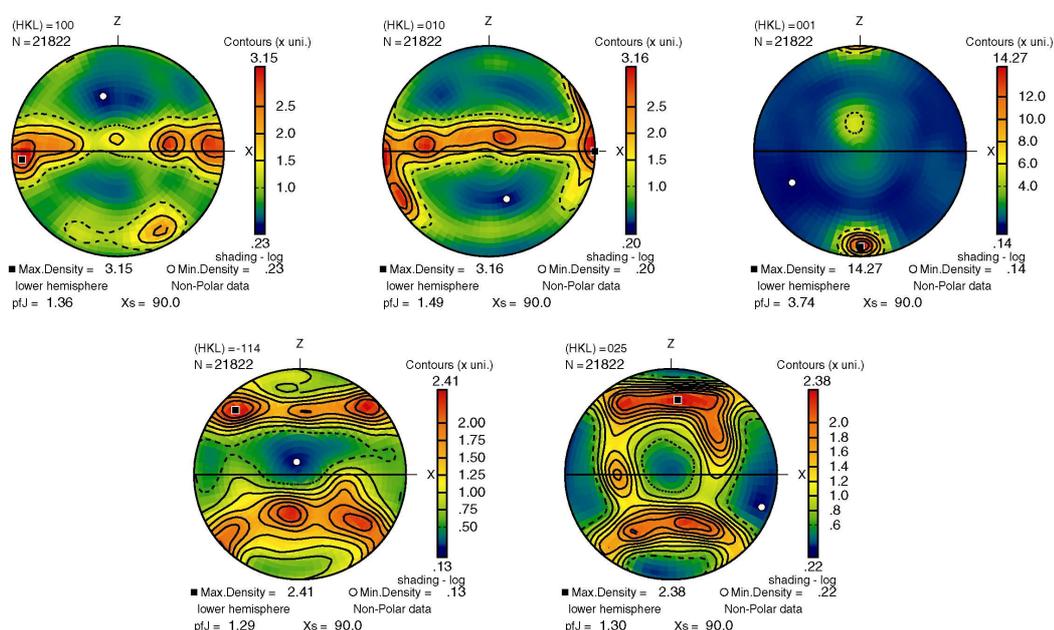


Figura 2.14 – Figuras de pólo de distribuição de eixos (100), (010), (001), (-114) e (025) para cristais de muscovita em uma das amostras de muscovita-quartzo milonitos estudada nessa tese. Hemisfério inferior, figuras de pólo apresentadas como múltiplos de distribuição aleatória, MAD (mean angular deviation)=1, sistema de referência com foliação vertical E-W e lineação horizontal E-W.

2.5 As propriedades físicas anisotrópicas das rochas

O estudo dos efeitos de anisotropia sísmica foi, até 1960-1970, delegado ao segundo plano por ser considerado um efeito de ordem secundária na propagação desse tipo de ondas. Dessa maneira, as diferentes porções internas da Terra eram consideradas isotrópicas e, apenas as variações laterais (i.e. crosta/manto/núcleo), eram distinguidas na época. Isso ocorreu primeiramente, porque o pressuposto de descrição do planeta formado por camadas aproximadamente isotrópicas conseguia explicar razoavelmente bem a propagação das ondas sísmicas, não existindo, nessa época, ferramentas capazes de realizar os complexos cálculos inerentes a esse efeito. Essa propagação dita isotrópica refletia a organização predominantemente aleatória dos materiais por onde se propagavam (principalmente na crosta), com amostragens pontuais de porções anisotrópicas, que eram desconsideradas. Contudo, variações azimutais de ondas P, discrepâncias de dispersão simultânea de ondas de superfície e o efeito de birrefringência em ondas S não eram explicáveis através dos modelos de isotropia dos materiais por onde as ondas se propagavam. Dessa forma, alguns modelos teóricos foram propostos sendo capazes de explicar satisfatoriamente essas variações utilizando os pressupostos iniciais de anisotropia (e.g. Hess 1964; Crampim 1984).

Diferentemente de um meio isotrópico, que apresenta uma distribuição randômica dos elementos que o compõem, a anisotropia de qualquer material se caracteriza por refletir algum tipo de organização interna da matéria dentro de um determinado volume de material, estando intimamente ligado às variações laterais presentes na Terra. Na crosta superior, a polarização das ondas sísmicas ocorre predominantemente pela presença de fraturas e falhas alinhadas em uma direção preferencial (Crampim & Booth 1985). Em escala de maior detalhe, esse efeito pode estar relacionado à presença de acamamento entre rochas sedimentares, ao alinhamento preferencial de poros ou mesmo ao crescimento de minerais orientados e/ou precipitados a partir de soluções (Valcke 2003). No manto superior, a causa das diferenças de velocidade e direção de propagação das ondas sísmicas está relacionada com o desenvolvimento de orientações cristalográficas preferenciais devido à deformação plástica de olivinas e piroxênios (Nicolas & Christensen 1987; Mainprice & Nicolas 1989; Zhang & Karato 1995; Mainprice *et al.* 2000; Pera *et al.* 2003). Essa organização ocorre de maneira pervasiva nas rochas mantélicas, sendo a forte orientação

preferencial capaz de induzir efeitos anisotrópicos de grande escala, tanto em ondas compressoriais P quanto em ondas de cisalhamento S. Nas porções média e inferior da crosta, a presença de fortes anisotropias em determinadas regiões parece ser também reflexo da deformação plástica dos minerais e conseqüente formação de orientações cristalográficas preferenciais (*e.g.* Mainprice *et al.* 1990; Burlini *et al.* 1998; Khazanehdari *et al.* 1998; Mainprice *et al.* 2000; Bascou *et al.* 2001; Lloyd & Kendall 2005). Contudo, a compreensão do efeito da anisotropia sísmica em rochas crustais é bem menos avançada do que em rochas mantélicas. Isso ocorre primeiramente porque as regiões que possuem algum tipo de organização intrínseca (*e.g.* zonas de cisalhamento) são limitadas a zonas mais estreitas, com espessuras que, no geral, são menores que o comprimento de ondas sísmicas comuns. Isso faz com que o efeito de anisotropia seja nulo ou muito fraco em se tratando das ondas sísmicas que possuem grande comprimento de onda. Além disso, a presença de fases mineralógicas mais variadas e predominantemente menos simétricas cristalograficamente, bem como o controle estrutural exercido por dobras que afetam essas porções com organização interna, fazem com que a interpretação dos resultados seja bem mais complexa (*cf.* Mainprice *et al.* 1990).

Nas regiões mais profundas do globo (*i.e.* manto inferior, núcleo) a anisotropia de ondas sísmicas é muito discutida. Observações de dados de sísmica de profundidade demonstraram que o manto inferior é isótropo, com exceção da camada D'' (*cf.* Kendall 2000), enquanto o núcleo interno parece ser sísmicamente anisotrópico, embora a origem da anisotropia não seja bem clara (*e.g.* Singh *et al.* 2002).

Outras causas importantes de anisotropia sísmica incluem o efeito de orientações de forma de cristais prismáticos e lamelares, dando origem a estruturas pervasivas lineares e planares respectivamente, e à anisotropia intrínseca dos monocristais. Esse último fator possuirá um reflexo importante em uma assembléia mineral onde cada um desses elementos é dotado de uma anisotropia distinta com velocidades e direções de propagação de ondas também diferentes. Essa anisotropia intrínseca dos minerais é predominantemente reflexo de sua cristalografia, isto é, quanto mais simétrico cristalograficamente for esse cristal, menor será sua anisotropia. Nas rochas da crosta oceânica, o efeito de anisotropia também pode ser o resultado do alinhamento de bolsões ou bolhas de material parcialmente fundido orientados em uma determinada direção preferencial (Mainprice 1997).

A principal evidência de anisotropia sísmica é o efeito de birrefringência causado pela propagação de ondas de cisalhamento em um meio anisotrópico. Esse efeito ocorre pela decomposição de uma onda de cisalhamento primária em duas ondas de cisalhamento ortogonais com diferentes velocidades de propagação (*e.g.* Vinnik *et al.* 1989; Barruol & Mainprice 1993; Gaherty & Jordan 1995). Apesar de não sofrer o efeito de decomposição como o apresentado acima, a propagação de ondas compressionais em um meio anisotrópico faz com que suas direções e velocidades variem de acordo com o grau de anisotropia do material, corroborando o efeito apresentado pelas ondas S (Fig. 2.15). Outros dois efeitos bastante comuns na propagação de ondas sísmicas no manto anisotrópico incluem a discrepância apresentada pela propagação das ondas Rayleigh-Love (anisotropia de polarização) e a variação azimutal da velocidade de fase dessas ondas de superfície (*cf.* Montagner & Guillot 2004).

O estudo das propriedades sísmicas anisotrópicas possui um papel importante no entendimento dos processos geodinâmicos atuantes na Terra. A partir do efeito dessas propriedades, é possível determinar com maior precisão as raízes dos continentes, as regiões de desacoplamento da litosfera, fornecendo até mesmo, informações a respeito dos processos convectivos do manto (*e.g.* Silver 1996). Já em níveis crustais, as propriedades anisotrópicas podem auxiliar no entendimento dos processos de acomodação ao longo de zonas de alta deformação, gerando dados com vistas a estabelecer as profundidades de atuação das mesmas (zonas de cisalhamento transcrustais *versus* translitosféricas – Vauchez & Tommasi 2003 e Fig. 2.16).

A determinação das propriedades elásticas e das velocidades de propagação de ondas sísmicas em monocristais ou agregados policristalinos pode ser feita de duas maneiras principais. A primeira é determinar experimentalmente esses dados através da propagação de ondas acústicas de frequência conhecida (*e.g.* variações de ressonância natural, fenômeno de espalhamento fóton-fóton e propagação de ondas ultra-sônicas) nesses monocristais e agregados policristalinos, medindo a velocidade e direções de saída dessas ondas, a elasticidade geral do agregado e o módulo de cisalhamento do mesmo. Esses experimentos são realizados em condições controladas de pressão e temperatura para simular as condições internas da Terra e seu efeito na propagação das ondas sísmicas (Liebermann *et al.* 1998; Stixrude 2000). O outro modo de se determinar as propriedades sísmicas anisotrópicas de um agregado é através do cálculo da contribuição de cada uma das fases minerais que compõe o mesmo ao efeito global de anisotropia

e de velocidade de propagação das ondas. Para isso, consideram-se: constantes elásticas dos minerais, proporção modal dos mesmos dentro do agregado, distribuição desses elementos dentro da rocha (i.e. presença ou não de orientação preferencial da rede cristalina ou orientação de forma) e densidades de cada uma dessas fases.

Os métodos de cálculo dessas propriedades são revisados por Mainprice & Humbert (1994) e Mainprice *et al.* (2000) e por se tratar da metodologia utilizada na presente tese para o cálculo das propriedades sísmicas anisotrópicas, será descrito em maior detalhe nesse capítulo.

Quando uma onda sísmica se propaga em um meio cristalino, em escala infinitesimal, essa propagação gera, dentro do material, uma deformação não-permanente de curta duração. Isso se deve ao fato de que quando o esforço aplicado é retirado, os elementos internos do material voltam às suas posições originais. Essa deformação reversível pode ser descrita através de uma derivação da lei de Hooke, onde o tensor de elasticidade (C_{ijkl}) faz a correlação direta entre uma determinada tensão aplicada (σ_{ij}) e a deformação resultante (ϵ_{kl}) em um corpo anisotrópico através da equação linear 2.2

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \cdot \epsilon_{kl} \quad (2.2)$$

onde $i, j, k, l = 1, 2, 3$ e onde a deformação infinitesimal é dada através da equação 2.3

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_k}{\partial X_l} + \frac{\partial U_l}{\partial X_k} \right) \quad (2.3)$$

onde U_k e U_l são os deslocamentos e X_k e X_l são as coordenadas cartesianas espaciais.

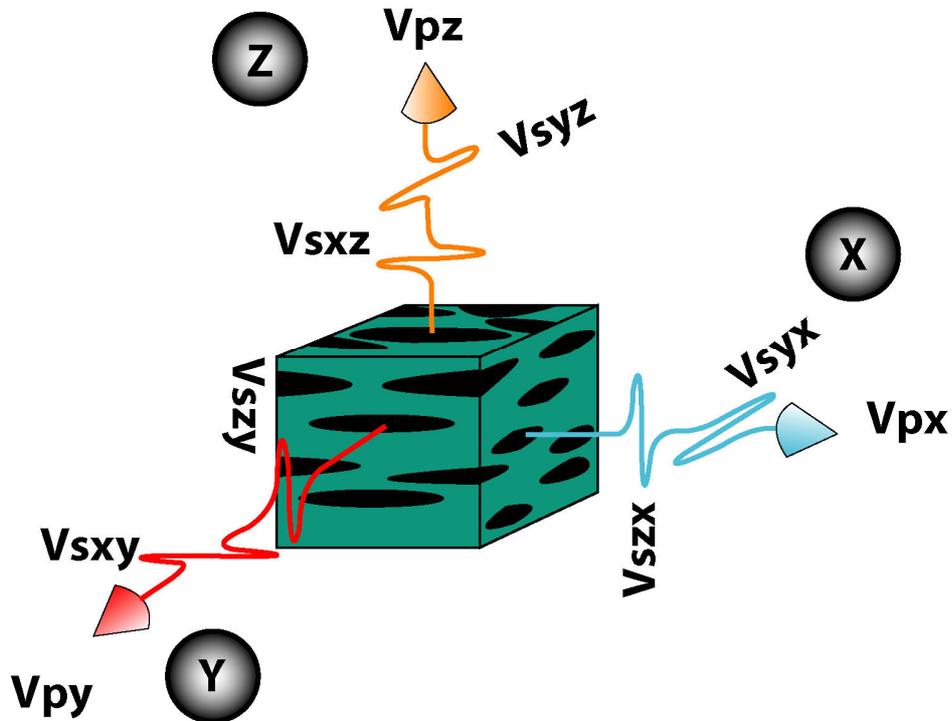


Figura 2.15 – Figura mostrando as orientações das ondas compressonais (P) e de cisalhamento (S) medidas no sistema de referência estrutural (X,Y e Z) em uma amostra cúbica. V_{px} representa a medida das velocidades da onda P ao longo da direção X e V_{sxy} representa a medida das velocidades da onda de cisalhamento polarizada dentro do plano XY com direção de propagação paralela a Y. Modificado de Barruol & Mainprice (1993)

Dessa maneira, o tensor de quarta ordem C_{ijkl} resulta em uma matriz de 81 elementos, como demonstrado na equação 2.4.

$$\begin{pmatrix}
 C_{1111} & C_{1211} & C_{1311} & C_{2111} & C_{2211} & C_{2311} & C_{3111} & C_{3211} & C_{3311} \\
 C_{1112} & C_{1212} & C_{1312} & C_{2112} & C_{2212} & C_{2312} & C_{3112} & C_{3212} & C_{3312} \\
 C_{1113} & C_{1213} & C_{1313} & C_{2113} & C_{2213} & C_{2313} & C_{3113} & C_{3213} & C_{3313} \\
 C_{1121} & C_{1221} & C_{1321} & C_{2121} & C_{2221} & C_{2321} & C_{3121} & C_{3221} & C_{3321} \\
 C_{1122} & C_{1222} & C_{1322} & C_{2122} & C_{2222} & C_{2322} & C_{3122} & C_{3222} & C_{3322} \\
 C_{1123} & C_{1223} & C_{1323} & C_{2123} & C_{2223} & C_{2323} & C_{3123} & C_{3223} & C_{3323} \\
 C_{1131} & C_{1231} & C_{1331} & C_{2131} & C_{2231} & C_{2331} & C_{3131} & C_{3231} & C_{3331} \\
 C_{1132} & C_{1232} & C_{1332} & C_{2132} & C_{2232} & C_{2332} & C_{3132} & C_{3232} & C_{3332} \\
 C_{1133} & C_{1233} & C_{1333} & C_{2133} & C_{2233} & C_{2333} & C_{3133} & C_{3233} & C_{3333}
 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

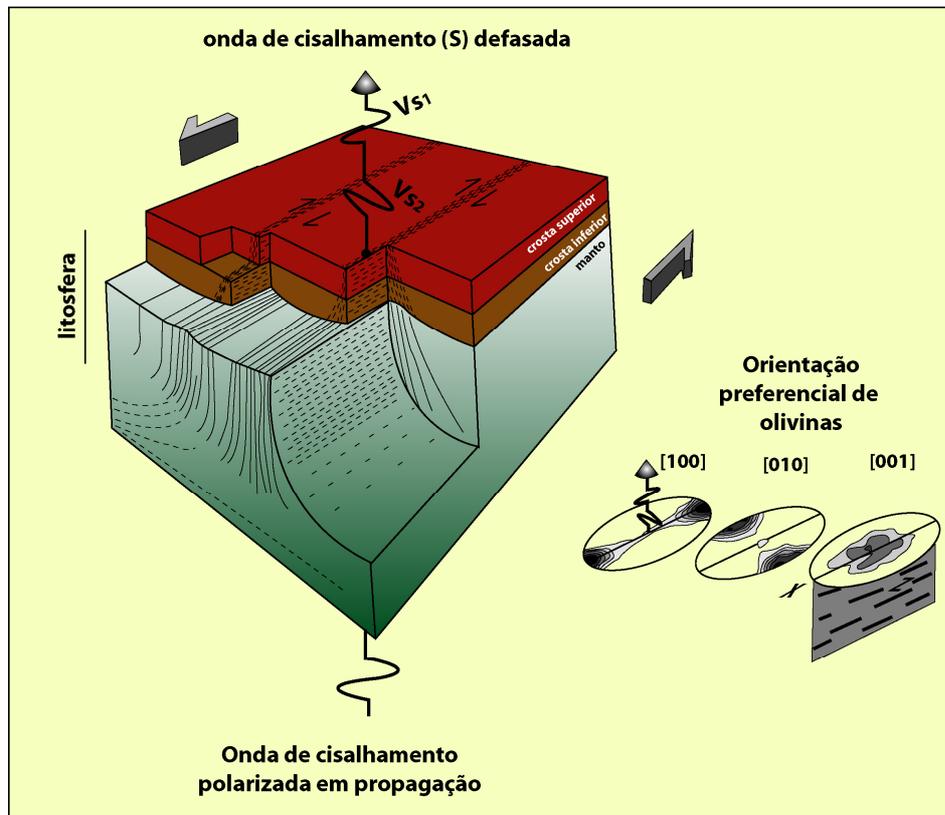


Figura 2.16 – Desenho esquemático mostrando a defasagem de uma onda de cisalhamento após sua propagação ao longo de uma zona de cisalhamento litosférica, mostrando a orientação preferencial dos cristais de olivina de um peridotito sub-continental. Observa-se na seta da figura de pólos [100] o mesmo comportamento de propagação de onda observado na propagação desta onda na litosfera. Modificado de Vauchez & Tommasi (2003).

Devido à simetria entre os tensores de *stress* e *strain*, relações do tipo $C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk} = C_{jilk}$ são dependentes entre si, de modo que o número de coeficientes independentes dessa matriz reduz-se de 81 para 36 elementos, fazendo com que a Lei de Hooke se torne (Eq. 2.5)

$$\sigma_i = C_{ij} \cdot \varepsilon_j \quad (2.5)$$

resultando em uma matriz 6 x 6 (Eq. 2.6)

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

onde i e j são iguais a 1, 2, 3, 4, 5, 6, obtidos através das transformações de Voigt para os índices i, j, k e l , como segue:

Tensor:	11	22	33	23	32	13	31	12	21
Matriz:	1	2	3	4	4	5	5	6	6

A propagação de ondas sísmicas em um meio isótropo independe da direção de propagação da onda, e possíveis polarizações da mesma são relacionadas à sua natureza e não ao meio no qual ela se propaga. Por outro lado, se essas ondas se propagam em um meio anisotrópico, além de se considerar o tipo de onda, é necessário que se conheçam as direções locais de propagação e a simetria local das constantes elásticas (Lloyd & Kendall 2005).

Segundo Nye (1957), $C_{ij} = C_{ji}$, considerando-se as propriedades elásticas sendo, em termos de energia e trabalho, os elementos independentes dessa matriz reduzidos para 21, no sistema cristalino menos simétrico (triclínico). Com o aumento da simetria cristalina, ocorre a progressiva diminuição dos módulos de elasticidade C_{ij} independentes, de modo que minerais do sistema monoclínico possuem 13 módulos independentes, os do sistema ortorrômbico 9, os de simetria trigonal 7 ou 6, os tetragonais 6, os hexagonais 5 e os minerais cúbicos 3 módulos elásticos independentes.

O primeiro passo para calcular as velocidades de propagação e a anisotropia das ondas sísmicas em um material anisotrópico é calcular suas constantes elásticas. Em um agregado policristalino, a constante elástica efetiva é representada pela soma de todos os componentes de tensão e deformação em função de suas posições dentro desse agregado. Contudo, é virtualmente impossível fazer esse tipo de determinação em uma amostra real, visto que nesse tipo de material os tensores de tensão e deformação variam rapidamente e aleatoriamente devido à heterogeneidade do mesmo. Dessa forma, é necessário o estabelecimento de um pressuposto onde esses tensores reais sejam substituídos por tensores de tensão e deformação de uma amostra que é estatisticamente uniforme. Dessa maneira, a variação desses elementos em cada ponto de orientação da amostra irá variar lentamente e continuamente. A partir disso, pode-se estabelecer a conexão entre essas duas variáveis através do módulo C^* obedecendo a lei de Hooke para a elasticidade (Eq. 2.7)

$$C^* = \frac{1}{\langle \sigma \rangle \cdot \langle \varepsilon \rangle} \quad (2.7)$$

onde $\langle \sigma \rangle$ e $\langle \varepsilon \rangle$ são os tensores médios de tensão e deformação em uma amostra estatisticamente uniforme, dados pelas equações 2.8 e 2.9, onde V representa o volume.

$$\langle \sigma \rangle = \frac{1}{V} \int \sigma(r) \cdot dr \quad (2.8)$$

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{V} \int \varepsilon(r) \cdot dr \quad (2.9)$$

Além disso, para a determinação das propriedades sísmicas de um agregado é necessário saber como as diferentes fases minerais são distribuídas e organizadas dentro da rocha. Em rochas deformadas ductilmente, determina-se a distribuição das orientações cristalográficas preferenciais, que pode ser realizada através de diferentes metodologias (e.g. Platina Universal, Goniometria de Raios-X, EBSD), para cada uma das fases minerais de um agregado. A orientação de um cristal geralmente é dada pela matriz de rotação que permite que as coordenadas do cristal sejam rotacionadas para o sistema de referência da amostra. Essa orientação, a qual se atribui a letra \mathbf{g} (Mainprice *et al.* 2000), pode ser descrita pelos ângulos de Euler ($\varphi_1, \Phi, \varphi_2$), seguindo a denominação de Bunge (1985). Dessa forma, surge a idéia da Função de Distribuição de Orientação, que é a fração volumétrica de orientações de uma determinada fase mineral com orientações variáveis entre \mathbf{g} e $\mathbf{g} + d\mathbf{g}$ dentro do Espaço de Euler, que contém todas as orientações possíveis medidas na amostra.

Assim, a partir dessas orientações e da utilização do pressuposto descrito acima, é possível fazer a determinação das propriedades elásticas do agregado. Para esse cálculo, primeiramente é necessário que para cada orientação \mathbf{g} de uma determinada fase mineral, a constante elástica do monocristal dessa fase seja rotacionada para as coordenadas da amostra, usando a matriz de rotação \mathbf{g}_{ij} , como demonstrado na equação 2.10

$$C_{ijkl}(\mathbf{g}) = g_{ip} \cdot g_{jp} \cdot g_{kr} \cdot g_{lr} \cdot C_{pqrt}(\mathbf{g}^0) \quad (2.10)$$

onde $C_{ijkl}(\mathbf{g})$ é a constante elástica nas coordenadas da amostra, g_{ij} refere-se à orientação cristalográfica no sistema da amostra e $C_{pqrt}(\mathbf{g}^0)$ são as propriedades elásticas nas coordenadas da amostra. Assim, a constante elástica do agregado vai ser dada pela integração ou soma de todas as constantes elásticas de um determinado volume desse agregado com uma dada orientação \mathbf{g} , como mostram as equações 2.11 e 2.12.

$$\langle C_{ijkl} \rangle^m = \int C_{ijkl}^m(\mathbf{g}) \cdot f(\mathbf{g}) \cdot d\mathbf{g} \quad (2.11)$$

$$\langle C_{ijkl} \rangle^m = \sum C_{ijkl}^m(\mathbf{g}) \cdot v(\mathbf{g}) \quad (2.12)$$

Nessa equação, $\langle C_{ijkl} \rangle$ refere-se à propriedade elástica do agregado do mineral m e $v(\mathbf{g})$ representa a fração volumétrica de um cristal com orientação \mathbf{g} .

A partir desses resultados calcula-se a média das constantes elásticas do agregado levando-se em consideração as constantes elásticas de cada uma das fases minerais que possuam uma determinada orientação. Geralmente, utilizam-se os métodos de Voigt (1928 *apud* Mainprice *et al.* 2000), Reuss (1929 *apud* Mainprice *et al.* 2000) ou Voigt-Reuss-Hill (Hill 1952). A média de Voigt é calculada a partir do pressuposto que a deformação na amostra seja constante (Eq. 2.13), enquanto a média de Reuss considera a tensão como constante dentro do volume de rocha (Eq. 2.14). De maneira geral, a estimativa da primeira média fornece valores maiores que a segunda. Na maioria dos cálculos das propriedades sísmicas de um agregado, utiliza-se o método de Voigt-Reuss-Hill, que consiste no cálculo da média aritmética desses dois valores e que fornece resultados mais próximos das determinações experimentais (Mainprice *et al.* 2000).

$$C \approx C^{Voigt} = \left[\sum_i V_i \cdot C(g_i) \right] \quad (2.13)$$

$$C^* \approx C^{Reuss} = \left[\sum_i V_i \cdot S(g_i) \right]^{-1} \quad (2.14)$$

O último passo para a obtenção das velocidades se dá através da resolução do determinante da equação de Christoffel (*e.g.* Nye 1957; Mainprice 2000), demonstrado na equação 2.15.

$$\det \left| C_{ijkl} \cdot X_i \cdot X_j - \delta_{kl} \rho V^2 \right| = 0 \quad (2.15)$$

Nessa equação, C_{ijkl} representa o tensor de proporcionalidade de quarta ordem que faz a relação entre os tensores de *stress* e *strain*, X_i é a expressão da direção de propagação de uma onda ($C_{ijkl} \cdot X_i \cdot X_j$ é a matriz de 3 x 3 de Christoffel), δ_{kl} é o delta de Kronecker, ρ é a densidade do meio e V é a velocidade de fase em uma determinada direção. A resolução dessa equação fornece três respostas, uma que representa a velocidade da onda compressional (P) e duas que representam as duas ondas de cisalhamento ortogonais, uma mais rápida e outra mais lenta (S_1 e S_2 respectivamente). Se a constante elástica é simétrica, então a matriz de Christoffel também é simétrica, de modo que cada uma dessas três soluções possuirá um vetor de deslocamento que é mutuamente perpendicular aos outros dois.

O cálculo de anisotropia é realizado posteriormente, após a obtenção das velocidades máximas e mínimas de propagação dentro do agregado. Como a propagação de ondas de cisalhamento em um meio anisotrópico decompõe essa onda em duas, então é possível calcular a anisotropia absoluta para cada uma dessas ondas resultantes e a anisotropia geral para as ondas de cisalhamento (AVs). Essa relação matemática é apresentada na equação 2.16, onde as AVs referem-se à anisotropia de ondas de cisalhamento (Mainprice & Silver 1993).

$$AVs\% = 100(Vs1 - Vs2) / [(Vs1 + Vs2)0.5] \quad (2.16)$$

A diferença absoluta entre as ondas de cisalhamento (dVs) é dada pela equação 2.17.

$$dVs = Vs1 - Vs2 \quad (2.17)$$

Para calcular as anisotropias absolutas para as ondas P e para cada uma das ondas de cisalhamento (S_1 e S_2), substituem-se os valores máximos e mínimos de V_p (velocidade de ondas compressionais), $Vs1$ (velocidade da onda de cisalhamento mais rápida) e $Vs2$ (velocidade da

onda de cisalhamento mais lenta) em V_{s1} e V_{s2} na equação 2.16, respectivamente. Não é possível determinar as direções de maior anisotropia de cada uma dessas ondas isoladas, mas sua determinação numérica fornece um dado indicativo que mesmo a propagação dessas ondas isoladas dentro de um material anisotrópico também resulta em um efeito de anisotropia.

CAPÍTULO TRÊS

A TÉCNICA DE DIFRAÇÃO DE ELÉTRONS RETROESPALHADOS (EBSD) EM UM MICROSCÓPIO ELETRÔNICO DE VARREDURA (MEV)

*“...I went to see the doctor of philosophy
With a poster of Rasputin and a beard down to his knee
He never did marry or see a B-grade movie
He graded my performance, he said he could see through me
I spent four years prostate to the higher mind, got my paper
And I was free...”*

Emily Saliers – “Closer to Fine” –
Indigo Girls, 1989

Capítulo 3

A técnica de difração de elétrons retroespalhados (EBSD) em um microscópio eletrônico de varredura (MEV)

3.1 O que é difração?

Difração é um fenômeno de interferência que causa o espalhamento de ondas devido a um obstáculo presente na trajetória de propagação de uma onda. É um fenômeno que pode ocorrer com qualquer tipo de onda (sonoras, mecânicas, ou ondas eletro-magnéticas) .

A difração de raios-X é um importante fenômeno físico utilizado para a determinação e entendimento de estruturas cristalinas e das posições que os átomos ocupam nessas estruturas. A difração de elétrons é mais conhecida como uma das técnicas de análise no microscópio eletrônico de transmissão, onde a propriedade de “onda-partícula” dos elétrons é mais utilizada. Porém, é possível obterem-se padrões de difração dos elétrons retroespalhados em um microscópio eletrônico de varredura (MEV), técnica essa descrita em detalhe neste capítulo.

3.1.1 Difração por cristais

A difração por cristais foi primeiramente observada por Max Von Laüe em 1912, cujo experimento consistia na passagem de um feixe de raios-x por um cristal de sulfato de cobre e que posteriormente deu origem às equações para difração de Laüe e de Bragg (Randle 1992).

Segundo a lei de Bragg, o espalhamento de raios-x, causado por todos os pontos da rede, e o espalhamento provocado pelos planos sucessivos **hkl** devem estar em fase para que ocorra difração.

A figura 3.1 mostra a geometria da difração, onde um feixe incidente é difratado por dois planos hkl sucessivos, cuja distância interplanar é dada por d_{hkl} . A diferença no caminho ótico para os feixes então é dado pela fórmula $AB+BC=2 d_{hkl} \sin\theta$, o que significa que a condição para difração é dada por (Eq. 3.1)

$$2d_{hkl} \sin \theta = n\lambda \quad (3.1)$$

Onde d_{hkl} é o espaço interplanar entre as camadas da rede cristalina, θ representa o ângulo de incidência desviado devido ao efeito de um desses planos da rede, n é um número inteiro e refere-se à ordem de difração e λ é o comprimento dos elétrons (Fig. 3.1). Essa então será a “condição de difração”, cujo significado está no fato de que existirá uma fonte de elétrons difratados longe dos planos também em um ângulo θ .

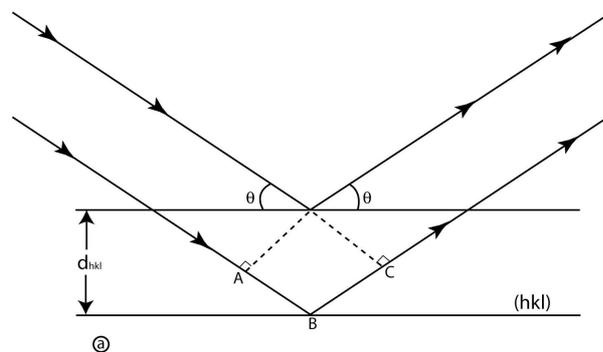


Figura 3.1 – Ilustração esquemática para a condição da reflexão de Bragg, a partir de planos hkl com espaçamento d_{hkl} . A diferença de caminho entre raios-x “refletidos” a partir de planos sucessivos é dada por $AB+BC$ (a).

3.2 Formação de um padrão de Kikuchi

Para que se entenda a formação de um padrão de Kikuchi, é necessário compreender o comportamento de um feixe de elétrons ao atingir a amostra. Segundo as simulações de Monte Carlo (Fig. 3.2), quando esse feixe atinge um material com arranjo atômico altamente ordenado, seu efeito é a produção de uma fonte de elétrons dentro da amostra, onde essas partículas são espalhadas em todas as direções e sentidos possíveis em um determinado volume no qual o feixe incide. Dessa maneira, é muito provável que algumas dessas partículas atinjam os planos cristalinos segundo o ângulo de Bragg, satisfazendo a equação 3.1. Nessa equação, λ representa o comprimento de onda do feixe de elétrons, que pode ser calculado pela relação

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (3.2)$$

onde h é a constante de Planck e p é o *momentum* do elétron já corrigido dos efeitos relativísticos (Dingley *et al.* 1995).

Como os elétrons viajam em todas as direções possíveis a partir da sua fonte, para cada conjunto de planos intracristalinos, a condição de Bragg será satisfeita por elétrons que se aproximem desses planos, em direções que estejam adjacentes ou internas a um “cone” cujo eixo é perpendicular ao plano. Dessa forma, as fontes de elétrons difratados devem estar posicionadas em um cone que, novamente, deverá ter seu eixo perpendicular ao plano. Além disso, como esses cones são gerados tanto na parte superior quanto inferior de um determinado plano cristalino, haverá dois cones para cada conjunto de planos do cristal na amostra (Fig 3.3). Esses cones são captados na tela de fósforo, indexados segundo sua cristalografia e armazenados.

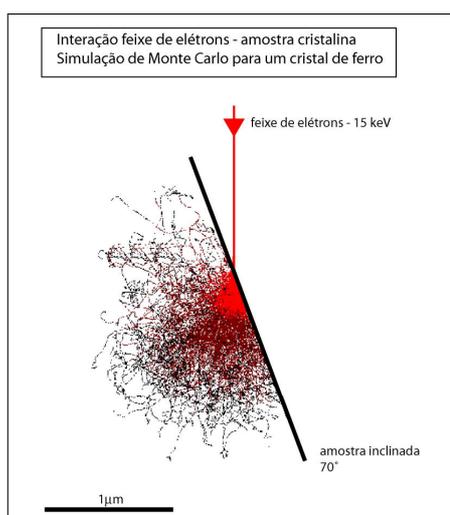


Figura 3.2 – Simulação de Monte Carlo mostrando a interação do feixe de elétrons dentro da amostra, cuja inclinação é de 70°, a mesma geralmente utilizada na obtenção de padrões de EBSD. Essa simulação é provavelmente baseada em um cristal de ferro ou em algum mineral cujo número atômico médio seja semelhante ao do ferro.

Para o caso considerado, tanto (λ) quanto (θ) são continuamente variáveis dentro da fonte de elétrons divergentes, que deverá gerar um conjunto de cones com diferentes ângulos ($180^\circ - 2\theta^\circ$) para cada conjunto de planos cristalinos, satisfazendo a equação 3.1 para diferentes valores de (λ) . Contudo, esses cones não possuem intensidades iguais. Após atingirem uma amostra, os elétrons que escapam podem ser separados em dois grandes grupos: aqueles que virtualmente não perdem nenhuma energia (sofrem colisões inelásticas) e aqueles que retornam à superfície com

energias muito baixas (resultado de colisões elásticas), mais conhecidos como elétrons secundários (e.g. Goldstein *et al.* 1984; Reed 1996)

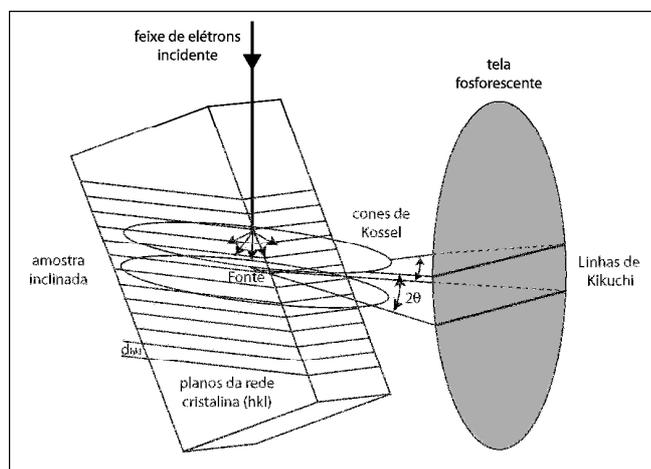


Figura 3.3 – Desenho esquemático da formação dos cones duplos de Kossel por difração de um feixe de elétrons nos planos intracristalinos e sua resposta como os padrões ou linhas de Kikuchi

Esse efeito duplo acontece geralmente porque o feixe primário é espalhado precocemente e perde energia rapidamente ao penetrar na amostra, fazendo com que seus elétrons sejam absorvidos pelo alvo. Dessa maneira, os elétrons com energias variáveis entre baixas a intermediárias têm um livre caminho médio relativamente pequeno, o que significa que se mesmo que esses tendessem a sair da amostra, não o conseguiriam fazer.

Desse modo, os elétrons que voltam à superfície possuem a forte tendência de interação próxima à superfície da amostra, retornando tanto com baixas como altas energias. Contudo, os elétrons de baixa energia são ineficientes para provocar luminescência na tela fosforescente, ou seja, não conseguem contribuir de nenhuma forma na geração de um padrão de Kikuchi. Assim, somente os elétrons de mais alta energia é que irão contribuir significativamente na formação de um padrão de difração de elétrons retroespalhados (Randle 1992; Dingley *et al.* 1995; Prior *et al.* 1999).

O padrão de difração final será o resultado dos elétrons difratados ao longo da rede cristalina e que voltam à superfície da amostra com alta energia, somado a uma espécie de ruído na imagem, que é ocasionado por elétrons de alta energia que escapam da amostra sem serem difratados ou por elétrons de baixa energia. Geralmente as razões entre o padrão propriamente

dito e esse *background* é menor que 0,1; e são fortemente controladas pelo ângulo entre o feixe incidente e a amostra, e pela disposição da câmera para captação dos elétrons.

Experimentos realizados concluíram que o ângulo entre o feixe e a amostra deve ser de 60° a 80° (Fig. 3.4), pois mesmo com as correções de foco é praticamente impossível, com esse ângulo, obter imagens nítidas. Dessa forma, a tela de captação dos elétrons difratados deve ser montada paralelamente à direção do feixe (Figs. 3.6, 3.7 e 3.8).

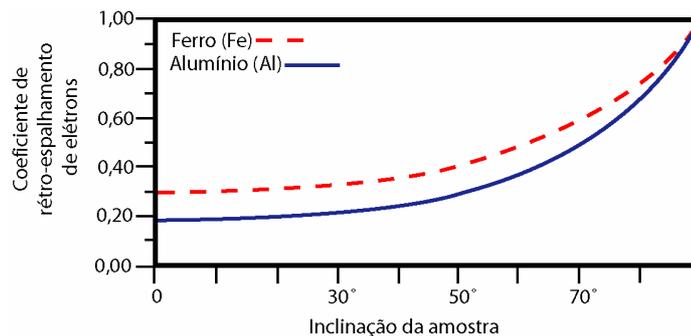


Figura 3.4 – Gráfico mostrando as relações entre o coeficiente de elétrons retroespalhados pela amostra e o ângulo de inclinação da mesma em relação ao feixe de elétrons para ferro e alumínio.

Também deve-se considerar a distribuição espacial e angular dos cones de difração e suas intensidades relativas. A Figura 3.5 mostra a representação de um retículo recíproco de um cristal do sistema cúbico. Nesta representação, uma esfera (denominada de esfera de Fermi) é desenhada sobre a origem com raio (R) igual a $2/\lambda$, onde λ é o comprimento de onda da radiação difratada. Os cones formados pela difração do feixe primário na amostra possuem eixos normais ao plano da amostra. No caso de um espaço recíproco, essas linhas perpendiculares representam a direção dos pontos recíprocos da rede. Assim, para construir os cones nos quais o feixe difratado está posicionado, um plano é desenhado através de cada ponto recíproco da rede perpendicularmente ao vetor recíproco da rede definindo o ponto.

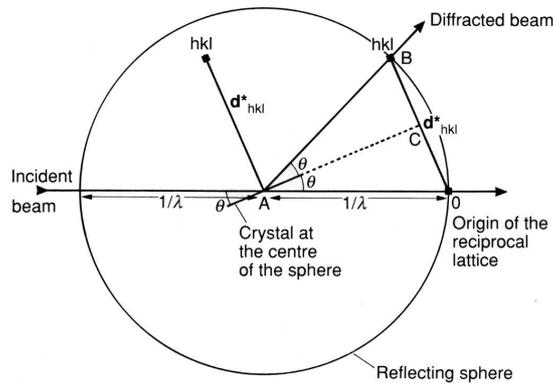


Figura 3.5 – Figura esquemática em 2 dimensões da formação do retículo de rede recíproca a partir da difração de um feixe de elétrons por um cristal.

Assim, esses planos são estendidos para cortar a esfera de Fermi em um círculo. Os vetores da origem da rede recíproca até esse círculo definem então os cones de difração. O ângulo entre um gerador desses cones e um plano através de um ponto recíproco de retículo é dado pela equação 3.3

$$\theta = \arcsin\left(\frac{|g|}{R}\right) \text{ onde } \sin \theta = \frac{g}{R} = \frac{\lambda g}{2d} \quad (3.3)$$

onde g é o vetor da rede recíproca, sendo igual a $1/d$, onde d é a distância interplanar da rede cristalina responsáveis pela difração. Como $R=2/\lambda$, então conclui-se que a condição de Bragg apresentada na equação 3.1 é satisfeita. Portanto, os geradores desses cones de difração definem tanto as direções do feixe incidente quanto do feixe difratado (Randle 1992, Dingley *et al.* 1995). Desse modo, deverão ser produzidos dois cones para cada conjunto de planos cristalinos, correspondendo aos vetores recíprocos da rede ($+g$) e ($-g$). Esses dois cones (Fig. 3.3) serão simetricamente relacionados, e a distância angular entre ramificações correspondentes do cone é dada por (2θ) . A medida dessa distância vai permitir a obtenção dos ângulos de Bragg e com isso os espaços da rede poderão ser calculados.

Cada par de cones gerado pela difração do feixe primário por um conjunto de planos cristalinos apresentará um plano mediano, que representa o próprio plano cristalino que difrata o feixe. Ou seja, cada par de cones captados pela tela fosforescente possuem a mesma orientação na amostra e a distribuição geométrica dos cones deverá ser idêntica aquelas apresentadas pelo

cristal em si, o que fará com que o padrão mostrado na tela exiba todas as características de simetria do cristal analisado.

A instrumentação básica utilizada para a obtenção dos dados de EBSD em um MEV é constituída por um sistema de TV de captação de baixas luminosidades, interligada a uma tela fosforescente de captação dos elétrons difratados. A amostra é inclinada a alto ângulo e os padrões são vistos em tempo real em um monitor, sendo diretamente analisados em programas de computador especialmente projetados para essa função (Figs. 3.6, 3.7 e 3.8). Para tornar a técnica de EBSD prática, foi implementada uma rotina de calibração do sistema. Essa calibração consiste ainda hoje da montagem de um cristal de orientação padrão conhecida em um porta-amostra inclinado precisamente a um ângulo pré-determinado. Esse mesmo ângulo então deverá ser usado na análise de outras amostras, o que permite um arranjo de geometria idêntico em relação à câmera. Esse processo é descrito na seção 3.3.1 e em Randle (1992).

A montagem, tanto das câmeras quanto dos equipamentos que captam o sinal dos elétrons difratados, pode variar de equipamento para equipamento. No geral, a tela fosforescente acoplada à câmera de baixa luminosidade é montada na parte de trás da coluna do MEV, sendo inserida na câmara de vácuo somente quando a técnica de EBSD é utilizada. A orientação do sistema tela/câmera de captação é paralela à orientação do feixe e conseqüentemente oblíqua à amostra, ou seja, a coluna formada pelo sistema de aquisição de dados de EBSD é montada horizontalmente no MEV (Figs. 3.7 e 3.8).

Apesar de atualmente já serem construídos microscópios destinados exclusivamente à aplicação das técnicas de EBSD, a instalação desse sistema com a configuração horizontal pode apresentar problemas. Isso deve-se principalmente aos fatores físicos limitantes, como o tamanho da coluna do microscópio e a posição de entrada da amostra na câmara de vácuo, além da presença de outros equipamentos já ligados na coluna, como espectrômetros e outros detectores.

Um problema constante em qualquer obtenção de um sinal de EBSD é a razão entre sinal real e o efeito de “*background*” ocasionado pela emissão de sinais mais fracos oriundos da interferência maior do feixe com a matéria (Fig. 3.9). Isso ocorre devido à baixa corrente do feixe (Randle 1992), ou mesmo devido à interferência de defeitos na amostra (naturais ou artificiais, como os ocasionalmente gerados durante os processos de polimento descritos a seguir).

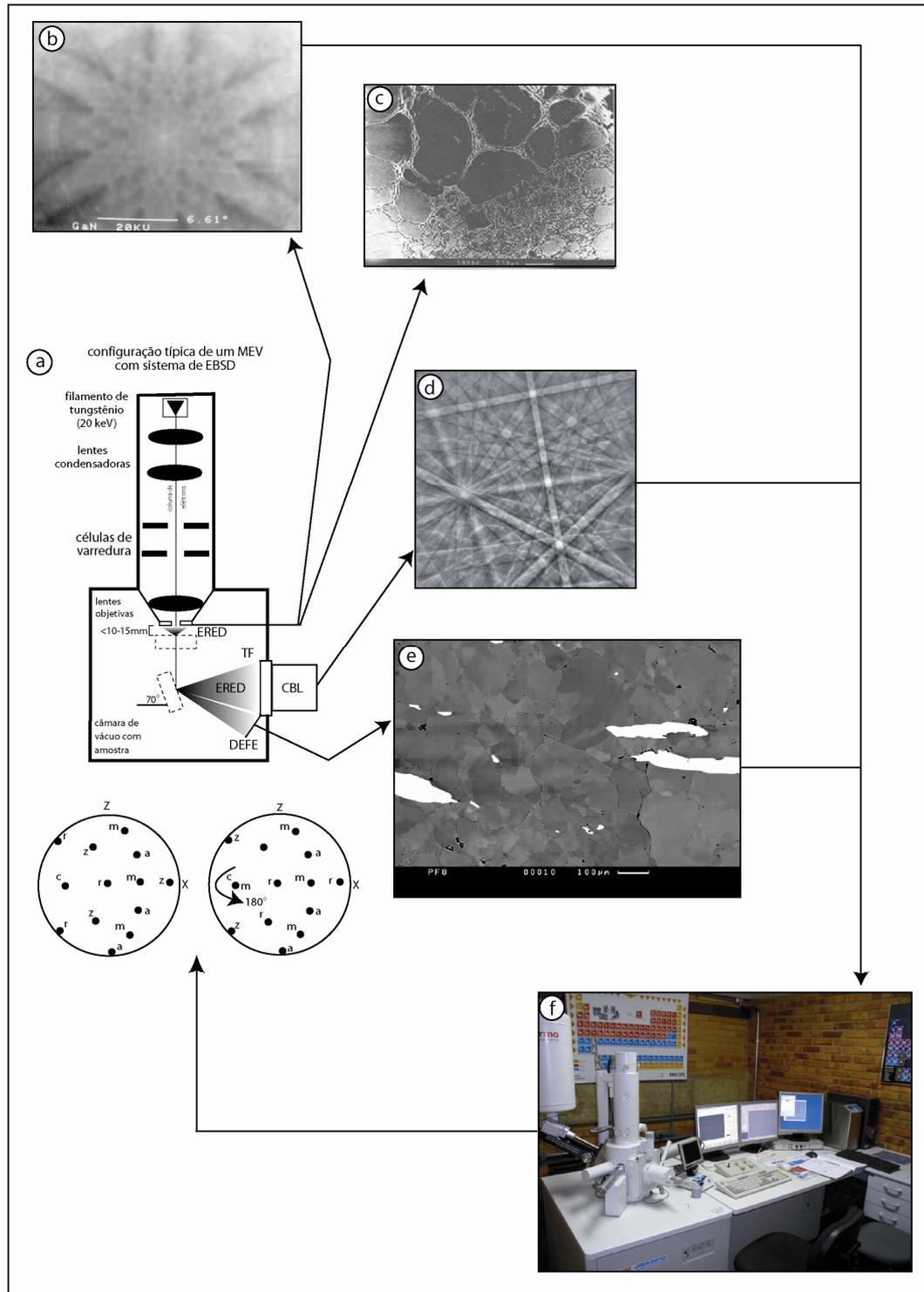


Figura 3.6 – Desenho esquemático do MEV mostrando as principais características de um sistema de aquisição de dados de orientação cristalográfica por difração de elétrons retroespalhados (c & e) ou por tunelamento de elétrons (b e d). Em ambos casos, os dados podem ser analisados automaticamente em um sistema computacional (f) para a produção dos diagramas de petrotrama.

A geometria de um sistema de EBSD

- 1) Feixe de Elétrons: variável entre 15-25 keV; 0,01 - 50 nA;
- 2) Distância de trabalho (*working distance - DT*): 8 mm - 45 mm - irá determinar a resolução espacial dos padrões de difração e a área máxima da amostra;
- 3) Distância entre a amostra e a tela fosforescente (*SS*) - entre 10 mm e 40 mm - vai determinar o ângulo sólido (variável entre 60 e 90); quanto maior esse ângulo, menor *SS*.

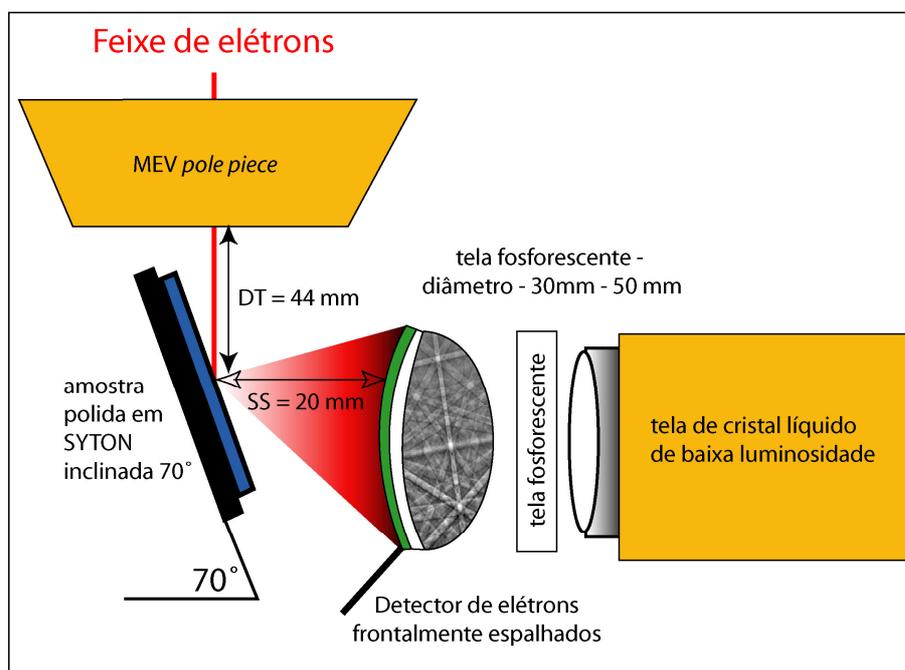


Figura 3.7 – Desenho esquemático da geometria de um sistema MEV/EBSD para a aquisição de dados de orientação cristalográfica, mostrando os equipamentos básicos para a captação dos elétrons retroespalhados. Modificado de Mainprice (2005).

Um maior contraste desses padrões pode ser obtido através da passagem do sinal original por um sistema de intensificação do mesmo, uma ferramenta bastante comum utilizada principalmente em minerais cujo efeito de “background” é grande (*e.g.* micas). Por outro lado, os constantes aperfeiçoamentos das telas de captação, das câmeras e dos programas que fazem as identificações das formas cristalinas nos padrões de difração, têm permitido que mesmo padrões com alto ruído sejam precisamente indexados e armazenados (*e.g.* <http://www.hkltechnology.com>).

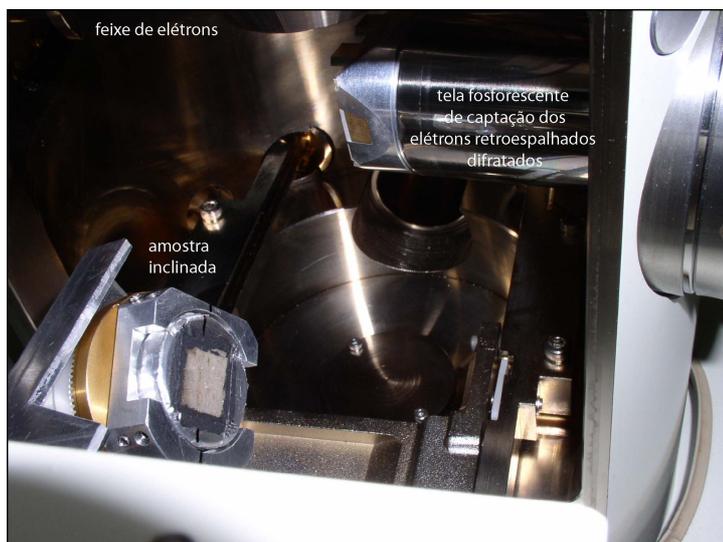


Figura 3.8 – Detalhe interno da câmara de vácuo do MEV, mostrando a fonte de elétrons, a amostra inclinada em ângulo de aproximadamente 70° e a tela de captura dos elétrons retroespalhados.

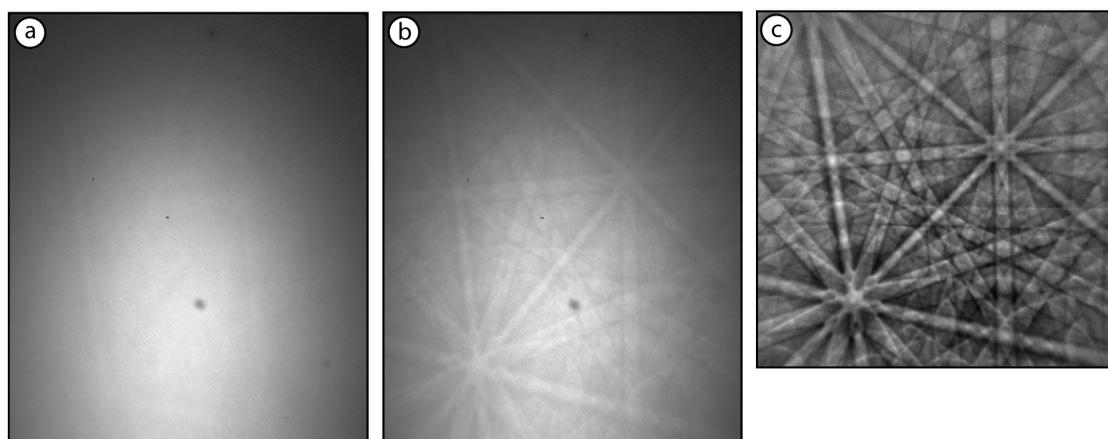


Figura 3.9 – Padrões de difração de elétrons retroespalhados (ou de Kikuchi) mostrando o efeito de *background* (a) geralmente presente na obtenção desses dados reais (b) e o efeito de correção, cujo objetivo é tornar as linhas de Kikuchi mais nítidas para uma aquisição mais precisa de dados.

3.3 Aquisição de dados de difração de elétrons rétroespalhados

3.3.1 Calibração para obtenção de dados de EBSD

A aquisição confiável e reconhecimento dos padrões de Kikuchi utilizando o par MEV/EBSD, basicamente é dependente da qualidade do polimento das amostras e do processo de calibração realizado durante a instalação do mesmo. Existem três parâmetros de referência que

devem ser obtidos previamente ao início de medidas sistemáticas utilizando o par MEV/EBSD, que são: a posição exata da fonte do padrão (SP – *source point*), ou seja, o ponto, na amostra, onde é gerado o padrão; a posição do centro do padrão (PC – *pattern center*) na tela, ou o centro do padrão de Kikuchi; e a distância entre esses dois pontos (L) (Fig. 3.10). No geral, esses padrões são obtidos pelo método da Orientação Conhecida, que utiliza um monocristal de silício para gerar a orientação de referência (Randle 1992). Para a calibração precisa, esse cristal, juntamente com o porta-amostra, são posicionados no microscópio de forma que a normal do porta-amostra e a normal do cristal coincidam (a amostra é montada “deitada” no porta amostra), sendo o sinal formado na tela em magnificação alta. O plano [011] desse cristal é posicionado paralelamente ao eixo X do microscópio, ou seja, no sentido esquerda-direita (horizontal) do estágio do MEV.

Durante o processo de calibração, devem ser definidos sistemas de referência ortogonais de três eixos para a amostra, para o microscópio e para o padrão de difração na tela que, durante a calibração, são devidamente correlacionados. No procedimento padrão, (Fig. 3.10) utilizam-se (X_s , Y_s e Z_s) como os eixos de referência da amostra, (X_m , Y_m e Z_m) como o sistema do microscópio e (x , y , z) para o padrão gerado na tela.

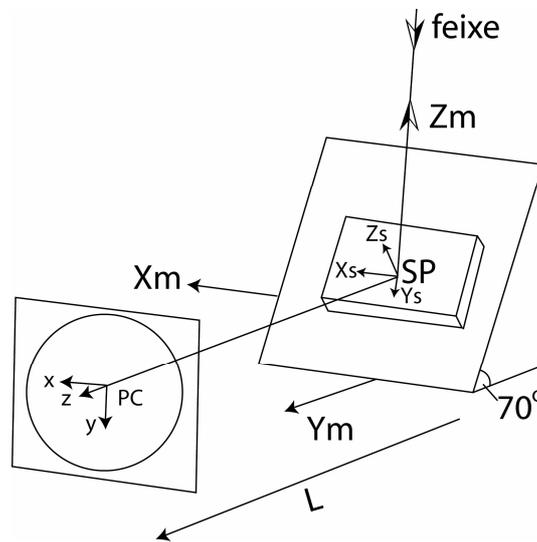


Figura 3.10 – Figura esquemática mostrando os eixos de referência e os parâmetros padrão da configuração do sistema MEV/EBSD com tela vertical. X_m , Y_m e Z_m são os eixos do microscópio eletrônico de varredura, enquanto X_s , Y_s e Z_s são os eixos da amostra e x , y e z os eixos da tela. SP refere-se a “fonte” do padrão, enquanto PC refere-se ao centro desse padrão na tela (a origem para os eixos x , y e z). L é a distância entre SP e PC.

O eixo X_s localiza-se no plano de superfície e é paralelo a X_m (ou seja, paralelo a uma linha horizontal da esquerda para direita), Y_s , perpendicular a X_s , também no plano (em uma

linha vertical) e Z_s perpendicular tanto a X_s e Y_s , e conseqüentemente perpendicular à superfície da amostra. No caso do cristal usado para calibração, X_s é [110], Y_s é paralelo a [1-10] e Z_s orientado paralelamente a Z_s . O SP e os eixos de referência da amostra em relação aos eixos do microscópio são os mesmos para o cristal usado para calibração do sistema, ou seja, a geometria do porta-amostra é invariável entre esses dois fatores. Além disso, o sistema de coordenadas na amostra deve ser correlacionado com o sistema de coordenadas da imagem gerada pela difração dos elétrons na tela. Essa relação é feita através dos eixos do microscópio, como demonstrado na Figura 3.11. Os eixos do microscópio e da amostra são correlacionados em um ângulo de inclinação de $70,5^\circ$ em relação ao seus eixos-X comuns, de modo que Y_m , Z_m , Y_s e Z_s sejam coplanares (Randle 1992).

No sistema de EBSD, a tela fosforescente e a câmera geralmente são montadas paralelamente ao feixe de elétrons (Figs. 3.7 e 3.8). Nesse caso, o centro do padrão é [114], devido ao ângulo de inclinação da amostra: o ângulo entre [001] e [114] é $19,5^\circ$, que é o complemento do ângulo de inclinação da amostra ($70,5^\circ$) em relação à horizontal. Assim, a distância L é a distância entre o ponto “fonte” do padrão e [114].

Com a obtenção do padrão do cristal de referência corretamente calibrado no microscópio, é então necessária a identificação de alguns eixos cristalográficos para a finalização do processo de calibração. Primeiramente, localiza-se [001], facilmente reconhecido nesses padrões por sua simetria de rotação quádrupla como demonstrado diretamente no padrão de difração de um cristal de silício na Figura 3.11. Além disso, é necessária a identificação de [112] que, como [114], ocorre paralelamente ao eixo Y do cristal de calibração, o que significa que um dos dois deve ser utilizado para definir o eixo Y na tela. Geralmente, dá-se preferência ao eixo [112], devido à sua maior definição na tela e conseqüente identificação facilitada, além do que o ângulo entre [001] e [112] é maior do que entre [001] e [114], o que minimiza os erros nas medidas (Randle 1992).

A distância entre SP e PC na configuração de MEV/EBSD, geralmente utilizada, é fixa, pelo menos nas altas magnificações, onde a varredura do feixe é pequena. A posição do PC irá mudar se houver mudança na distância de trabalho. Se essa distância aumentar, o PC aparecerá em uma posição mais inferior na tela.

3.3.2 Reconhecimento dos padrões e determinação das orientações cristalográficas

Após a preparação da amostra e o processo de calibração do MEV, tanto em relação às suas condições operacionais quanto à obtenção correta de dados de EBSD, o sistema, teoricamente, está pronto para coleta e armazenamento dos dados. O único processo que deverá ser aplicado a cada nova amostra é a correta localização dos eixos externos de referência da amostra em relação aos eixos do microscópio e, no caso de minerais não pertencentes ao sistema cúbico, os parâmetros cristalográficos (simetria cristalina, parâmetros da rede e ângulos intereixos). No geral, as amostras são montadas com sua direção principal paralela ao eixo X do microscópio.

Os programas de computador utilizados para a identificação dos eixos cristalinos e, posteriormente, das suas orientações, geralmente necessitam que o operador do sistema saiba reconhecer nos padrões alguns eixos cristalinos principais. Para obtenção de medidas em minerais do sistema cúbico, por exemplo, é necessário que o usuário localize dois dos seguintes eixos cristalográficos: (001), (011), (101), (111), (112), (113), (114) ou (012). Além disso, é necessário informar ao programa a distância de trabalho. A determinação precisa desses eixos requer um conhecimento básico de cristalografia, pois muitas vezes os mesmos possuem geometrias semelhantes entre si, e sua diferenciação só pode ser feita através da análise cuidadosa de quais linhas de Kikuchi são responsáveis pela materialização dos mesmos.

A identificação das zonas de eixos, ou seja, as regiões de cruzamento entre as projeções dos cones de difração na tela fosforescente, gerados pela difração do feixe de elétrons no material cristalino, geralmente é feita pela sua posição relativa a outros eixos e por sua simetria. Uma ferramenta bastante utilizada, ainda atualmente na identificação dessas zonas, é um “mapa” de Kikuchi que seja composto de duas unidades triangulares, com os principais planos intracristalinos e zonas de eixo previamente identificados.

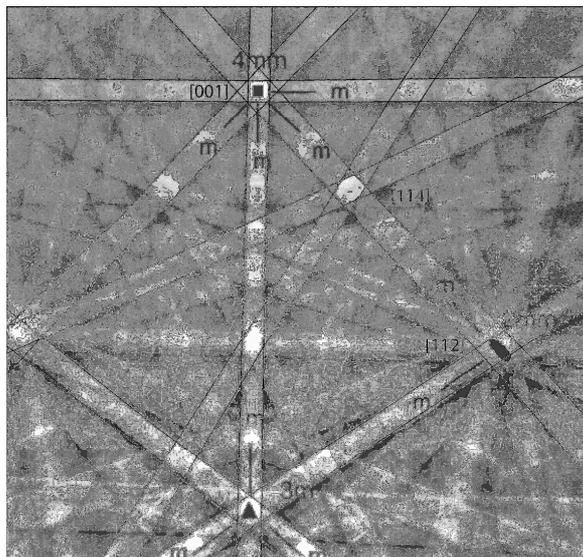


Figura 3.11 – Padrão de difração de elétrons retroespalhados em um cristal de silício com os eixos de simetria 2mm, 3m e 4m além dos planos de espelhamento m. As zonas de eixo [001], [112] e [114] são as utilizadas geralmente para o processo de calibração e centralização do sistema MEV/EBSD. Padrão de Kikuchi extraído de <http://www.mineralsocal.org/micro/images/ebstdfig2.gif> e indexado com auxílio do simulador de padrões HKL Simulator (<http://www.hkltechnology.com>)

No caso da obtenção de dados de orientação cristalográfica utilizando tunelamento de elétrons ou microscopia eletrônica de transmissão, seria necessária a montagem de várias imagens para obtenção do mesmo padrão usando MEV/EBSD, devido a um recobrimento angular muito menor por essas duas técnicas acima. Em alguns casos, é possível a construção de um mapa de Kikuchi sobre uma esfera (Fig. 3.12) fazendo com que as distorções intrínsecas ao rebatimento de um elemento esférico para uma superfície plana sejam eliminadas. No caso de minerais cúbicos essa distorção é quase mínima, porque apenas 1/24 da esfera é considerada, embora aumente progressivamente em minerais de simetria mais baixa. Esses mapas podem ser gerados a partir de programas de computador (Fig. 3.13), todavia apresentam alguns problemas devido a dificuldade de simular a intensidade das linhas visíveis em um mapa gerado a partir da difração real. Contudo, são interessantes pelo fato de que mapas tridimensionais são gerados sem necessidade da obtenção de dados reais, principalmente em minerais já estudados e que não necessitam de verificações sobre a correta cristalografia do modelo.

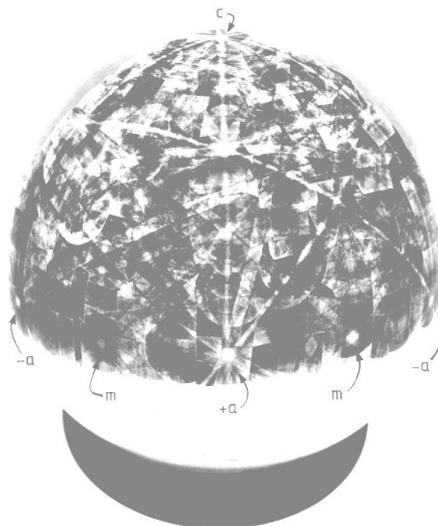


Figura 3.12 – Mapa de padrão de difração por tunelamento de elétrons (método semelhante à difração de elétrons retroespalhados), cobrindo inteiramente o triângulo cristalográfico unitário para o mineral. A figura é o globo original para o quartzo, construído a partir de um mosaico de amostras cortadas a partir de um cristal de um veio hidrotermal de quartzo. Ele se estende do eixo (0001) no pólo N até o plano basal (equador) em uma dispersão angular de 120° . Maiores detalhes em Lloyd & Ferguson (1985) e Lloyd *et al.* (1987).

É interessante observar que os padrões de Kikuchi podem apresentar diferenças mesmo sendo obtidos para materiais pertencentes ao mesmo sistema cristalino. Por exemplo, dois padrões obtidos para cristais do sistema cúbico são idênticos em relação aos seus ângulos interplanares e intrazonais, mas a razão entre as espessuras das bandas é variável entre os dois. A razão principal para isso é a operação das leis que controlam o centro da rede, resultando na ausência de algumas linhas em cada um dos padrões obtidos (Randle 1992). Em um padrão obtido para um cristal cúbico de face centrada, a linha mais proeminente é a gerada pela difração ao longo do plano [111], enquanto em um cristal cúbico de corpo centrado essa linha passa a ser a referente ao plano [110]. Isso será importante durante o processo de calibração, pois no primeiro caso, os eixos mais convenientes a serem determinados pelo operador são 114 e 112 (menos visíveis nos cristais de corpo centrado), enquanto que no segundo caso 113 e 102 são mais proeminentes. Além disso, essa presença/ausência de bandas mais difusas podem solucionar muitos dos problemas inerentes à técnica de EBSD (seção 3.3.5).

Após a seleção dos eixos para a calibração, onde também deve-se levar em consideração o fator de quiralidade do cristal (Phillips 1971, Randle 1992) e a altura da amostra, o programa de computador automaticamente calcula o ângulo entre os dois pólos selecionados e faz a indexação das linhas de Kikuchi antes de armazená-lo no arquivo de dados. A verificação desse ângulo

previamente à indexação das linhas permite acurar as medidas e determinar se os pólos escolhidos no padrão foram os corretos.

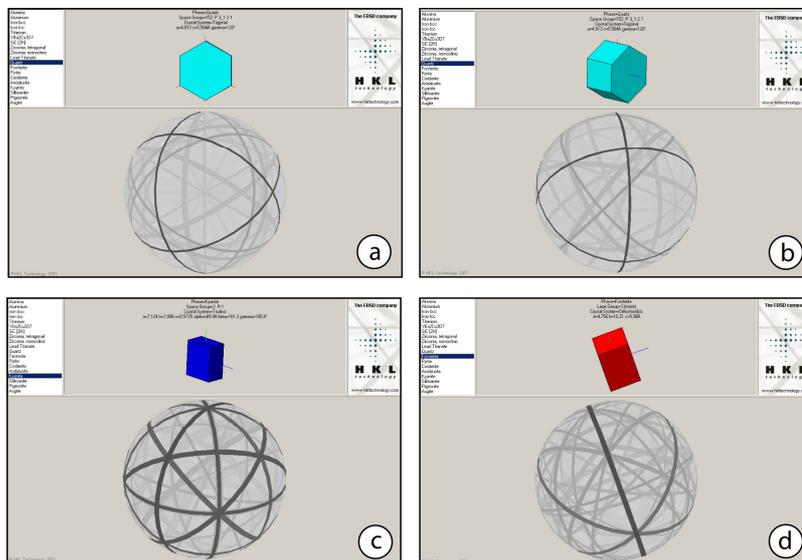


Figura 3.13 – Simulação via HKL Simulador de padrões de difração em cristais de quartzo (a & b, com diferentes orientações do cristal, sistema trigonal), cianita (c, sistema triclínico) e olivina forsterita (d), pertencente ao sistema ortorrômbico. Esse programa permite a identificação em tempo real dos eixos e planos cristalinos representados no padrão.

3.3.3 Obtenção de dados para minerais do sistema não-cúbico

Os processos de calibração, de aquisição e processamento dos dados de EBSD no sistema MEV/EBSD foram desenvolvidos primeiramente em materiais metálicos pertencentes ao sistema cristalino cúbico (*e.g.* silício, cúbico de face centrada utilizado como semi-condutor). Contudo, tanto os equipamentos utilizados pelo MEV para a captação dos feixes de difração, bem como os *softwares* disponíveis para aquisição, armazenamento e processamento permitem a realização de medidas de orientação cristalográfica em materiais cristalinos em qualquer um dos sete sistemas cristalinos (Randle 1992; Prior *et al.* 1999). Porém, é importante que o usuário possua uma maior experiência na identificação dos padrões de Kikuchi para minerais não pertencentes ao sistema cúbico, tendo em vista que o triângulo estereográfico unitário é maior para esses minerais (com a tendência a se tornar cada vez maior quando os materiais são menos simétricos).

Na prática, porém, os padrões de Kikuchi de minerais tetragonais, ortorrômbicos, trigonais, monoclinicos e triclínicos possuem muitas complexidades que, associadas às distorções

introduzidas pelas projeções gnomônicas, tornam muitas vezes sua identificação ambígua. Essas distorções gnomônicas provocadas pela projeção esférica em um plano bidimensional são impossíveis de serem corrigidas, mesmo em equipamentos modernos, por ser uma característica inerente a esse tipo de projeção. Contudo, a contínua modernização das telas fosforescentes, cada vez mais sensíveis, tem permitido a identificação de linhas de Kikuchi que até então apareciam totalmente difusas junto com o *background*.

Outro problema não abordado que aparentemente não interfere nas medidas de minerais dos sistemas cúbicos, desde que se tenha a correta identificação desse mineral, é a questão acerca de minerais isomórficos. Nesses casos, minerais de diferentes composições possuem a estrutura e/ou forma cristalográfica igual ou variando continuamente em decorrência da substituição diadócica de elementos de raio iônico semelhante. Esses minerais podem formar uma série isomórfica contínua ou quase contínua, sendo os minerais de composições intermediárias dentro dessas séries geralmente chamados de solução sólida dos termos extremos. Dois exemplos clássicos de séries isomórficas são as do grupo das olivinas, nas quais ocorre a variação entre o termo magnésiano (forsterita) e férrico (fayalita), e o grupo dos plagioclásios, no qual o termo sódico (albita) torna-se progressivamente mais cálcico até atingir o termo anortita.

No caso dos plagioclásios, se essa mudança de composição se reflete óticamente, podendo ser utilizada na identificação da composição desse mineral, então é correto admitir que essa diferença deverá apresentar-se nos padrões de difração de elétrons retroespalhados. Se esse pressuposto é correto, então torna-se necessário que para cada variação de composição de plagioclásios exista um “padrão de referência”, utilizado para a correta indexação desses minerais. Segundo G. Lloyd (comunicação pessoal) existem, em princípio, 5 (e possivelmente 6) diferentes padrões de referência para plagioclásios com composições variáveis do teor de anortita nesses sistemas. Isso ocorre porque as mudanças progressivas nas composições dessas soluções sólidas provocam mudanças nos parâmetros das redes intracristalinas como: grupo pontual, espaçamento interplanar, relações angulares entre os planos, entre outros. Dessa maneira, dependendo do mineral que se deseja analisar, é importante primeiramente obter sua caracterização química precisa (geralmente utilizando dados de microsonda eletrônica) para que, durante a obtenção das medidas usando o EBSD, consiga-se determinar precisamente qual padrão de referência será utilizado (Prior & Wheeler, 1999).

3.3.4 Indexação e as transformadas de Hough

Um estágio importante na determinação das orientações cristalográficas através da análise dos padrões de difração de elétrons retroespalhados é a identificação de feições características dentro dos mesmos, como as larguras das bandas e os ângulos que as mesmas fazem umas com as outras. Contudo, essa análise não é feita diretamente a partir do padrão de difração em si, mas sim através de algoritmos de processamento de imagem que simplificam esses padrões e permitem a identificação das propriedades cristalográficas dos mesmos com maior velocidade e grande precisão. Essa análise de imagem é feita através da transformada de Hough, que permite a identificação das principais feições de cada uma das imagens de difração de elétrons retroespalhados, utilizando para isso imagens preto-e-brancas.

Em linhas gerais, a imagem é transformada através de uma função matemática para o denominado espaço de Hough. No caso dos padrões de EBSD, essa função é dada pela equação 3.5

$$\rho = x \sin(\theta) + y \cos(\theta) \quad (3.5)$$

que permite a transformação de um ponto com coordenadas (x, y) em um espaço real em uma curva de cosseno (ρ , θ) no espaço de Hough (NORAN EBSD School, 2001). A continuação desse processo e a resultante soma de todos os pontos da imagem irá gerar uma linha no espaço real, que, no espaço de Hough, representará um ponto de alta intensidade (Fig. 3.14). Dessa forma, as coordenadas (ρ , θ) desse ponto são as coordenadas polares da linha no espaço real.

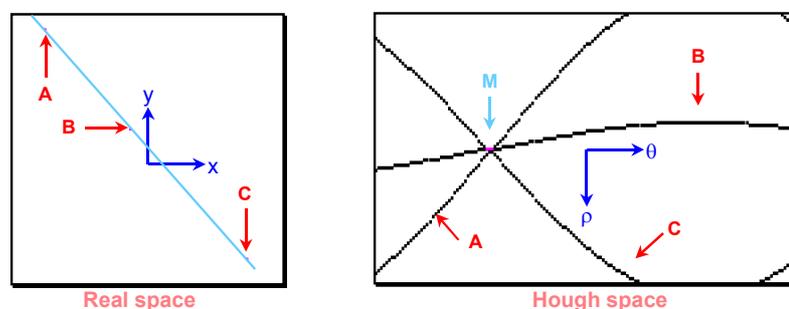


Figura 3.14 – Desenho esquemático da transformação de uma imagem de pontos simples para o espaço de Hough. Extraído de NORAN EBSD School (2001).

Esse algoritmo é então aplicado para toda imagem, de modo a determinar as principais feições em cada um dos padrões analisados. Uma vez identificados cada um desses pontos na transformada de Hough, os espaçamentos entre as as bandas são determinados pelo espaçamento radial entre os picos, e os ângulos interplanares através do espaçamento angular entre os mesmos (Fig. 3.15)

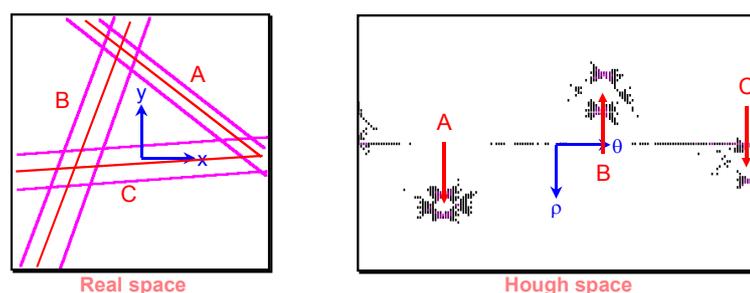


Figura 3.15 – Desenho esquemático mostrando a transformação de um padrão de EBSD no espaço real em linhas paralelas no espaço de Hough. Extraído de NORAN EBSD School (2001).

3.3.5 Fontes de erro na utilização da técnica de EBSD para orientação cristalográfica

Apesar da obtenção de dados de orientação cristalográfica utilizando o par MEV/EBSD ser simples e praticamente não envolver muitos erros intrínsecos a ela, algumas possíveis fontes de geração de erros podem prejudicar bastante as medidas. Uma das principais causas de erro acontece pelo mau posicionamento da amostra no porta-amostra. A posição dos eixos da amostra em relação ao porta-amostra só não é importante se as orientações a serem obtidas não possuírem relação com a geometria da amostra, como por exemplo, a diferença de ângulos entre limites de grãos.

Outro erro bastante comum é devido a inexperiência dos operadores na localização precisa com o cursor dos eixos de zona, ou seja, do cruzamento das linhas de Kikuchi nos padrões. O treinamento de precisão é extremamente necessário, tendo em vista que o ângulo típico entre as linhas de Kikuchi é de aproximadamente 2° , o que implica que o cursor, no momento da indicação exata da zona de eixo, esteja no máximo a $0,25^\circ$ de erro.

Erros não lineares inerentes à câmera podem produzir distorções tipo “almofada de alfinete” que são distorções acumuladas nos limites da tela da TV. O nível de erro inerente a cada imagem pode ser verificado através do imageamento ortogonal de uma grade, como um pedaço

de papel milimetrado. Se a distorção for excessiva, existe no próprio sistema de EBSD uma rotina de correção que poderá ser aplicada.

Contudo, a maior fonte de erros na medida de orientações cristalográficas está associada com os processos de calibração, tendo em vista que a localização precisa do centro do padrão, e a distância entre o ponto fonte do padrão e o centro do mesmo são essenciais para as medidas posteriores. Erros de calibragem podem introduzir pequenos erros a cada medida, o que pode resultar, no final, em erros de orientação na ordem de $0,5^\circ$. Assim, as medidas mais precisas devem ser realizadas o mais próximo da altura de calibragem.

Além disso, a interação do feixe de elétrons em regiões com orientações cristalográficas distintas (*e.g.* limites de subgrãos) ou em regiões onde o cristal é extremamente fino pode ocasionar a superposição de dois padrões distintos em um mesmo padrão de Kikuchi. Nesses casos, os padrões distintos não podem ser separados e, com isso, não devem ser indexados. Contudo, a utilização da indexação automática (no caso de grandes números de medidas) não leva isso em consideração e automaticamente armazena esse padrão, podendo fornecer um resultado errado, principalmente se o número de medidas for pequeno.

Outra fonte possível de erro pode ser relacionada aos casos de minerais que possuem padrões de difração extremamente parecidos, não podendo ser diferenciados devido a um eixo de rotação aparente de *n-graus*. O quartzo, por exemplo, mostra um comportamento pseudo-hexagonal devido a uma rotação de 180° em torno do seu eixo- $\langle c \rangle$, o que faz com que seus romboedros positivos e negativos não possam ser identificados, pelo menos nos padrões de EBSD com indexação automática. Esse mesmo comportamento é ocasionado pelas maclas de Dauphiné e podem ocasionar problemas de não-indexação das orientações ou mesmo indexações incorretas, principalmente no modo automático, tendo em vista que essa separação só pode ser feita pela indexação manual de linhas difusas no padrão.

Outro problema bastante comum é a indexação errada ou não-indexação de minerais com estruturas e/ou composições muito similares, particularmente aqueles pertencentes às séries de soluções sólidas. Apesar das bandas mais nítidas de difração serem semelhantes para 2 minerais distintos, é a presença ou ausência de certas bandas menos nítidas que são responsáveis pela distinção da simetria dos mesmos. Isso tem sérias implicações, principalmente na utilização da indexação automática dos dados de orientação, sugerindo-se um certo cuidado na utilização dos mesmos. Se forem tomadas as devidas precauções para que os erros sejam minimizados ou

eliminados, é possível obter-se uma precisão de 1° - 2° para as medidas de orientações, com pequenos erros de $0,5^{\circ}$ para orientações relativas.

3.4 Preparação de amostras para EBSD

Uma das principais vantagens da técnica de difração de elétrons retroespalhados é a preparação relativamente fácil das amostras. O procedimento de polimento tem um importante aspecto na precisão de aquisição de dados de EBSD, pois a mesma é extremamente sensível a qualquer dano superficial presente na amostra no momento da leitura. Contudo, procedimentos detalhados de preparação de amostras geológicas são raramente descritos, seja para amostras de geoquímica e petrologia, geologia isotópica ou para obtenção de orientações cristalográficas. Com isso, torna-se importante que essas metodologias sejam devidamente registradas, de modo que outros investigadores tenham acesso fácil a um procedimento funcional que necessite apenas ser aperfeiçoado, evitando-se a criação de uma nova metodologia.

No caso da técnica de EBSD, o objetivo principal da preparação é eliminar todos os efeitos de distorção e contaminação dentro da profundidade de penetração do feixe de elétrons, que é aproximadamente 20 nm, deixando a amostra o mais plana possível, ou seja, virtualmente livre de qualquer espécie de relevo (Fynn & Powell 1979). Com isso, qualquer tipo de contaminação na superfície da amostra, como uma camada finíssima de qualquer impureza, ou mesmo uma impressão digital, devem ser removidas. No caso das deformações superficiais, sejam elas de origem natural ou artificial, é difícil fornecer uma medida exata de “quanto” de deformação superficial é aceitável para medidas usando EBSD. Portanto, o treinamento visual para o reconhecimento desses defeitos nas amostras é essencial. A princípio, níveis médios de deformação são aceitáveis, mas nesses casos, o padrão geral poderá ser degradado porque o feixe de elétrons também estará interagindo com a superfície defeituosa. Além disso, grande parte dos elétrons que são difratados e retroespalhados são gerados nos primeiros 20 nanômetros da superfície, o que faz com o polimento deva ser o mais perfeito possível. Contudo, a posição verdadeira dos eixos como o ponto “fonte” do padrão e o centro deste não mudam de posição, o que torna possível a orientação do padrão, até mesmo quando este é bastante difuso devido a uma alta presença de *background* (Fig. 3.9).

Abaixo, descreve-se detalhadamente o procedimento para o polimento de amostras de moscovita-quartzo milonitos e biotita granitos milonitizados. No geral, segue-se esse mesmo procedimento para rochas de composição silicática, mas rochas com mineralogia anômala, com variação extrema entre as durezas relativas entre os minerais e presença de minerais hidrofílicos podem apresentar problemas durante o processo de abrasão físico-química. Em um caso específico de uma rocha composta por halita, o problema foi solucionado utilizando uma solução coloidal salina no processo final de polimento (R. Marshall, University of Leeds, comunicação pessoal). O tempo de polimento em cada uma das etapas também pode variar, dependendo da velocidade de rotação das politrizes, da pressão exercida pelo suporte de fixação das amostras, do grau de intemperismo das mesmas, da presença de minerais de baixa dureza e/ou friáveis, dentre outros fatores. Desse modo, os tempos fornecidos aqui são uma generalização, e a cada passo deve ser feita uma checagem visual para verificação. Todo esse procedimento foi desenvolvido pelo doutorando durante seu Estágio Sanduíche na *School of Earth and Environment* da *University of Leeds* (Reino Unido) sob a orientação do Dr. Geoffrey E. Lloyd e Dr. Martin Casey.

3.4.1 Procedimento para corte e polimento de amostras

O primeiro passo do procedimento é dado ainda na coleta da amostra, em campo. A amostra deverá ser orientada precisamente (em um plano qualquer) e dados como a foliação (bandamento gnáissico, foliação milonítica) e lineação (estiramento mineral) deverão ser medidos, se não na amostra propriamente dita, em uma área bastante próxima desta, cuja orientação no afloramento seja geometricamente consistente com a orientação das mesmas estruturas na amostra. Esses dados estruturais são de extrema importância em estudos de orientação cristalográfica em rochas porque, através dos mesmos, poder-se-ão rotacionar os dados de orientação cristalográfica para suas posições espaciais originais após a leitura. Isso se deve ao fato de que normalmente os dados são obtidos e plotados em um sistema de coordenadas que apresenta uma foliação vertical de direção E-W e uma lineação horizontal com a mesma direção (*e.g.* Passchier & Trouw 1996), não representando, a princípio, a posição espacial original de uma amostra. Dessa forma, quando se torna necessária a rotação desses dados para suas coordenadas geográficas, é importante que esses dados medidos em campo sejam precisos e intimamente relacionados à amostra na qual obtiveram-se os dados de orientação cristalográfica.

Após isso, seleciona-se o corte da amostra, sempre levando em consideração os objetivos a se atingir com a identificação da trama cristalina. Geralmente, utiliza-se o corte paralelo à lineação de estiramento e perpendicular à foliação (superfície XZ). Contudo, existe a possibilidade das medidas serem realizadas em outros planos (*e.g.* XY, YZ) e posteriormente serem rotacionadas para XZ com a utilização de programas de computador. É importante lembrar, contudo, que o corte em XZ, além de permitir as medidas diretas, também permite a visualização dos indicadores cinemáticos microscópicos, a grande maioria das microestruturas, além da mineralogia e mecanismos de deformação (esses dois últimos também possíveis de serem descritos em outras superfícies). Também é importante saber a orientação geográfica dessa superfície XZ, em relação às outras superfícies medidas em campo. A determinação dessa superfície pode ser realizada após o corte da amostra, reorientando a mesma em uma caixa de areia/massa de modelar, ou geometricamente utilizando uma rede estereográfica de igual área, determinando-se o grande círculo que contenha o pólo da foliação e a direção de caimento da lineação.

O tamanho da amostra para sua utilização em EBSD vai depender do tamanho de grão que a amostra apresenta (e que se deseja analisar), do tipo e tamanho do porta amostra do MEV e se é necessário ou não sua impregnação antes da análise. Geralmente as amostras são fatiadas em blocos de 10 mm x 10 mm x 4 mm (altura), o que resulta em uma superfície de análise de 1 cm². Para amostras com tamanho de grão mais grosso geralmente são produzidos cilindros com aproximadamente 13 mm de raio e aproximadamente mesma altura. No geral essas amostras são montadas em um molde de poliéster cilíndrico de cerca de 15 mm de raio e 14 mm de altura, tanto para os blocos quanto para as amostras cilíndricas (Fig. 3.16 a). Devem-se passar as orientações da amostra para o bloco cortado e deste para o molde onde a amostra ficará após a secagem da resina. A amostra deve ser centralizada no interior da resina para evitar sobrepolimento nas extremidades do molde de poliéster. Amostras friáveis ou muito porosas deverão ser impregnadas com uma resina epóxi em vácuo.

Após o processo de corte e montagem da amostra no molde, deve-se começar o processo de polimento. Como esse é um procedimento crítico para a análise de EBSD e o mesmo possui muitas variáveis, os procedimentos serão descritos a seguir:

- 1) Após a secagem do molde de poliéster, passar rapidamente a amostra em uma politriz de disco de ferro (Fig. 3.16 b), utilizando carbeto de silício (um material sintético binário de carbono e silício, de dureza aproximadamente 9, utilizado amplamente como abrasivo) com tamanho de grão variável entre 47 e 53 μm (230 Grit). Esse processo serve para expor totalmente a amostra, que possivelmente ficou recoberta pela resina de poliéster;
- 2) Nesse mesmo tamanho de grão, fazer uma espécie de chanfrado na borda do molde, de modo que este permita um maior deslizamento da amostra durante o processo de polimento;
- 3) Limpar a amostra em banho de ultra-som e lavar a amostra em água corrente, para eliminar qualquer resquício desse abrasivo de grão grosso;
- 4) Utilizando o *carbeto* de silício de tamanho de grão variável entre 13,3 e 10 μm (500/600 Grit), passar novamente a amostra em um outro disco de metal (se for utilizado o mesmo disco, deve-se limpar cuidadosamente o mesmo, de modo a retirar todos os restos de abrasivo de grão mais grosso – Fig. 3.16 c);
- 5) Lavar novamente em um banho de ultra-som e após, em água corrente;
- 6) O passo seguinte é o polimento com pasta de diamante de 9 μm em uma superfície de tecido sintético não entrelaçado, usando um *diamond based oil* como lubrificante (Fig. 3.16 d). Nessa etapa a amostra deve permanecer entre 15 e 30 minutos na politriz. Deve-se cuidar a quantidade de pasta de diamante utilizada, pois além de ser um material de alto custo, sua utilização em excesso acaba interferindo no polimento, pois a amostra acaba não sofrendo atrito com a superfície de tecido. Também é importante que a partir desse estágio a politriz permita a rotação aleatória das amostras, de modo que o dano causado pelo processo de polimento seja distribuído homogeneamente por toda superfície. No caso de só se ter disponível uma politriz, é importante que exista uma superfície de tecido para cada tamanho de grão do abrasivo, evitando assim possíveis contaminações físicas entre os abrasivos de grão grosso e fino;
- 7) Repete-se os passos 3 e 5, e em seguida, verifica-se a amostra em um microscópio de luz transmitida. Nessa verificação é importante discernir o dano

causado devido ao processo abrasivo com esse tamanho de grão dos danos causados pela abrasão anterior;

- 8) Polir com pasta de diamante de 3 μm em uma superfície de mesmo tipo como a descrita no passo 6, utilizando o mesmo lubrificante. Em geral, as amostras devem permanecer de 15 a 30 minutos na politriz nesse estágio (Fig. 3.16 e);
- 9) Novamente, banhar a amostra no ultra-som, depois em água corrente e verificar os danos no microscópio de luz refletida.
- 10) O último estágio de polimento mecânico utiliza pasta de diamante de 1 μm em uma superfície de tecido não-trançado, utilizando etanodiol como lubrificante (Fig. 3.16 f).
- 11) Por último, lava-se a amostra no ultra-som, em água corrente e se faz a última verificação no microscópio de luz refletida. Coloca-se a amostra a secar e posteriormente armazena-se a mesma em um dessecador. Com isso, encerra-se o processo mecânico de polimento;
- 12) Finalmente, a amostra deverá passar pelo último estágio de polimento, um processo químico-físico que utiliza como abrasivo uma solução alcalina de sílica coloidal (partículas de 20 nm) conhecida como SYTON (Fynn & Powell 1979), em uma politriz de baixa rotação em um tecido não-trançado (Fig. 3.16 g). Se todas as etapas anteriores forem bem executadas, esse último processo deverá deixar a amostra quase que completamente livre de danos (ao menos na escala do MEV), podendo ser utilizado em quase todas as espécies de silicatos, embora alguns destes sejam dissolvidos rapidamente por esse fluido (alguns tipos de micas e de feldspatos potássicos e todos argilo-minerais hidratados). Além disso, minerais de dureza muito baixa, como galenas, alguns sais, etc., podem apresentar problemas de preparação. Para rochas quartzo feldspáticas o tempo estimado por amostra nesse último estágio de polimento é de 10 a 18 horas.



Figura 3.16 – Exemplo de polimento progressivo de um conjunto de amostras (a), passando por todos os estágios físicos e químico-físico de abrasão (última amostra). As figuras (b, c, d, e & f) referem-se às politrizes utilizadas nos diferentes tamanhos de grão de abrasivo (230 grit, 50 grit, pasta de diamante de 9, 3 e 1 μm , respectivamente). A foto (g) mostra a politriz utilizada no processo químico-físico de ataque com sílica coloidal (SYTON).

Após o final do polimento, deve-se armazenar as amostras em um lugar extremamente limpo, pois a presença de qualquer partícula na superfície das mesmas poderá projetar uma sombra durante a aquisição dos padrões de difração, fazendo com que parte da amostra e seus detalhes fiquem escondidos nas imagens. Efeitos de topografia na amostra, ocasionada principalmente durante os processos de corte e polimento físico com abrasivos de grão grosso, podem ocasionar o mesmo efeito.

CAPÍTULO QUATRO

ORIENTAÇÕES CRISTALOGRÁFICAS PREFERENCIAIS DE QUARTZO E MOSCOVITA: PARALELISMO ENTRE LINEAÇÕES DE ESTIRAMENTO E LINHAS DE CHARNEIRA DE DOBRAS EM ZONAS DE ALTA DEFORMAÇÃO

“Great things are done when men and mountains meet.”

William Blake (1757 – 1827)

Capítulo 4

Orientações cristalográficas preferenciais de quartzo e moscovita: paralelismo entre lineações de estiramento e linhas de charneira de dobras em zonas de alta deformação

4.1 Introdução

Dobras com eixos paralelos/subparalelos a uma dada lineação de estiramento são feições bastante comuns em zonas de cisalhamento e cinturões miloníticos e podem representar o caso extremo de modificação da geometria de dobras no interior das mesmas. Na grande maioria dessas zonas, a deformação ocorre predominantemente por cisalhamento simples, com algum cisalhamento puro (*e.g.* Ramsay & Graham 1970; Ramsay 1980; Ghosh 1993).

Contudo, a simples teoria sobre mecanismos de dobramento, onde o efeito de rotação das linhas de fluxo não é levado em consideração, indica que as dobras devem inicialmente formar-se com os eixos orientados paralela e/ou obliquamente ao eixo-Y do elipsóide de deformação finita. Isso ocorre em resposta à uma compressão local na direção de seu eixo-Z, que é acompanhada pela amplificação dessas estruturas paralelamente ao eixo-X (Ramsay & Huber 1987; Ghosh 1993).

As lineações de estiramento materializam, de um modo geral, o eixo-X de maior extensão desse mesmo elipsóide e também pode ser definido como a expressão da direção de cisalhamento de uma foliação ou mesmo a direção principal de transporte tectônico em uma determinada região (Nicolas & Poirier 1976; Ramsay & Hubert 1987; Passchier *et al.* 1990; Ghosh 1993). Desse modo, existe uma discrepância entre o pressuposto teórico básico dos mecanismos de dobramentos e a geometria comumente observada em dobras de zonas de alta deformação.

Essa discrepância entre os modelos teóricos e o que realmente é observado na natureza pode ter diversas explicações. Geralmente o paralelismo entre os eixos das dobras e as lineações de estiramento é explicado pela nucleação das dobras com os eixos paralelos a uma lineação mais antiga. Neste caso, as estruturas lineares mais antigas funcionariam como uma anisotropia mecânica (*e.g.* Hudleston 1973) que favorece o desenvolvimento de dobras mais novas com eixos

paralelos às lineações. As principais implicações de assumir-se que os eixos das dobras nucleiam invariavelmente paralelos a uma lineação pré-existente são de ordem da cinemática da deformação e conseqüentemente das direções de tensão aplicadas. Isso teria uma série de decorrências para a interpretação da evolução estrutural de situações tectônicas em cinturões orogênicos, visto que qualquer dobra com charneira paralela à uma lineação mais antiga representaria no mínimo dois eventos deformacionais distintos, o que frequentemente não é o caso (*e.g.* Cobbold & Quinquis 1980; Grujic & Mancktelow 1995; Ghosh & Sengupta 1984; Casey & Williams 2000; Lebit *et al.* 2002).

Uma segunda explicação seria o caso de dobras com linhas de charneira paralelas à uma lineação de estiramento terem sido formadas concomitantemente ao processo de dobramento. Mecanicamente esse também é um cenário possível, mas pouco provável de ocorrer, visto que o mesmo requer mecanismos de dobramento altamente específicos e incomuns na natureza de modo a explicar o abundante paralelismo entre charneiras de dobras e lineações de estiramento em zonas de alta deformação (*e.g.* Cobbold 1976; Cobbold & Quinquis 1980; Ghosh 1993; Grujic & Mancktelow 1995). Assim, essa segunda explicação é possível mas pouco provável.

A terceira possibilidade surge se imaginarmos dobras cujas linhas de charneira tenham sido formadas a um determinado ângulo com a lineação de estiramento e tenham sido então mecanicamente rotacionadas até atingirem o paralelismo com a lineação durante um processo de deformação progressiva. Essa situação é possível e provável de acontecer, e essa idéia básica é amplamente utilizada para explicar a grande ocorrência de dobras com eixos paralelos as lineações de estiramento (*e.g.* Carreras *et al.* 1977; Bell 1978; Berthé & Brun 1980; Lacassin 1984, 1987; Mies 1991).

Além dessas três primeiras possibilidades, existe ainda o fato de que no interior de uma zona de cisalhamento a deformação predominante pode ser particionada e não representar uma deformação apenas por cisalhamento simples. Localizadamente, isso pode favorecer o desenvolvimento de dobras com linhas de charneiras de diversas orientações (*e.g.* Stünitz 1991; Alsop 1992; Alsop & Holdsworth 2004; Casey & Williams 2000; Lebit *et al.* 2002).

A terceira e quarta situações parecem ser as hipóteses que explicam de maneira mais simples as questões acerca da modificação de dobras em zonas de alta deformação. Contudo, a observação puramente descritiva da orientação das linhas de charneira revela muito pouco sobre a história evolutiva de dobras modificadas.

Com isso, faz-se necessário o uso de outras metodologias para acessar em maior detalhe os processos atuantes durante a evolução de determinado conjunto de dobras e como essas estruturas foram mecanicamente modificadas. Como na maioria dos estudos específicos sobre mecanismos de dobramento, a chave para a solução de muitas dessas questões encontra-se na própria geometria e no perfil dessas estruturas (plano normal ao eixo das dobras).

O estudo de orientações cristalográficas ao longo de camadas/bandas dobradas permite a identificação das relações cinemáticas e temporais entre os mecanismos de dobramento e os processos de deformação geral que afetaram determinado volume de rocha. A literatura sobre o estudo de tramas cristalográficas em diversos minerais e suas relações genéticas com diferentes tipos de estruturas é abundante. No entanto, não é o objetivo do presente capítulo fazer uma revisão extensiva, discussão ou mesmo adição de dados sobre o assunto. O que se pretende nesse trabalho é demonstrar que a utilização de dados de orientação cristalográfica pode ser uma ferramenta útil no entendimento dos processos responsáveis pela evolução dessas dobras. Dessa forma, o presente capítulo apresenta primeiramente uma descrição qualitativa detalhada sobre a geometria de dobra com linha de charneira paralela à uma lineação de estiramento, juntamente com a interpretação de medidas de campo dessa estrutura e de outras geneticamente e/ou espacialmente relacionadas com a mesma. Além disso, apresenta-se uma descrição microestrutural detalhada das rochas afetadas por essa dobra com o objetivo de (i) determinar os mecanismos de deformação atuantes durante a formação dessa estrutura, (ii) a cinemática da deformação, bem como (iii) verificar possíveis mudanças texturais/microestruturais ocorridas nos flancos e da charneira dessas dobras..

Para a realização das medidas de orientação cristalográfica foram coletadas cinco amostras orientadas ao longo de camadas de moscovita-quartzo milonitos dobradas. Essas amostras então foram cortadas perpendicularmente às suas foliações e paralelamente às lineações de estiramento. A partir dessas seções foram confeccionadas lâminas delgadas para a análise ótica das microestruturas, além de blocos de dimensões variáveis de área (*cf.* Tab. 4.1) para a obtenção das medidas de orientação cristalográfica utilizando o par MEV/EBSD. A metodologia de polimento das amostras, bem como os processos físicos envolvidos e a configuração do MEV para a obtenção das medidas por difração de elétrons rétroespalhados são explicados detalhadamente no Capítulo 3.

Essas medidas de orientação cristalográfica preferencial foram realizadas no *Microgeodynamics Laboratory* da *School of Earth and Environment, University of Leeds* (Reino Unido), utilizando um microscópio eletrônico de varredura CamScan série 4 com um sistema automático de obtenção de dados de EBSD (HKL Technology) e de captação de elétrons frontalmente espalhados. Esse sistema de captação e indexação dos dados de EBSD é feito através do programa Channel 5® (<http://www.hkltechnology.com>). As condições operacionais do microscópio eletrônico de varredura para a realização dessas medidas foram as seguintes: voltagem de aceleração: 20kV; distância de trabalho: 24 mm (± 2 mm); corrente do feixe: ≈ 13 nA; inclinação do estágio do microscópio de varredura: 70°. Outros dados de interesse são sumarizados na Tabela 4.1.

DETALHES	PF-6	PF-7	PF-8	PF-9	PF-10
Localização na dobra	flanco superior	flanco superior	charneira	flanco inferior	flanco inferior
Dimensões (mm x mm)	10 x 15	8 x 17	10 x 15	10 x 15	10 x 15
Número de pontos	136.778	152.188	160.909	135.119	128.410
Stepsize (μm)	30	30	25	30	30
Tempo por amostra	47 h	52 h	69 h	46 h	44 h
Taxa de indexação (EBSP/seg.)	0,81	0,81	0,64	0,97	1,21
Minerais indexados	qzo/moscovita	qzo/moscovita	qzo/moscovita	qzo/moscovita	qzo/moscovita
MAD utilizado para figuras de pólo	1	1	1	1	1
% indexação	80	78	80	81	77
% quartzo indexado	84,05	72,67	79,84	72	72,47
% moscovita indexada	15,95	27,33	20,16	28	27,53

Tabela 4.1 – Sumário do processo automático de obtenção de dados de EBSD nas 5 amostras da região de Saas Fee, Alpes Internos do Oeste. *Stepsize* refere-se à distância horizontal e vertical onde cada um dos pontos foi medido, e MAD refere-se a *mean angular deviation*, ou seja, a diferença de ângulo entre um padrão medido diretamente na amostra e um padrão ideal, utilizado para indexação.

Esses dados de orientação são descritos em termos do sistema de referência das figuras de pólo, onde a foliação é vertical com direção E-W e a lineação é horizontal E-W. Esses dados são utilizados na análise da evolução cinemática e temporal das dobras em relação aos processos de milonitização responsáveis pela deformação principal exibida pelas amostras. Finalmente, todos esses resultados são discutidos/comparados com as interpretações apresentadas por outros autores que utilizaram metodologias semelhantes no estudo das relações entre eixos de dobras e lineações de estiramento. Em particular, é dada ênfase à comparação dos nossos resultados com os trabalhos de Lacassin (1984, 1987) e Williams (1997) que estudaram em detalhe as dobras da região de Saas Fee – Mattmark, nos Alpes Internos do Oeste, de onde provém as amostras estudadas na presente tese.

4.2 A utilização de dados de orientação cristalográfica no estudo da modificação de dobras

Grande parte das teorias sobre o desenvolvimento de orientação da rede cristalina é oriunda principalmente de resultados obtidos a partir de modelagens numéricas e experimentais (*cf.* Capítulo 2 e referências). Essas teorias sugerem que quando um sistema de deslizamento intracristalino é dominante em uma rocha monominerálica, e esse agregado é submetido a uma deformação por cisalhamento simples, os planos de deslizamento desse mineral devem alinhar-se paralelamente ao plano de fluxo principal dessa rocha, enquanto a direção de deslizamento irá tender ao paralelismo com a direção de fluxo principal do agregado. No caso de rochas ricas em quartzo, onde os sistemas de deslizamentos intracristalinos basais são dominantes até condições de temperaturas de 650° C, os eixos- c irão se alinhar perpendicularmente ao plano de fluxo e os eixos- a tenderão ao paralelismo com a direção de fluxo. Se assumirmos então que o plano de foliação desse agregado é exatamente paralelo ao plano XY do elipsóide de *strain* finito, e dessa forma não-paralelo ao plano de fluxo principal, então a assimetria da trama cristalográfica em relação à foliação pode ser interpretada como: (i) um indicador de deformação não-coaxial, e (ii) como uma medida do sentido de cisalhamento dessa rocha (*e.g.* Lister & Williams 1979).

Contudo, a observação criteriosa das orientações das redes cristalinas obtidas em tectonitos deformados naturalmente demonstra características que diferem dos dados obtidos a partir de modelagens experimentais e numéricas (*e.g.* Schmid & Casey 1986). Isso ocorre porque

é praticamente impossível simular matematicamente ou experimentalmente a quantidade de variáveis atuantes durante um processo de deformação em condições naturais. Por exemplo, se considerarmos a trama cristalográfica de quartzo de um agregado monominerálico deformado em condições de cisalhamento simples, teremos que: (i) os eixos $\langle m \rangle$ alinham-se paralelamente à lineação do sistema de referência, ou seja, paralelo à direção de cisalhamento no plano de foliação; (ii) os eixos $\langle c \rangle$ geralmente formam uma guirlanda única bastante forte cuja assimetria permite uma estimativa do sentido de cisalhamento; (iii) os eixos $\langle a \rangle$ formam máximos de concentração geralmente no círculo primitivo da figura de pólos, com um ângulo geralmente maior que 30° com a lineação do sistema de referência (Fig. 4.1). No geral, é observada uma assimetria em relação aos eixos do sistema de referência tanto para os eixos $\langle a \rangle$ quanto $\langle m \rangle$, os quais podem fornecer um indicativo do sentido de cisalhamento, concordando com a estimativa proporcionada pelos eixos $\langle c \rangle$. Através dessa abordagem empírica de interpretação das orientações cristalográficas preferenciais de quartzo e moscovita é que serão discutidas as relações de paralelismo, cinemáticas e temporais entre as lineações de estiramento e as linhas de charneira.

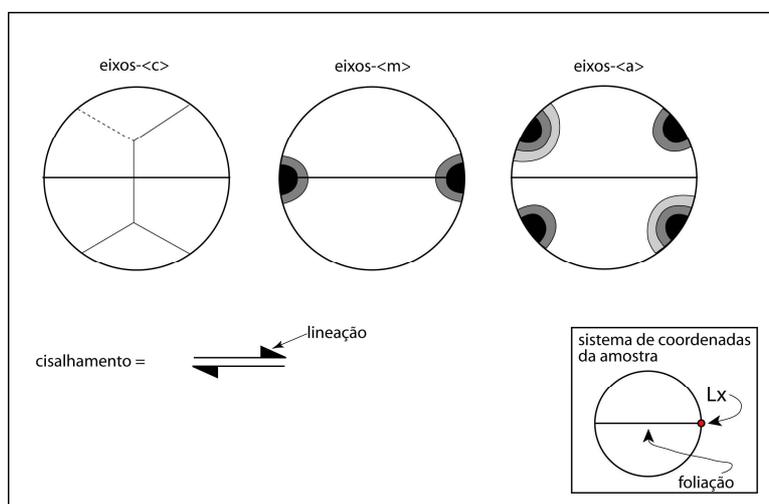


Figura 4.1 – Figuras de pólo empíricas para orientações preferenciais de quartzo. Através das observações dessas tramas em tectonitos deformados por cisalhamento simples em condições naturais, temos que: (i) os eixos $\langle m \rangle$ tendem a se alinhar paralelamente à lineação (paralelamente a direção de cisalhamento no plano da foliação); (ii) os eixos $\langle c \rangle$ formam guirlandas inclinadas com *kinks* cuja assimetria permite estimar o sentido de cisalhamento geral e (iii) os eixos $\langle a \rangle$ formam máximos de distribuição ao longo do círculo primitivo da rede, geralmente em ângulos $>30^\circ$ com o eixo-X de referência. Nesse último caso, um dos conjuntos de máxima concentração se sobrepõe sobre o outro, e também indica o sentido de cisalhamento.

O estudo de orientações cristalográficas preferenciais em cristais de quartzo tem sido bastante utilizado no estudo de dobras. Os primeiros trabalhos utilizando unicamente dados de eixo- $\langle c \rangle$ foram realizados com o objetivo de demonstrar que as dobras poderiam ser desdobradas (e.g. Sander 1930; Jones 1959; Ball 1960; Gangopadhyay & Johnson 1962). Contudo, foram os trabalhos pioneiros de Hara (1971) e Hara & Paulitsch (1971) que fizeram uso dos dados de orientação de eixos- $\langle c \rangle$ com o objetivo de obter maiores informações a respeito dos mecanismos de dobramento e também da distribuição do *strain* ao longo dos perfis de superfícies dobradas. Estudos posteriores então utilizaram as informações cinemáticas obtidas a partir desses dados de trama cristalográfica para determinar as relações cinemáticas e idades relativas entre os processos de dobramento e a deformação penetrativa que afeta as rochas estudadas (e.g. Carreras *et al.* 1977; Brunel 1980; Price 1981; Lacassin 1984 & 1987, Stünitz 1991; Williams 1997; Lebit *et al.* 1999; Hongn & Hippert 2001).

4.3 Contexto geológico das amostras estudadas

As cinco amostras de moscovita quartzo milonitos estudadas foram coletadas no extremo nordeste da Nappe de Monte Rosa. Essa estrutura de escala regional situa-se no maciço cristalino mais ao norte dos Alpes Internos do Oeste e está localizado no limite entre a Itália e Suíça (Fig. 4.2). A Nappe de Monte Rosa consiste basicamente de uma seqüência de rochas do embasamento Herciniano retrabalhado durante a orogênese alpina, que incluem anfibolitos, mica xistos e paragneisses metamorfisados em condições da fácies anfibolito. Essas rochas foram intrudidas por granitóides durante o Paleozóico Superior (Fig. 4.3). A *Zona de Furgg*, que separa as unidades de embasamento da Nappe de Monte Rosa da seqüência de Portengrat (Ring & Merle 1992), compreende uma *mélange* complexa formada por paragneisses, mármore e calco xistos, além da abundante presença de anfibolitos e boudins de eclogito e serpentinitos intercalados com rochas metassedimentares (Wetzel 1972).

O papel da Zona de Furgg dentro da evolução dos Alpes Internos é bastante discutido. Algumas interpretações incluem essa unidade como parte do embasamento pré-Mesozóico, relacionado com a Nappe de Monte Rosa (Bearth 1957) ou como a cobertura sedimentar desacoplada dessa nappe (Jaboyedoff *et al.* 1996) ou ainda como uma *melangé* ofiolítica representando uma zona de sutura colisional (Frontzheim 2001).

Todas essas unidades são recobertas, ao longo de uma incorfomidade, por uma espessa seqüência vulcanoclástica permo-carbonífera denominada de Zona de Gornengrat, que provavelmente representa a cobertura desacoplada da Nappe de Monte Rosa. Tectonicamente sotopostas a essas unidades ocorre a seqüência de empurrão ofiolítico de Zermatt-Saas Fee, dentro da qual é possível identificar serpentinitos, xistos pelíticos de fundo oceânico (*schistes lustrés*) e gabros metamorfisados em condições da fácies eclogito e, localizadamente, xisto azul, além de enxames de diques deformados e lavas em almofada. Essas unidades litodêmicas foram derivadas do antigo oceano Linguriano e suas porções marginais (um dos proto-oceanos que separava a margem continental Européia da Margem Adriática), o que é claramente indicado pelo tipo de sedimentação (pré-metamorfismo/deformação), bem como pela presença comum de radiolaritos nessas seqüências (Bearth 1952, Frontzheim 2001).

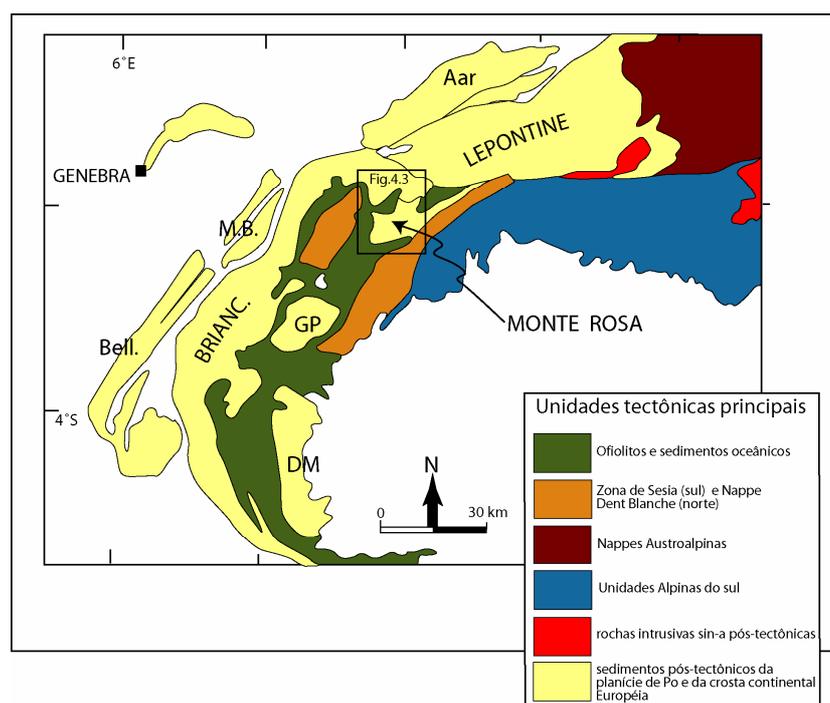


Figura 4.2 – Principais unidades tectônicas dos Alpes oeste e central, mostrando a localização da Nappe de Monte Rosa. A crosta continental (amarela) pode ser subdivida em maciços internos (Dora Maira (DM), Gran Paradiso (GP), Monte Rosa), e maciços externos (Pelvoux (P), Belledonne (Bell), Mont Blanc (MB) e Aar, além das Nappes de Briançonnais e Lepontine. Modificado de Lacassin (1987).

As rochas de embasamento da Nappe de Monte Rosa foram metamorfisadas e deformadas em dois eventos tectono-termiais principais (Platt 1986). O primeiro ocorreu em condições da fácies eclogito e pode ser separado ainda em dois sub-eventos. O evento principal ocorreu em

condições de alta pressão (± 15 kbar) e apresenta idades em torno de 110 Ma (Chopin & Monié 1984; Monié 1985). Já o segundo desses sub-eventos ocorreu por volta de 70-60 Ma em condições de pressão mais baixa (7-8 kbar). As assembléias minerais originadas nos dois eventos foram retrometamorfisadas e deformadas em condições da fácies xisto verde superior há aproximadamente 40 Ma. Esse último evento parece estar relacionado com o final do estágio de deformação dúctil responsável pelo soergimento e exumação dessas rochas durante o Eoceno (Chopin & Monié 1984; Lacassin 1987).

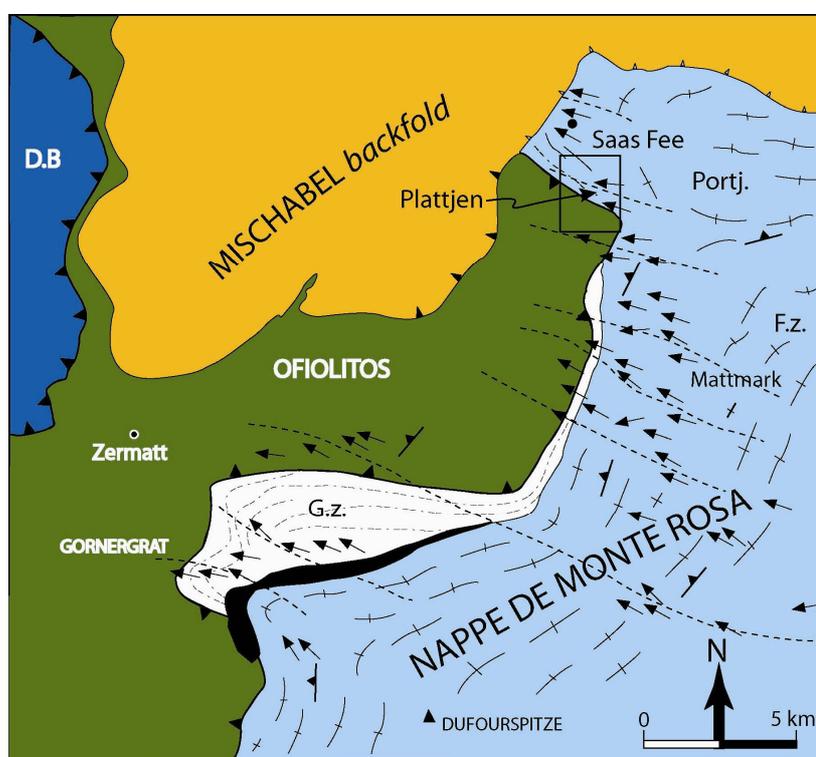


Figura 4.3 – Mapa regional de lineações da parte norte da Nappe de Monte Rosa, onde as mesmas são representadas pelas setas. Esse mapa também ilustra as principais unidades aflorantes na região. O presente trabalho foi concentrado na unidade quartzítica da zona de Gornergrat (G.z). Também são marcadas as zonas de Portjengrat (Portj.), Fürg (F.z.) e a Nappe de Dent Blache (D.B). O retângulo próximo à região de Saas Fee mostra a região onde foram coletadas as amostras (Fig. 4.4).

A posição paleogeográfica das rochas da Nappe de Monte Rosa durante os processos colisionais responsáveis pela formação dos Alpes internos ainda permanece controversa, principalmente em relação ao número exato de bacias oceânicas intercaladas com fragmentos continentais entre as antigas margens do continente Adriático e Europeu (Platt 1986; Stampfli *et al.* 1998). Contudo, a maioria das hipóteses assume que a Nappe de Monte Rosa possui uma

origem mais interna dentro do cinturão alpino, seja como parte do Terreno Briançonnais (Escher *et al.* 1997), como a margem do continente Adriático (Stampfli 1998) ou como um fragmento crustal que divide uma dessas bacias oceânicas em duas (Platt 1986). Contudo, Frontzheim (2001), sugere uma origem mais externa para a formação da Nappe de Monte Rosa em relação ao sistema de Nappes de Bernhard, que representa o Terreno Briançonnais *sensu stricto* (Argand 1911; Platt 1986; Balleve & Merve 1993; Escher *et al.* 1997; Stampfli *et al.* 1998).

As amostras foram coletadas ao longo de uma camada dobrada na região de Plattjen, localizada acima de Saas Fee (Figs. 4.4 e 4.5), região esta onde dominam rochas da Zona de Gornergrat, uma seqüência vulcano-sedimentar permo-carbonífera a mesozóica que recobre o embasamento Herciniano da Nappe de Monte Rosa. Da base para o topo, a zona de Gornergrat corresponde a sedimentos vulcanoclásticos, xistos, conglomerados e quartzitos, cujas idades variam entre permianas e triássicas. Essas rochas são sobrepostas por mármore, xistos margosos e xistos pelíticos de fundo oceânico, com idades jurássicas e cretáceas. A seqüência da zona de Gornergrat é interpretada como depositada na margem continental passiva européia anteriormente aos intensos processos de retrabalhamento responsáveis pela construção da orogenia Alpina a partir do meio do Cretáceo Médio (*e.g.* Platt 1986; Lacassin 1987; Stampfli 1998).

4.4 Dados Estruturais

Os dados estruturais foram coletados ao longo da seção de Plattjen (Fig. 4.6). A maioria desses dados é oriunda das unidades quartzíticas e, em menor quantidade, das unidades carbonáticas e micáceas que ocorrem intercaladas aos quartzitos. Apesar dessas rochas ocorrerem no flanco inferior de uma grande sinforme reclinada e tendo sua foliação pervasiva claramente afetada pelas dobras, em uma escala de maior detalhe as medidas podem ser perfeitamente separadas entre regiões mais e menos afetadas por dobras. Dessa maneira, a descrição das foliações dobradas e não dobradas pode ser relacionada às dobras de escala métrica observadas nessa exposição e não estão relacionadas com as estruturas de grande porte que controlam regionalmente a distribuição das rochas na região.

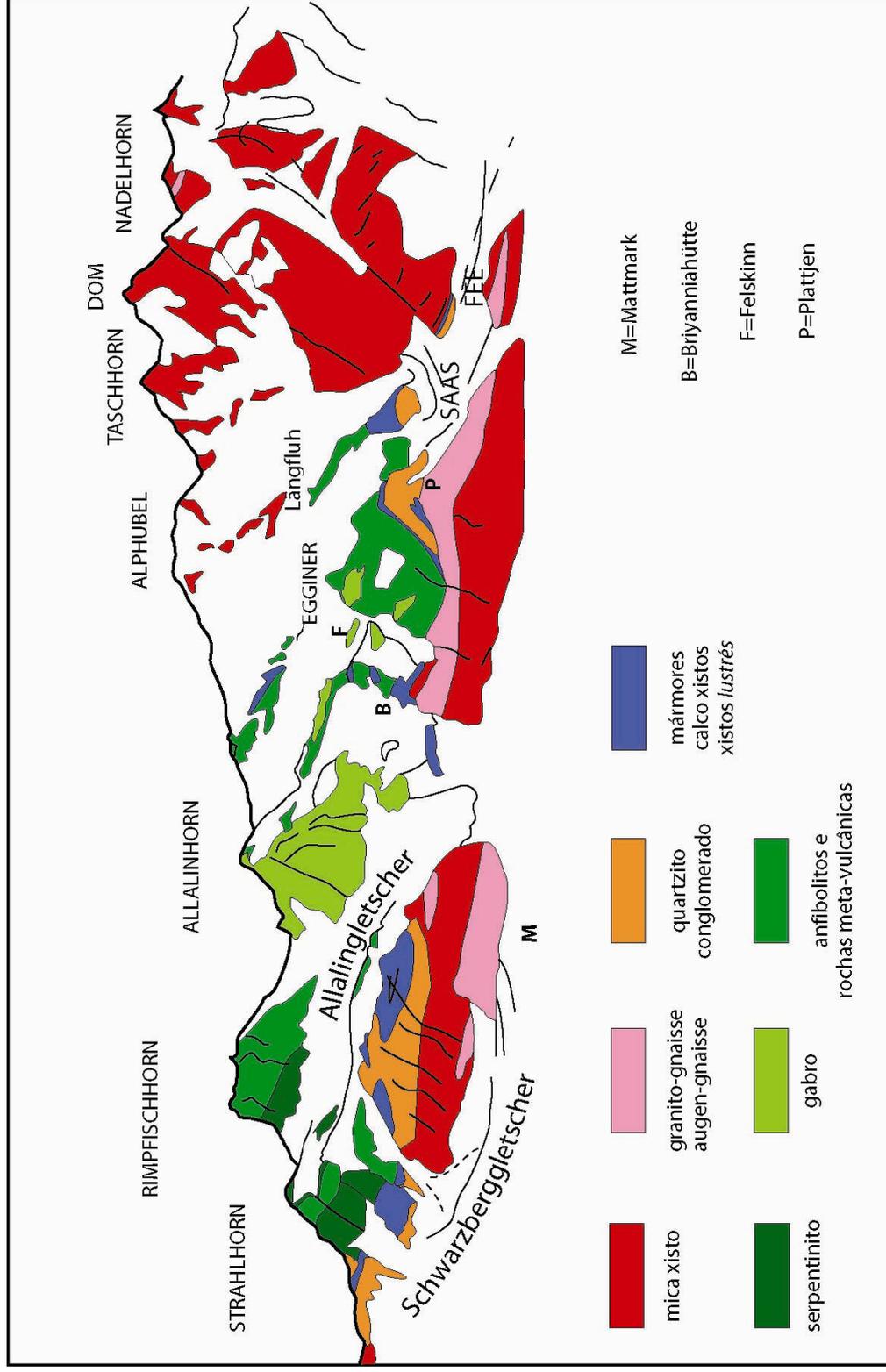


Figura 4.4 – Perfil esquemático mostrando a localização da área de Plattjen e a distribuição das unidades litodémicas nas áreas adjacentes. A dobra estudada nessa tese foi amostrada na unidade quartzítica em Plattjen (P). Perfil E-W. Modificado de Bearth (1952).

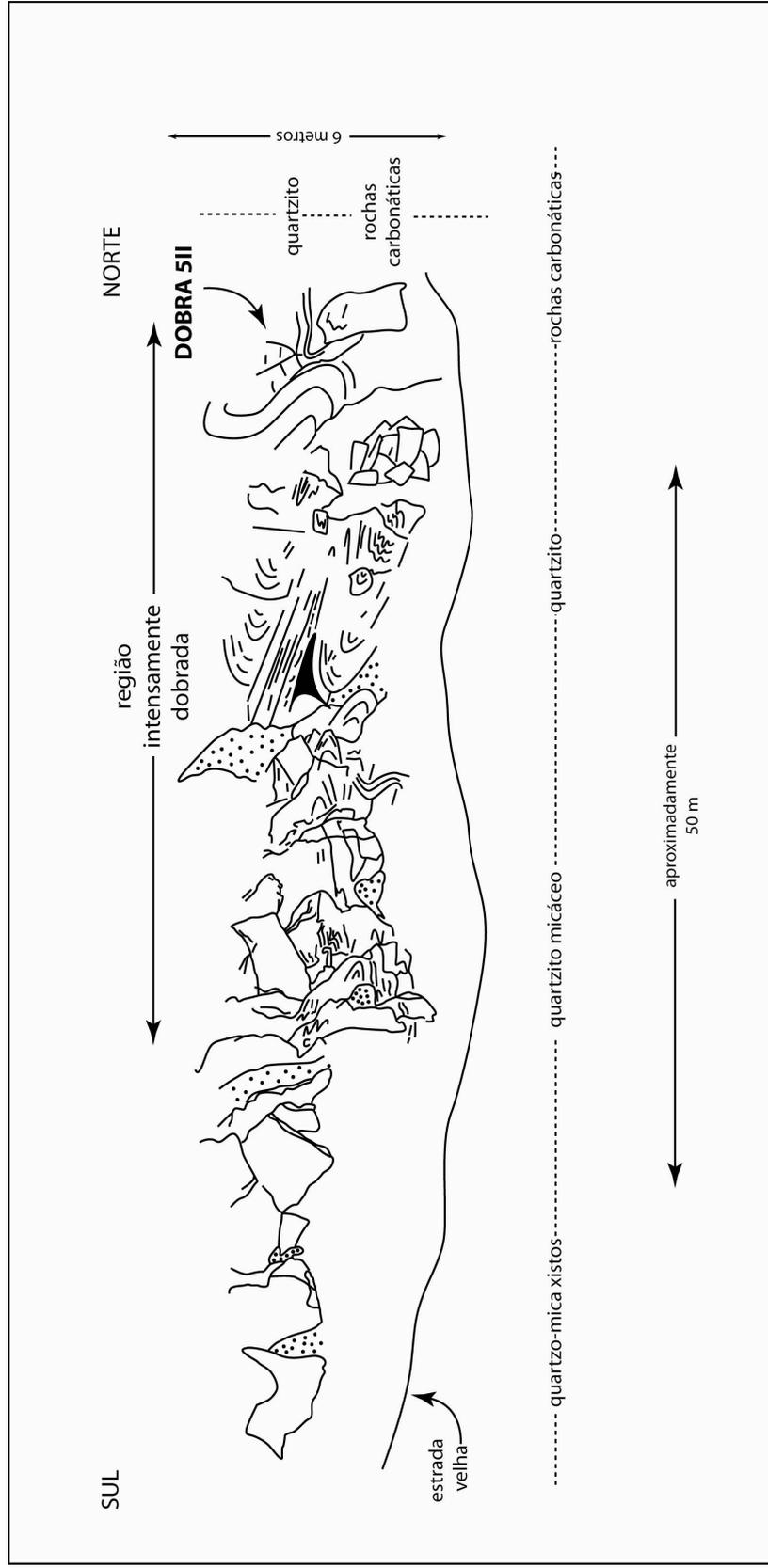


Figura 4.5 – Perfil esquemático da seqüência de dobras da região de Plattjen. O comprimento do perfil é de aproximadamente 50 m, enquanto a altura é de 6 m. Acima da seqüência esquematizada, as rochas são inacessíveis devido à intensa queda de blocos. Fechamentos de dobras são limitados a essa porção esquematizada e não são encontrados nem à norte nem à sul desse perfil. As amostras estudadas nessa tese foram coletadas na dobra 5II, mas as medidas de campo foram realizadas em todas as dobras observadas nesse esquema. Em média, as lineações de estiramento possuem atitude de $19^{\circ}/284^{\circ}$, os eixos das dobras de $19^{\circ}/286^{\circ}$, e as foliações dessa estrutura mergulham suavemente para WNW.

4.4.1 Foliação laminar não dobrada

O estereograma mostra a distribuição dos pólos da foliação não dobrada nas regiões onde a mesma apresenta um padrão mais laminar, predominantemente na porção norte dessa seção mostrada na Figura 4.6. Os dados mostram uma concentração razoável com uma quantidade moderada de dispersão desses pólos, que descreve uma foliação de baixo ângulo de direção NNE mergulhando para WNW (Fig. 4.7 e).

4.4.2 Foliação dobrada – flancos das dobras

Os pólos da foliação afetada pelas dobras descrevem um grande círculo na rede estereográfica, com apenas uma quantidade moderada de dispersão desses pólos próximos a esse grande círculo (Fig. 4.7 d). Isso poderia sugerir que essas dobras são cilíndricas. Contudo, devido à presença marcante de dobras em bainha nas rochas da Zona de Gornegrat (Lacassin 1987; Williams 1997; Lebit *et al.* 2002), principalmente àquelas observadas na região de Mattmark, é arriscado tomar apenas esse estereograma como indicativo de uma dobra cilíndrica. Isso ocorre porque no afloramento essas dobras permitem apenas a visualização de uma pequena parte do comprimento da sua linha de charneira, e as medidas de foliação têm que ser tomadas em um perfil próximo a essas linhas. Desse modo, o referido estereograma pode tanto representar uma dobra cilíndrica *sensu stricto* quanto o segmento cilíndrico de uma dobra com eixo curvo (Fig. 4.6).

O plano virtual que contém os pólos desses planos possui uma orientação média $016^{\circ}/71^{\circ}$, o que permite projetar um eixo virtual para essa dobra com caimento de $19^{\circ}/286^{\circ}$.

4.4.3 Lineações

A lineação de estiramento é marcada pelo alinhamento dos cristais de quartzo alongados e salientada pela orientação de forma das lamelas de moscovita, sendo bastante forte em toda a seção estudada. O estereograma mostra uma certa quantidade de concentração de lineações na

com caimento de baixo ângulo na direção WNW, apesar de haver um certo grau de dispersão das mesmas nas direções WSW e NW. A lineação média é $19^{\circ}/284^{\circ}$ (Fig. 4.7 b).

4.4.4 Planos axiais

Os planos axiais dessas dobras mostram um vasto agrupamento de seus pólos com uma quantidade moderada de dispersão na rede estereográfica. O plano axial médio dessas dobras é subparalelo aos planos de foliação não afetados pelas dobras e, nesse caso, subparalelos ao plano de cisalhamento (Fig. 4.7 c).

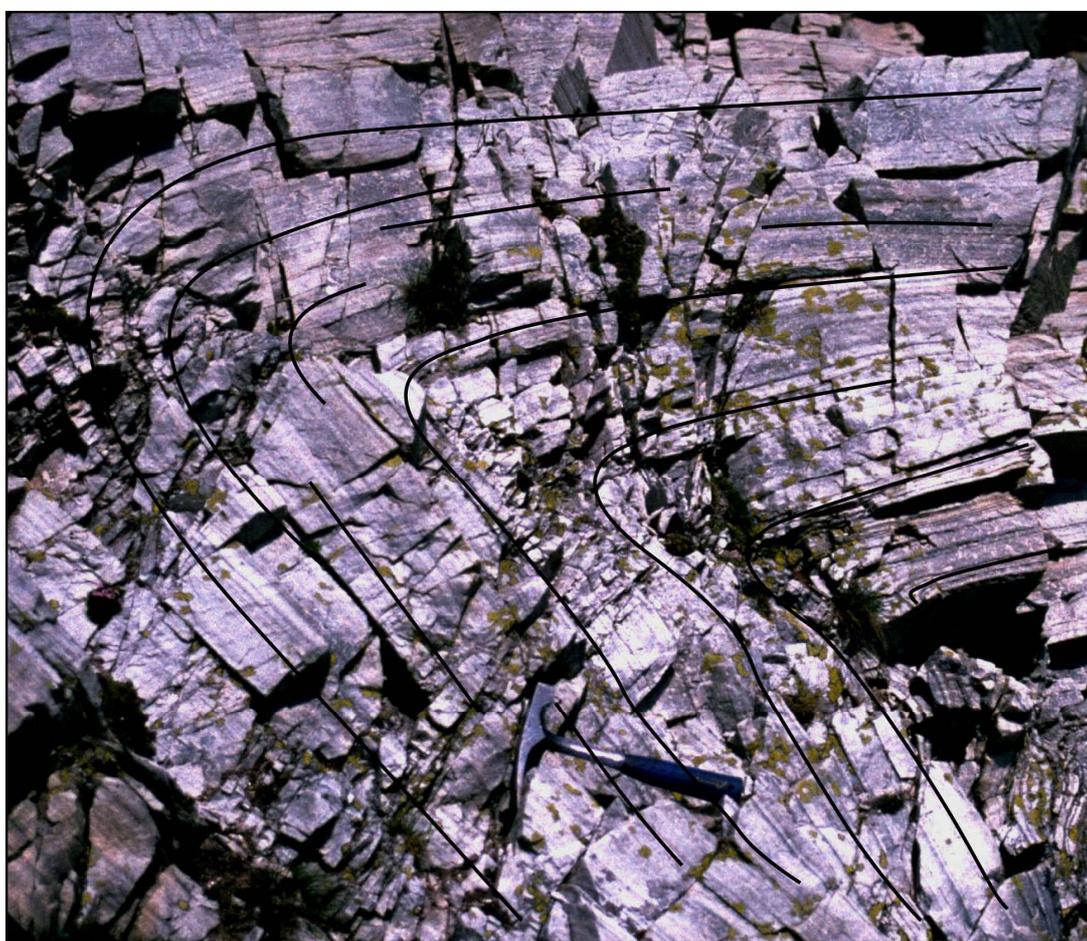


Figura 4.6 – Aspecto de campo da dobra 5-II, localizada na figura anterior, onde foram coletadas as amostras estudadas no presente estudo. O tracejado preto foi utilizado para salientar a zona de fechamento dessa estrutura. Foto tirada na direção NW, martelo possui 25 cm. Nessa estrutura, a linha de charneira possui uma orientação de $29^{\circ}/299^{\circ}$, o plano axial de $235^{\circ}/29^{\circ}$ e o ângulo interlimbo é de 54° , e a estrutura possui espeçamento da zona de charneira, podendo ser classificada como uma dobra de classe 2. As amostras PF-6 e PF-7 foram coletadas no flanco superior, a PF-8 na zona de charneira e a PF-9 e PF-10 no flanco inferior dessa dobra.

4.4.5 Linhas de charneira das dobras

A direção de caimento dos eixos dessas dobras varia entre W e NW, onde a maioria dos dados pode ser plotado entre quadrantes WNW e NW da rede estereográfica, com caimento baixo. Individualmente, essas linhas de charneira são subparalelas às lineações de estiramento local (Fig. 4.7 a).

4.4 Descrição das microestruturas óticas

As amostras coletadas ao longo da camada de moscovita-quartzo milonito dobrada (dobra 5II) são bastante semelhantes em termos de composição mineral e microestrutural. Não apresentam diferenças texturais e estruturais significativas da zona de charneira em relação aos flancos da mesma (Fig. 4.8 a-f). Além de quartzo, essas rochas apresentam uma quantidade modal relativamente alta de moscovita ($\pm 20\%$), além de alguns cristais isolados de zircão e apatita. O tamanho de grão dos cristais de quartzo varia entre 0,015 e 1,5 mm. Em geral os cristais possuem limites de grãos retilíneos e na maioria dos cristais pode ser observada extinção ondulante bem como subgrãos. Nos cristais maiores, é comum a presença de subgrãos (Fig. 4.9 a), cujas dimensões são bastante semelhantes às encontradas nas porções de grão mais fino. Também é bastante comum a ocorrência desses limites de subgrãos com duas orientações perpendiculares distintas, sendo uma geralmente paralela ao maior eixo visível do cristal outra perpendicular a essa orientação (Fig. 4.9 b). Devido à grande quantidade de cristais de quartzo, a maioria dos contatos entre grãos é do tipo quartzo-quartzo (Fig. 4.9 c). Na superfície XZ observa-se também o desenvolvimento de *mica-fish* (Fig. 4.9 d), os quais indicam sentido de cisalhamento dextral nas amostra PF-6 e PF-7, enquanto no flanco inverso da dobra 5II o sentido é aparentemente reverso sinistral. Como o aspecto textural dessas rochas é bastante diferente de um milonito típico e se assemelha mais a um agregado recristalizado dinamicamente, as razões axiais nos cristais de quartzo na superfície XZ varia entre valores de 1,5:1 a 2:1 até valores isolados de 7:1 e 8:1, sendo estes últimos nos cristais mais grossos.

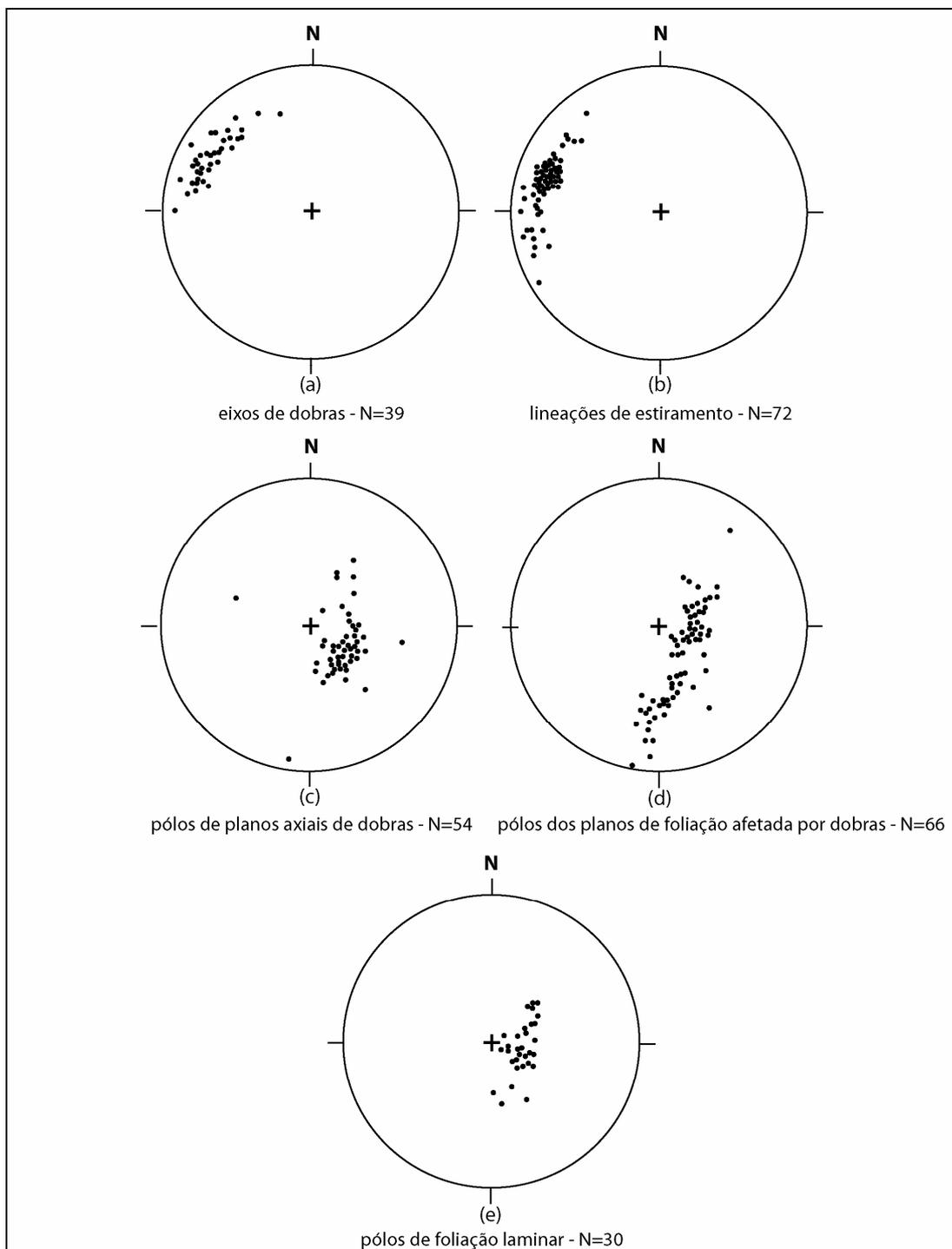


Figura 4.7 – Dados estruturais coletados no perfil esquemático da figura anterior, nas seqüências de dobras em Plattjen, Saas Fee. A grande maioria dos dados foi medida nas unidades quartzíticas, mas também nas rochas carbonáticas e micáceas. Dados plotados no hemisfério inferior da rede de igual área de Schmidt. N=número de medidas.

As lamelas de moscovita mostram duas tramas principais, que são refletidas nos dados de orientação cristalográfica desse mineral (item 4.5.2), e podem ser descritas como: (i) um forte alinhamento de forma, materializando mais visivelmente os planos de foliação principal dessas rochas e (ii) uma trama oblíqua à perpendicular em relação ao plano de foliação mais pervasivo, ocorrendo tanto nos flancos, mas muito mais freqüentes na zona de charneira da dobra. Dados qualitativos de difração de raios-X não indicaram diferenças químicas significativas entre os cristais dessas duas tramas divergentes, bem como não foram observadas relações de idades (corte/sobrecrescimento) entre essas duas tramas. Dessa forma, pode sugerir-se que essa trama oblíqua mais evidente na zona de charneira dessa dobra seria uma trama mais antiga preservada. Contudo, dependendo do mecanismo de dobramento atuante, é possível que essa maior concentração seja reflexo da própria distribuição da deformação no interior das camadas dobradas (Ramsay & Huber 1987; Ghosh 1993; Hatcher 1994).

Em ambas as tramas, os cristais de mica são alongados e apresentam dimensões variáveis entre 0,1 e 1,5 mm. Em geral mostram extinção ondulante e nas seções XY é possível identificar-se limites de subgrãos bem desenvolvidos (Figs. 4.9 e & f). Os contatos das micas com os cristais de quartzo são geralmente retílineos e não possuem feições de corrosão ou outro tipo de alteração. As razões axiais dos cristais de moscovita medidas na superfície XZ dessas amostras geralmente são altos e chegam a atingir valores de 9:1. Outra característica importante nessas rochas é que a trama de quartzo não mimetiza o alinhamento das lamelas de moscovita de nenhuma das duas tramas acima descritas.

As imagens de contraste de orientação obtidas com o auxílio do microscópio eletrônico de varredura não adicionaram muitas informações a respeito das microestruturas gerais dessas rochas. A Figura 4.10 mostra algumas dessas imagens, onde os cristais de quartzo são representados pelos diferentes cristais com níveis de cinza contrastantes enquanto as lamelas de moscovita são os cristais mais brancos. Essas imagens mostram os agregados de quartzo com texturas aproximadamente equigranulares com limites de grão bastante retílineos e sem a

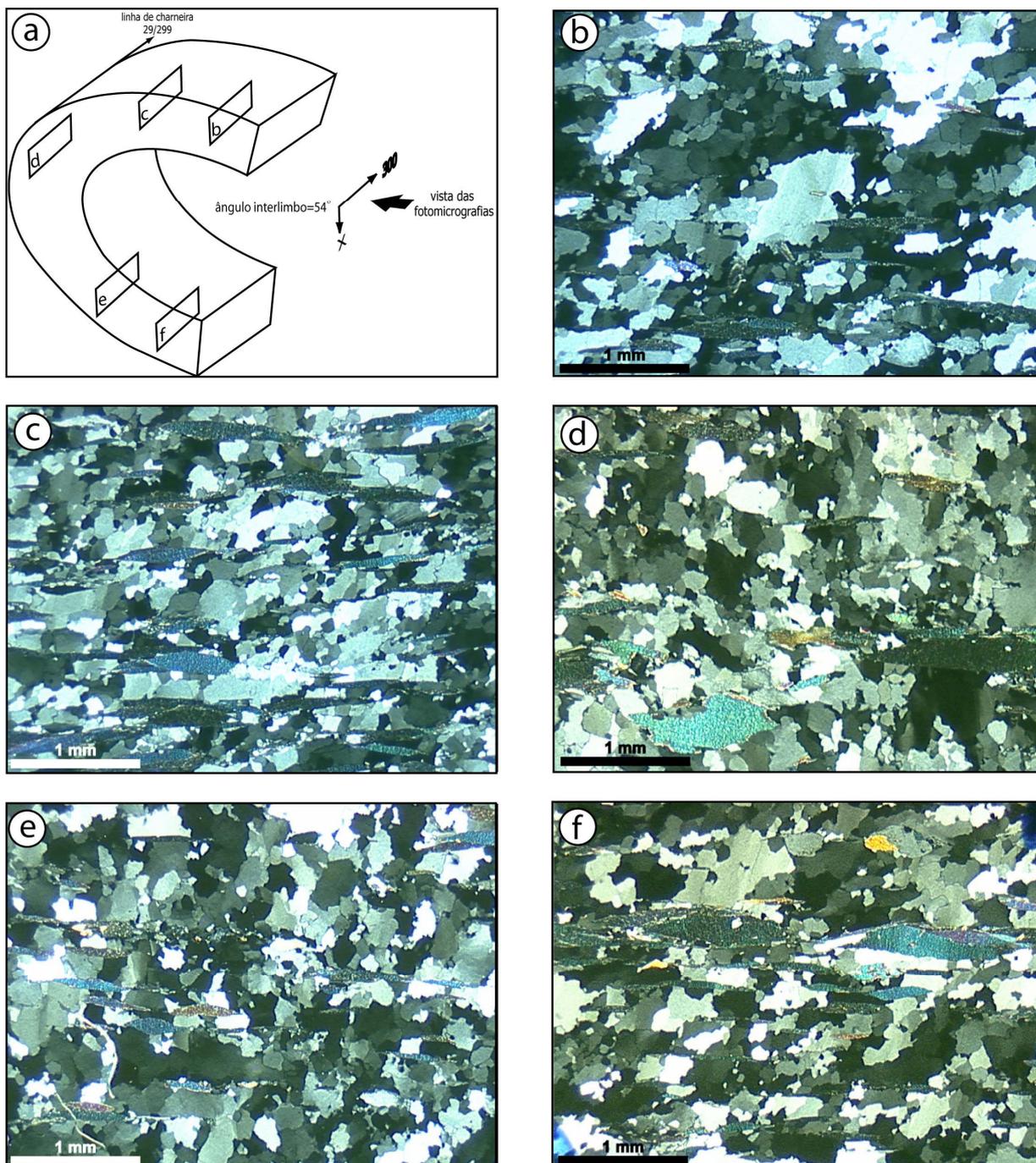


Figura 4.8 – Fotomicrografias em luz polarizada dos moscovita-quartzo milonitos estudados na presente tese, com a localização de cada uma das seções marcadas esquematicamente na dobra 5-II (a), juntamente com a direção de visualização dessas fotos. Nota-se que não ocorrem mudanças mineralógicas e texturais das amostras dos flancos (b, c, e & f) em relação à zona de charneira (d). Maiores detalhes no texto.

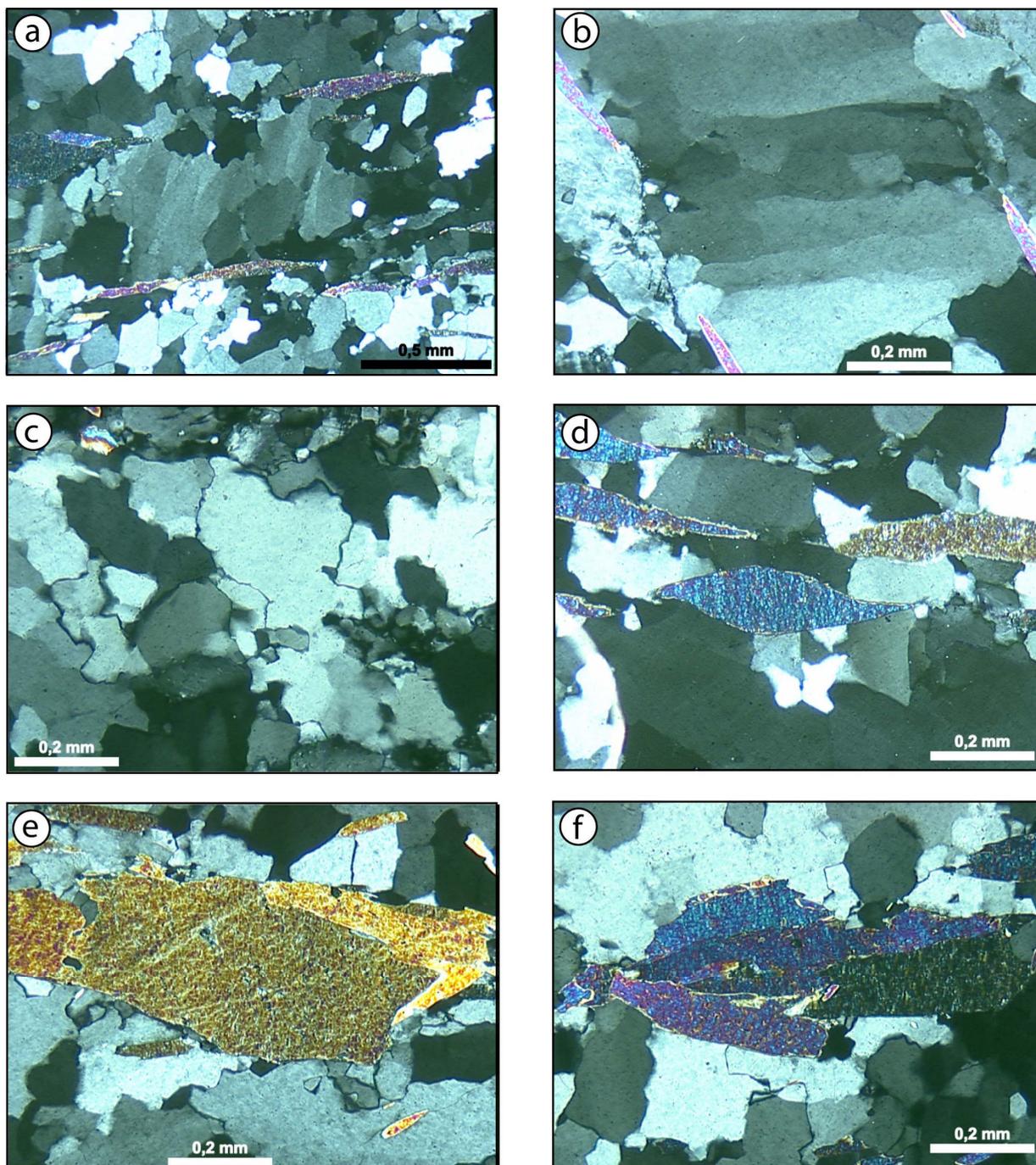


Figura 4.9 – Fotomicrografias em luz polarizada ilustrando algumas das microestruturas mais comumente observadas nos moscovita-quartzo milonitos. Dentre essas, destaca-se a presença de limites de subgrãos nos cristais mais grossos (a), sendo que em cristais isolados esses limites possuem duas direções distintas (b). Além disso, limites de grão ondulados sugerem uma componente de recristalização por migração de limites de grão (c), enquanto “peixes” de moscovita podem ser usados como indicativos do sentido de cisalhamento nessas rochas (d). Na superfície XY dessas rochas, paralelamente ao plano de foliação, é possível observar a presença de limites de subgrão em cristais de moscovita (fotos e & f). As quatro primeiras fotos referem-se às superfícies XZ dos tectonitos.

presença relativamente comum de cristais mais grossos, como pode ser observado nas figuras 4.8 e 4.9. Isso ocorre porque essa é uma técnica qualitativa, onde a mudança de contraste ao longo de limites de grão de baixo ângulo é refletido da mesma maneira que limites de grão de alto ângulo. Isso faz com que limites de subgrãos ou grãos possuam tons de cinza semelhantes, o que faz com que o tamanho de grão geral do agregado seja aparentemente menor do que o real (Trimby & Prior 1999). Assim, nas amostras estudadas as imagens por contraste de orientação possuem uma utilidade limitada na determinação geral da natureza e seqüência de desenvolvimento das microestruturas. Contudo, na análise detalhada de subgrãos em um determinado agregado essas imagens podem fornecer informações valiosas a respeito das formas dos subgrãos, seus limites, e suas dimensões. Além disso, essas imagens são essenciais para a coleta de dados de textura cristalográfica por EBSD, pois permitem que as medidas de orientação preferencial sejam diretamente correlacionadas às microestruturas observadas.

Características como cristais mais ou menos equigranulares com tamanho de grão relativamente grosso, limites de grãos retos e estáveis, e presença constante de extinção ondulante e subgrãos são evidências de que essas rochas sofreram deformação plástica com importante atuação de recristalização dinâmica. Essa recristalização deve ter se desenvolvido a partir da reorientação progressiva dos subgrãos, associada secundariamente à migração de limites de grão, como indicam a presença de alguns limites de grão entre cristais de quartzo com formas levemente encurvadas (Fig. 4.9c).

4.5 Dados de orientação cristalográfica

4.5.1 Trama cristalográfica de quartzo

Os dados de orientação cristalográfica são detalhadamente descritos para termos de comparação com as tramas cristalográficas geralmente encontradas em quartzo milonitos. Além disso, a descrição de texturas cristalográficas de minerais micáceos é escassa na literatura (*e.g.* O'Brien *et al.* 1987), e seu detalhamento aqui torna-se importante.

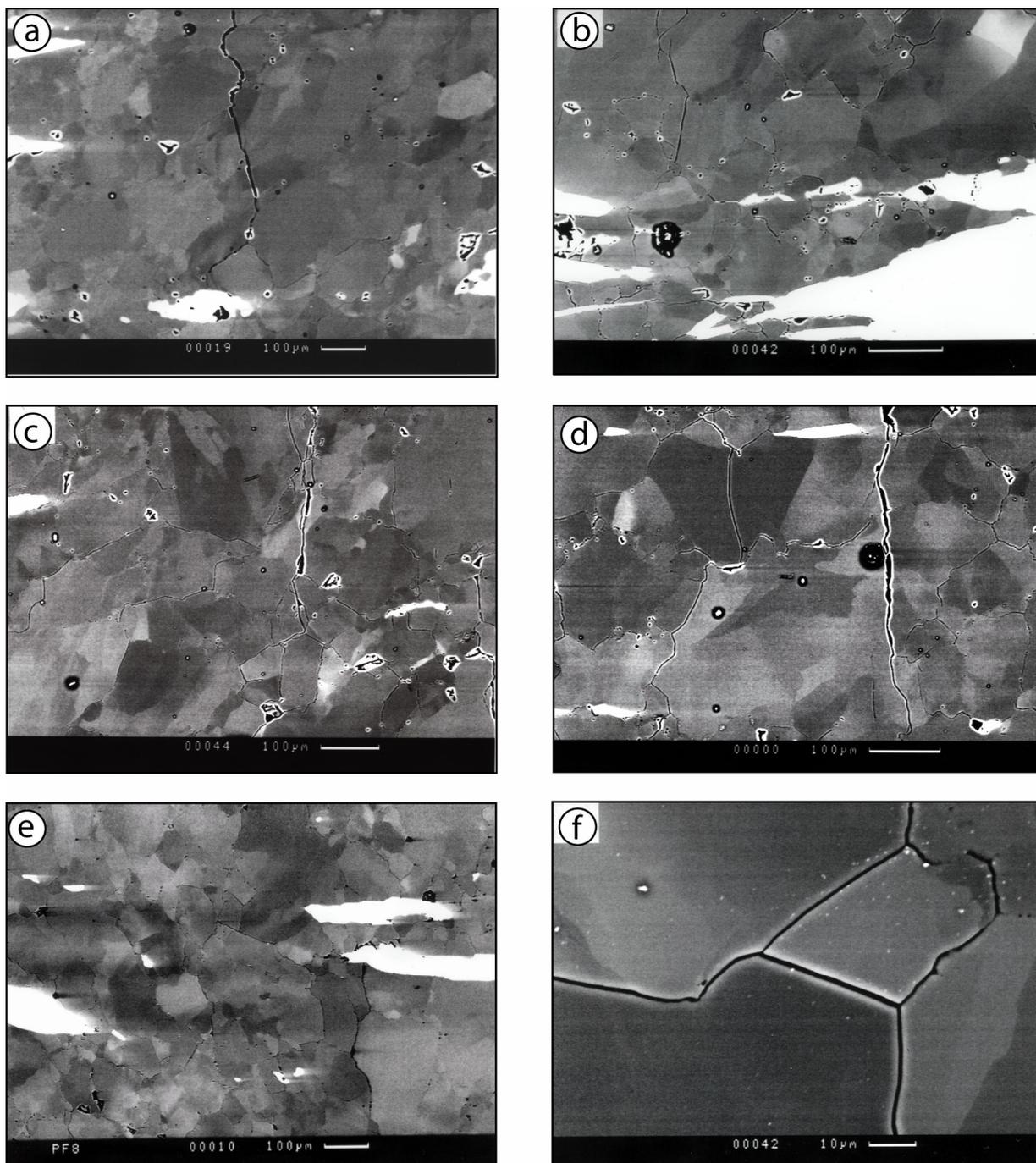


Figura 4.10 – Imagens de contraste de orientação de um microscópio eletrônico de varredura das amostras estudadas. As fotos **a**, **b**, **c**, **d** & **e** referem-se respectivamente às amostras **PF-6**, **PF-7**, **PF-8**, **PF-9** & **PF-10**. Nota-se que nessas imagens a variação do tamanho de grão é menor do que a mostrada nas fotomicrografias, pois tanto limites de grão de baixo como de alto ângulo são representados apenas pela variação no tom de cinza. Em princípio, variações nesses tons representam variações na orientação cristalográfica dos minerais. A imagem **f** é apresentada apenas para termos ilustrativos, visto que fraturas intergranulares como essas podem ser facilmente confundidas com limites de grão em um microscópio comum.

A distribuição de eixos cristalográficos de quartzo em ambos os flancos da dobra e em sua zona de charneira descrevem um padrão de dispersão contrastante com os padrões de orientação cristalográfica sugeridos através de modelagem numérica e da análise de milonitos ricos em quartzo deformados naturalmente (Schmid & Casey 1986; Law *et al.* 1990; Law 1990; Lloyd *et al.* 1992 e Fig. 4.1). Esse contraste de distribuição pode ser melhor descrito em relação ao sistema de referência (S.R.) utilizado para à sua análise. Esse SR utiliza uma foliação vertical E-W como plano principal (marcando o plano XY) e uma lineação horizontal também de orientação E-W, que marca o eixo X desse sistema. Se a foliação é E-W vertical, então seu pólo localiza-se no círculo primitivo da rede estereográfica, onde se encontra a marcação de N ou eixo Z do SR (detalhe da Fig. 4.12).

Devido à utilização do método automático de coleta dos dados de orientação cristalográfica pelo sistema de EBSD, foi possível gerar mapas de orientação, de qualidade dos padrões, e de fases minerais presentes para cada das amostras estudadas (Fig. 4.11). Nos mapas de orientação (Figs. 4.11 a, b, e, f, i, j, m, n, q, r), cores semelhantes representam, em princípio, orientações cristalográficas semelhantes. Para a utilização desses mapas, é importante sempre apresentar o mapa sem o efeito de filtragem das “soluções zero”, denominação utilizada para os locais onde padrões de EBSD não foram adquiridos e/ou indexados. Isso permite demonstrar a qualidade geral do mapa e da percentagem de indexação desses padrões. Na Figura 4.11, estes mapas são representados pelas imagens a, e, i, m & q, enquanto os mapas com a eliminação dos pontos não indexados são mostrados nas figuras b, f, j, n & r. Os mapas de qualidade dos padrões de EBSD são mostrados na Figura 4.11 c, g, k, o, s, onde quanto mais claro o nível de cinza, melhor a qualidade do padrão indexado. Já os mapas de fase são apresentados nas figuras 4.11 d, h, l, p & t, onde a cor vermelha refere-se aos cristais de quartzo, enquanto a cor amarela reflete os padrões de difração indexados como moscovita. Em todos os casos, mas principalmente nos mapas de orientação não filtrados, os pontos pretos referem-se às soluções zero obtidas.

4.5.1.1 Flanco normal

No flanco normal da dobra, a distribuição de eixos- $\langle a \rangle$ ocorre ao longo de uma guirlanda, contínua ou parcialmente descontínua, levemente inclinada em relação à foliação, cujos máximos de concentração localizam-se próximos a lineação do sistema referência, fazendo com esta um ângulo geralmente que não excede 25°, e que diminui da amostra PF-6 para a amostra PF-7 (Fig.

4.12). Os mínimos de concentração localizam-se em posições intermediárias entre o plano de referência e seu pólo, localizado ao norte. A assimetria mostrada pelos diagramas sugere sentido de cisalhamento destal.

Os padrões de distribuição de eixos- $\langle m \rangle$ no flanco normal da dobra estudada são bastante simétricos em relação aos padrões de eixos- $\langle a \rangle$ e também se dispersam ao longo de uma guirlanda contínua ou parcialmente descontínua, levemente inclinada em relação ao plano de foliação do sistema de referência (Fig. 4.13). Diferentemente dos eixos- $\langle a \rangle$, os máximos de concentração de eixos- $\langle m \rangle$ estão bem mais próximos do eixo-X de referência e geralmente são subparalelos à esse. A inclinação dos máximos de concentração em relação aos eixos do sistema de referência tende a diminuir na amostra PF-7, em relação à amostra PF-6.

Em relação à distribuição dos eixos- $\langle c \rangle$, as duas amostras mostram um comportamento levemente diferente. Na amostra PF-6, os eixos- $\langle c \rangle$ aparecem distribuídos ao longo de uma forte guirlanda única, assimétrica, contínua, centrada em Y. A assimetria indicada pela inclinação de aproximadamente 10° dessa guirlanda em relação ao pólo da foliação sugere um sentido destal de cisalhamento (Fig. 4.14). O pólo máximo de concentração também faz um ângulo de aproximadamente 10° com o pólo da foliação e o pólo de concentração mínima é paralelo ao pólo de concentração máxima de eixos- $\langle m \rangle$ dessa amostra. Na amostra PF-7, os eixos- $\langle c \rangle$ também distribuem-se ao longo de uma guirlanda única centrada em Y, com a diferença que nessa amostra a guirlanda possui uma *kink* próximo ao eixo Y de referência sendo igualmente menos inclinada que a da amostra PF-6. O mínimo de concentração dos eixos- $\langle c \rangle$ na amostra PF-6 é subparalelo à máxima concentração de eixos- $\langle m \rangle$, enquanto na amostra PF-7 essa relação de simetria parece ser verdadeira mas ocorre em lados opostos do estereograma (Figs. 4.13 & 4.14).

A distribuição dos pólos de romboedros $\{r\}$ apresenta comportamento distinto nas duas amostras do flanco normal dessa dobra. Na amostra PF-6, a distribuição desses ocorre de duas formas principais (Fig. 4.15). A primeira ocorre como uma forte concentração à SE do estereograma, com o pólo de máxima probabilidade no limite do círculo primitivo da rede. A segunda forma de ocorrência é como uma guirlanda contínua estendendo-se de NE para SW com concentração menor de eixos de romboedros $\langle r \rangle$, e cujo pólo é o eixo de maior concentração de $\langle r \rangle$. A região de menor probabilidade de ocorrerem eixos- $\langle r \rangle$ é paralela à maior concentração dos eixos dos prismas de primeira ordem $\langle m \rangle$. Na amostra PF-7, a distribuição ocorre sob a

forma de: (i) uma guirlanda contínua de grande círculo que com dispersão de NE para SW, tocando o círculo primitivo a SE e (ii) uma zona de concentração maior à NW, onde está o pólo de maior concentração, em uma região intermediária entre a foliação do SR e seu pólo (Fig. 4.15). Assim como a amostra PF-6, a menor concentração dos eixos dos romboedros dessa amostra está orientada paralelamente a máxima concentração dos eixos- $\langle m \rangle$.

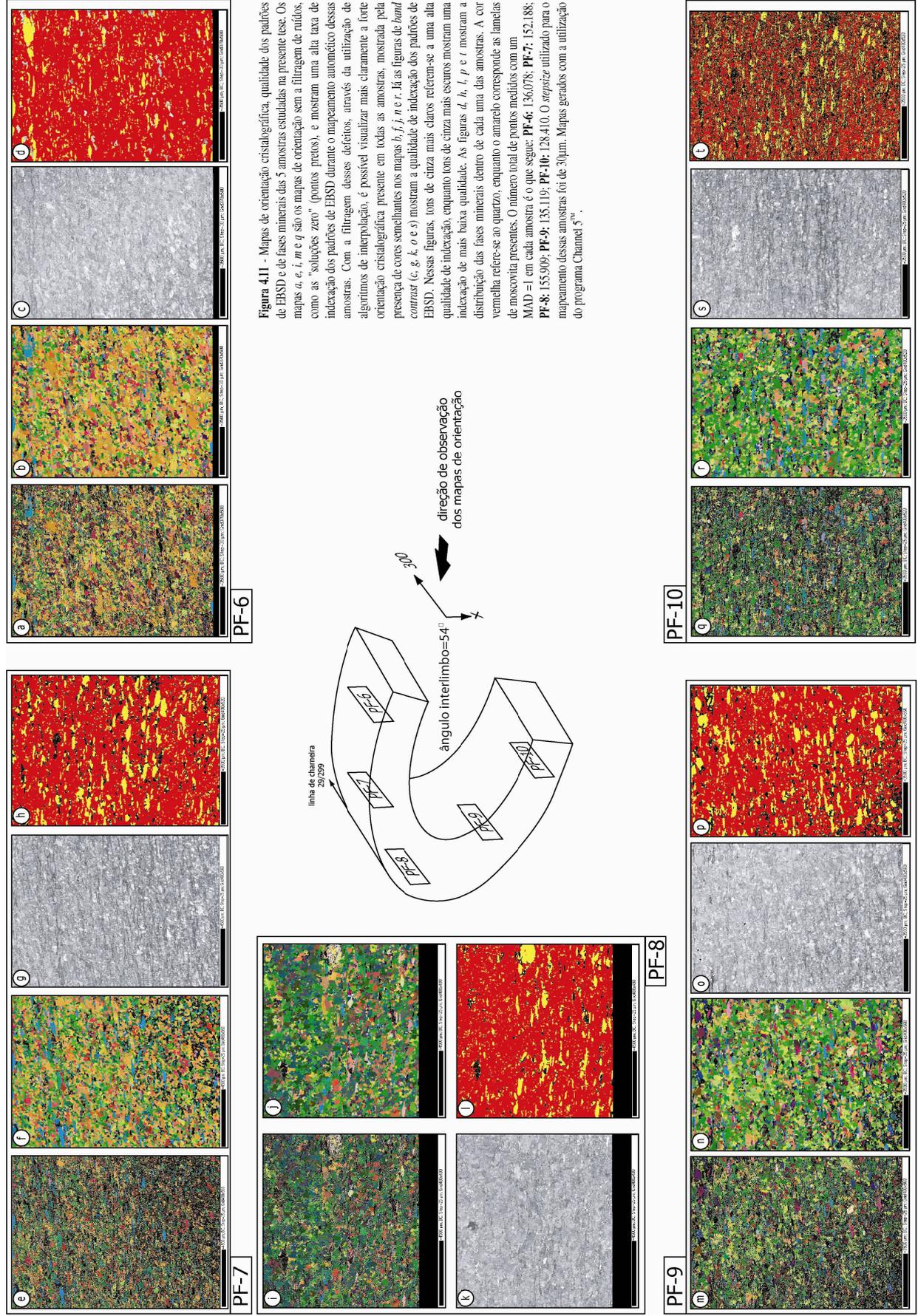
No amostra PF-6, os eixos- $\langle z \rangle$ estão concentrados em três regiões principais do estereograma isoladas entre si, a NW, ENE e SSW (Fig. 4.16).

A zona de menor concentração está localizada a SE, bem próxima ao círculo primitivo da rede estereográfica sendo exatamente paralelo à máxima concentração de eixos de prismas de segunda ordem $\langle a \rangle$. A amostra PF-7 mostra uma distribuição distinta, onde os eixos- $\langle z \rangle$ tendem a se alinhar em torno do pólo da foliação ao longo de duas guirlandas principais, uma à sul e outra à norte da rede (Fig. 4.16). A maior concentração de eixos- $\langle z \rangle$ ocorre em uma posição intermediária, em um contorno a NE do estereograma, enquanto a menor probabilidade de ocorrerem pólos romboedros $\langle z \rangle$, nessa amostra, é paralelamente a foliação.

4.5.1.2 Zona de charneira

A distribuição dos eixos dos prismas de segunda ordem $\langle a \rangle$ na zona de charneira ocorre ao longo de uma guirlanda semi-contínua, oblíqua em relação ao plano de foliação do SR, cuja inclinação, de aproximadamente 30° , sugere um sentido de cisalhamento sinistral para essa amostra (Fig. 4.12). A maior concentração de eixos- $\langle a \rangle$ localiza-se em cima do plano de foliação do SR, a uns 15° - 20° da lineação do mesmo. O mínimo de concentração de eixos- $\langle a \rangle$ ocorre a SSE, ao longo do círculo primitivo do estereograma, a uns 30° do eixo-Z do SR.

Os prismas de primeira ordem $\langle m \rangle$ apresentam uma distribuição ao longo de uma guirlanda simétrica à guirlanda de pólos de prismas de segunda ordem $\{a\}$ (Fig. 4.13). Os eixos desses prismas alinham-se preferencialmente nas vizinhanças do círculo primitivo do estereograma, à ENE, situando-se a quase 10° em relação ao eixo-X do SR. Assim como os eixos- $\langle a \rangle$, a assimetria apresentada por essa guirlanda em relação aos eixos do sistema de referência sugerem um sentido sinistral para a componente de cisalhamento simples apresentado. A menor probabilidade de encontrarmos planos prismáticos $\langle m \rangle$ nessa amostra é paralelamente à foliação do SR (Fig. 4.13).



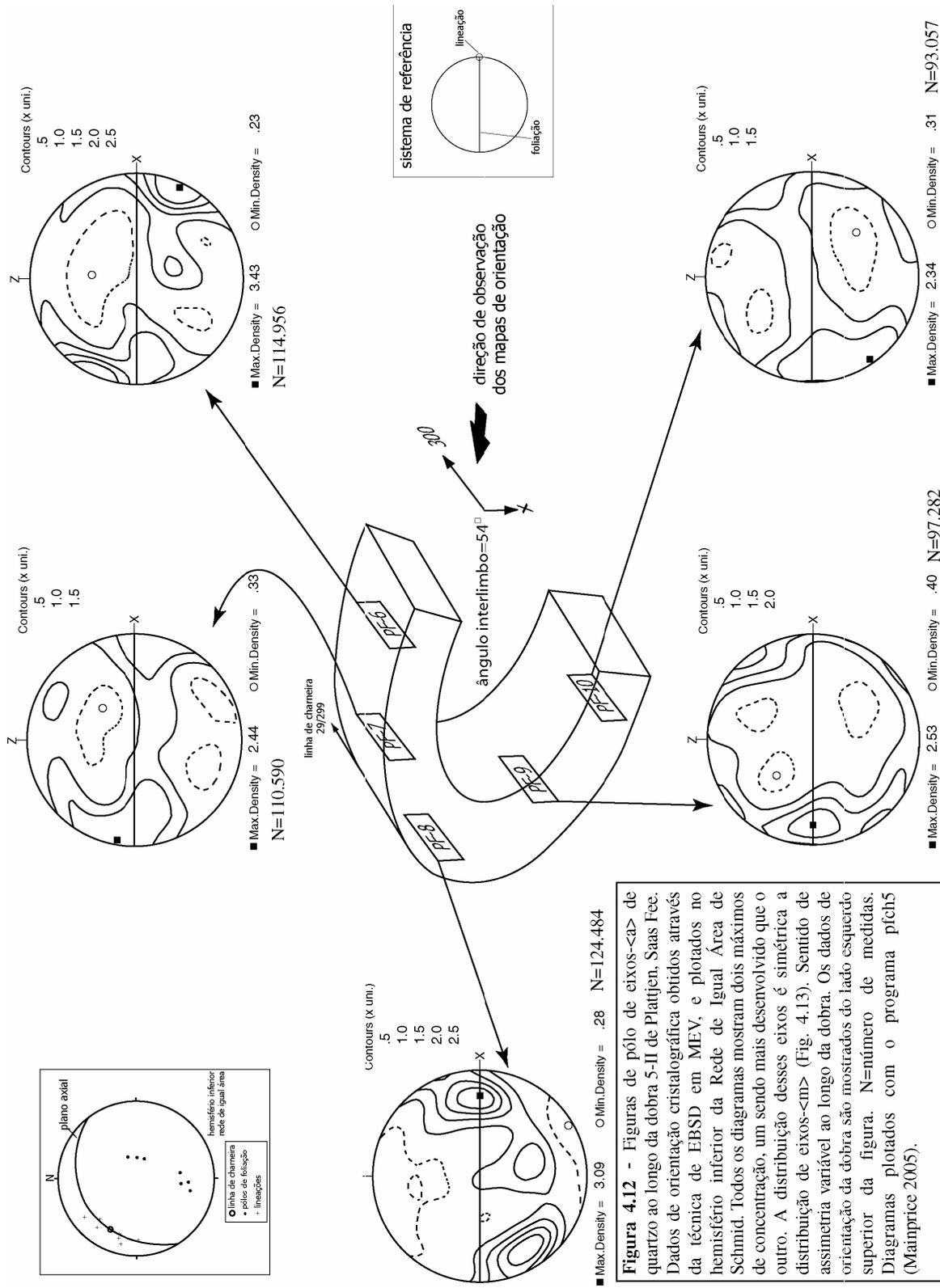


Figura 4.12 - Figuras de pólo de eixos-<a> de quartzo ao longo da dobra 5-II de Plattjen, Saas Fee. Dados de orientação cristalográfica obtidos através da técnica de EBSD em MEV, e plotados no hemisfério inferior da Rede de Igual Área de Schmid. Todos os diagramas mostram dois máximos de concentração, um sendo mais desenvolvido que o outro. A distribuição desses eixos é simétrica a assimetria variável ao longo da dobra. Os dados de orientação da dobra são mostrados do lado esquerdo superior da figura. N=número de medidas. Diagramas plotados com o programa p1ch5 (Mainprice 2005).

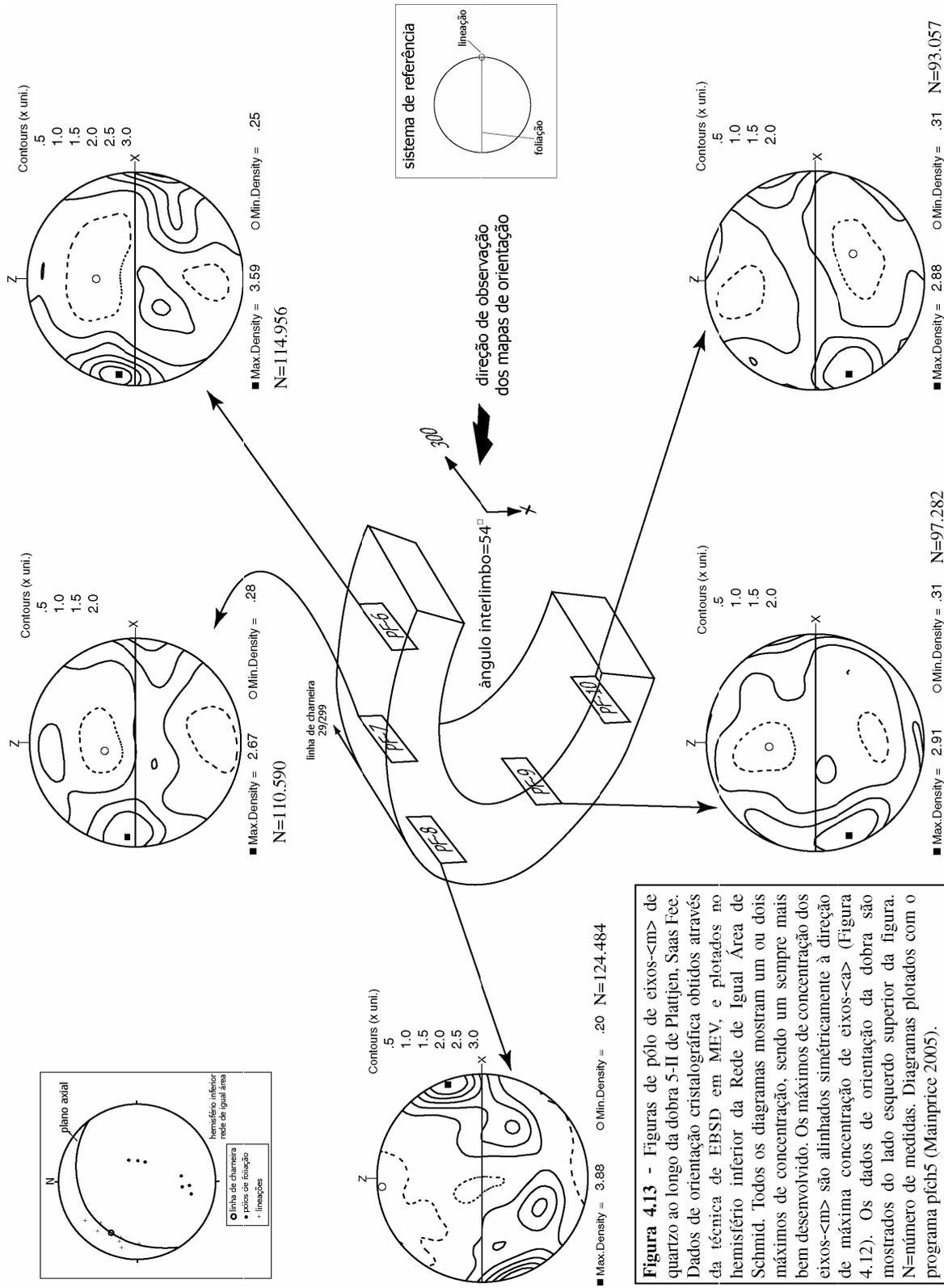


Figura 4.13 - Figuras de pólo de eixos $\langle m \rangle$ de quartzo ao longo da dobra 5-II de Plattjen, Saas Fee. Dados de orientação cristalográfica obtidos através da técnica de EBSD em MEV, e plotados no hemisfério inferior da Rede de Igual Área de Schmid. Todos os diagramas mostram um ou dois máximos de concentração, sendo um sempre mais bem desenvolvido. Os máximos de concentração dos eixos $\langle m \rangle$ são alinhados simetricamente à direção de máxima concentração de eixos $\langle a \rangle$ (Figura 4.12). Os dados de orientação da dobra são mostrados do lado esquerdo superior da figura. N=número de medidas. Diagramas plotados com o programa pfcH5 (Mainprice 2005).

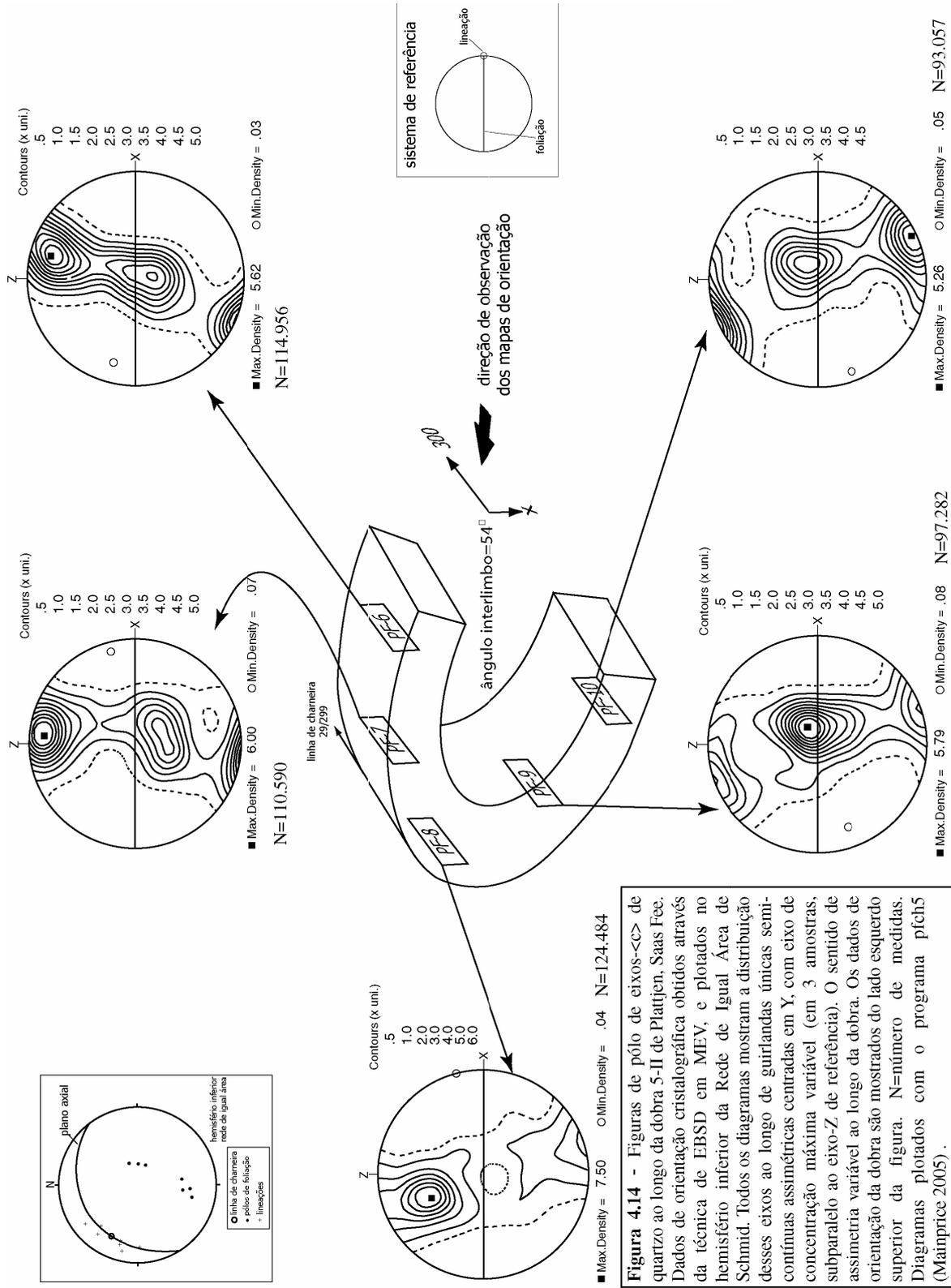
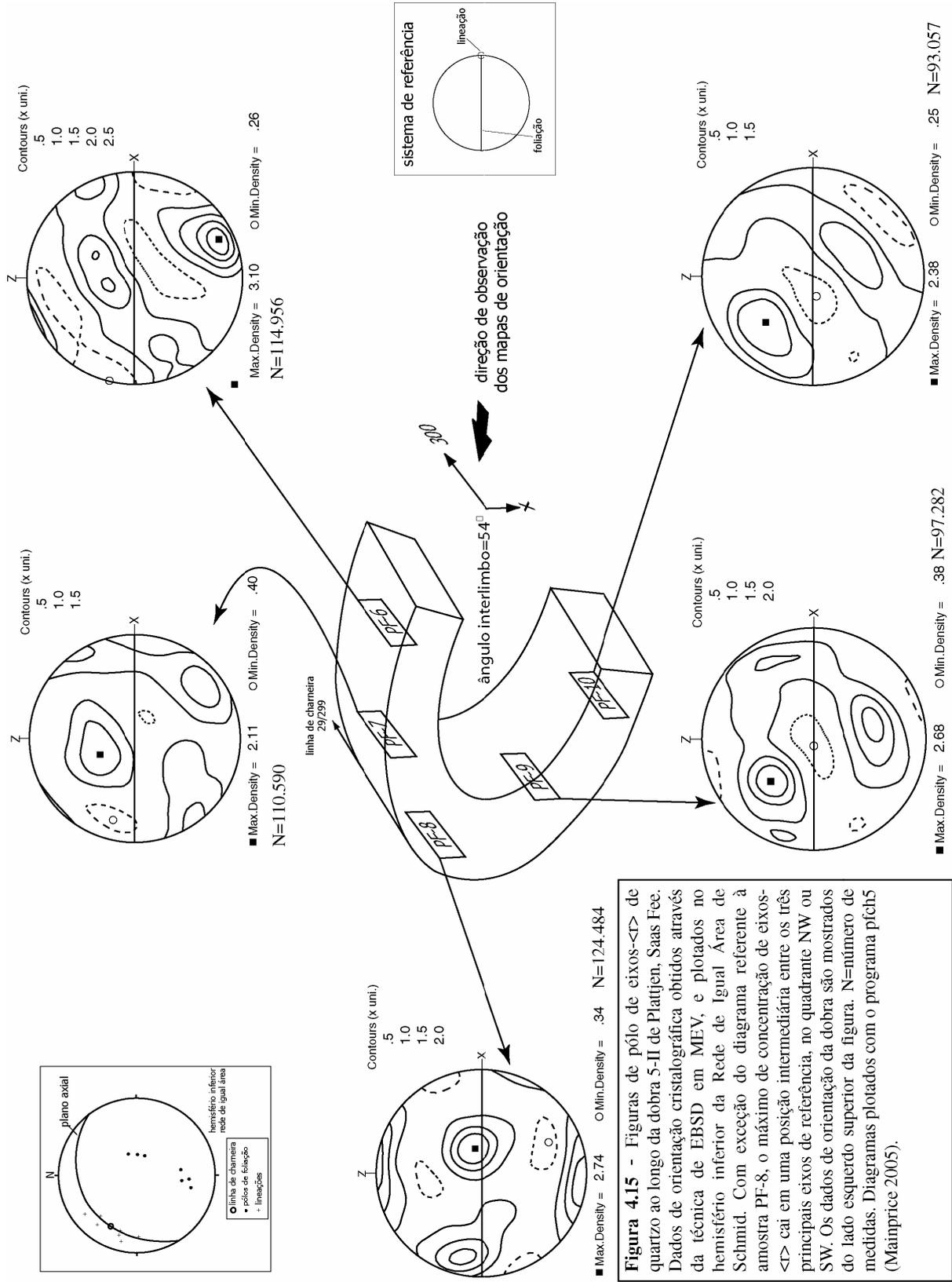


Figura 4.14 - Figuras de pólo de eixos-<C> de quartzo ao longo da dobra 5-II de Plattjen, Saas Fee. Dados de orientação cristalográfica obtidos através da técnica de EBSD em MEV, e plotados no hemisfério inferior da Rede de Igual Área de Schmid. Todos os diagramas mostram a distribuição desses eixos ao longo de guirlandas únicas semi-contínuas assimétricas centradas em Y, com eixo de concentração máxima variável (em 3 amostras, subparalelo ao eixo-Z de referência). O sentido de assimetria variável ao longo da dobra. Os dados de orientação da dobra são mostrados do lado esquerdo superior da figura. N=número de medidas. Diagramas plotados com o programa pich5 (Mainprice 2005) .



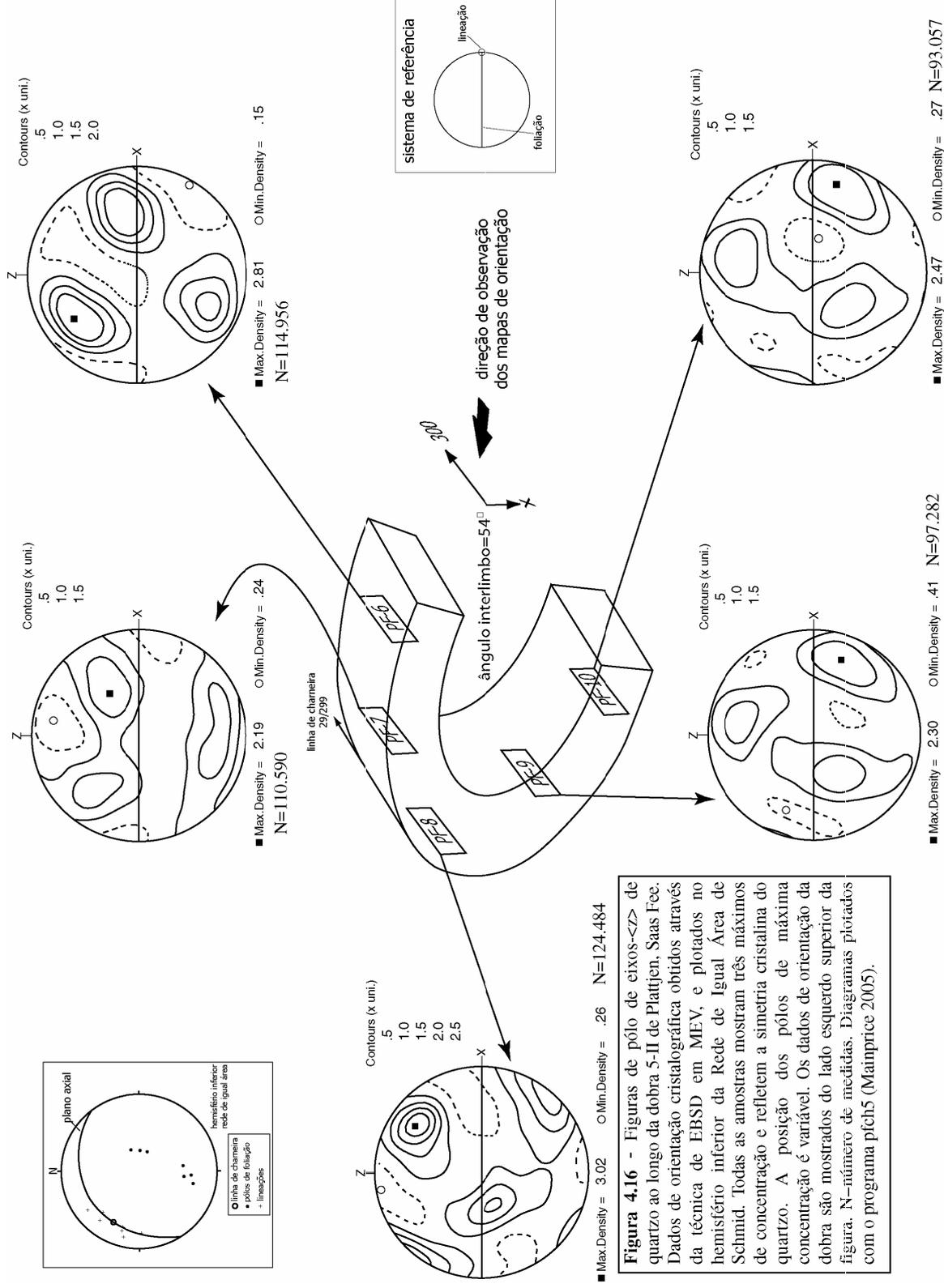


Figura 4.16 - Figuras de pólo de eixos-<z> de quartzo ao longo da dobra 5-II de Plattjen, Saas Fee. Dados de orientação cristalográfica obtidos através da técnica de EBSD em MEV, e plotados no hemisfério inferior da Rede de Igual Área de Schmid. Todas as amostras mostram três máximos de concentração e refletem a simetria cristalina do quartzo. A posição dos pólos de máxima concentração é variável. Os dados de orientação da dobra são mostrados do lado esquerdo superior da figura. N=número de medidas. Diagramas plotados com o programa p1ch5 (Mainprice 2005).

A distribuição de eixos- $\langle c \rangle$ ocorre ao longo de uma guirlanda única descontínua com assimetria sinistral em relação ao pólo da foliação em um ângulo de 20° - 25° . A máxima concentração de eixos- $\langle c \rangle$ nessa amostra específica está mais distante do círculo primitivo da rede estereográfica, enquanto o pólo de probabilidade mínima de encontrarmos uma orientação de eixos $\langle c \rangle$ orienta-se paralelamente à máxima concentração dos pólos dos prismas $\{m\}$ (Fig. 4.14).

Os eixos dos romboedros $\langle r \rangle$ distribuem-se em três zonas de concentração preferencial. A primeira é paralela ao pólo da foliação do SR, e a segunda levemente oblíqua (20°) em relação ao eixo-X do SR. A terceira zona de maior concentração de eixos- $\langle r \rangle$, onde está localizado o pólo de probabilidade máxima de encontrarmos esses eixos, é paralelo ao plano de foliação, possuindo uma inclinação em relação a Y de aproximadamente 20° (Fig. 4.15).

Já os eixos- $\langle z \rangle$ distribuem-se ao longo de uma guirlanda descontínua que se estende de NW para SE, mostrando uma inclinação de cerca de 30° - 35° em relação ao eixo-X de referência (Fig. 4.16). Uma segunda região de máxima concentração ocorre à NE, e o eixo de maior probabilidade de encontrarmos eixos- $\langle z \rangle$ parece marcar o eixo da guirlanda descrita acima.

Nessa amostra, tanto o pólo de mínima concentração de eixos- $\langle r \rangle$ bem como de eixos- $\langle z \rangle$ não possuem relações de simetria com os eixos das outras formas cristalográficas do quartzo, como observado nas amostras do flanco normal.

4.5.1.3 Flanco reverso

Em relação aos pólos dos prismas $\{a\}$, a amostra PF-9, localizada no flanco reverso dessa dobra, mostra um padrão de distribuição distinto do observado nas rochas da charneira e flanco normal dessa estrutura. Localizada no flanco reverso, e próximo à charneira, a distribuição dos pólos desses eixos- $\langle a \rangle$ dessa amostra ocorre ao longo de uma guirlanda de grande círculo tangenciando o círculo primitivo do estereograma, com o pólo de maior concentração localizado dentro do plano da foliação do SR, à cerca de 10° do eixo-X (Fig. 4.12). A região de menor concentração de eixos- $\langle a \rangle$ localiza-se em uma posição intermediária e parece não ter relação com os principais eixos do sistema de referência. Já a amostra PF-10, bem como as amostras do flanco normal e da zona de charneira, mostram uma distribuição de eixos- $\langle a \rangle$ ao longo de uma guirlanda contínua, oblíqua em relação ao plano XY do SR, fazendo com este um ângulo de cerca

de 25°. Assim como na amostra PF-9, o mínimo de concentração de pólos de prismas {a} ocorre em uma região intermediária sem relação aparente com os eixos do sistema de referência utilizado para a plotagem dos dados de orientação cristalográfica (Fig. 4.12).

A distribuição dos pólos dos prismas de primeira ordem é simétrica à distribuição dos eixos- $\langle a \rangle$ nas duas amostras do flanco reverso. Dessa maneira, os eixos- $\langle m \rangle$ na amostra PF-9 distribuem-se ao longo de uma guirlanda única, contínua, que segue aproximadamente a borda da rede estereográfica, e cujo máximo localiza-se à cerca de 15° da lineação do SR. Já a amostra PF-10 possui a distribuição ao longo de uma guirlanda única, oblíqua em relação ao plano XY do SR, cujo máximo de concentração está localizado à cerca de 15 ° do eixo-X do SR. A assimetria observada tanto nos dados de eixos- $\langle a \rangle$ quanto nos dados de eixos- $\langle m \rangle$, principalmente na amostra PF-10, sugerem um sentido de cisalhamento sinistral (Fig. 4.13).

Os eixos- $\langle c \rangle$ distribuem-se de forma semelhante em ambas as amostras do flanco reverso, na forma de guirlandas únicas descontínuas assimétricas e centradas aproximadamente em Y. A assimetria mostrada por ambas as figuras de pólo é materializada pela diferença angular entre o “esqueleto de trama” e o eixo-Z do SR, que em ambos os casos mostram um ângulo de 15°-20° no sentido anti-horário. Diferentemente das outras amostras estudadas, a PF-9 possui um pólo máximo de concentração quase paralelo ao eixo-Y, enquanto na amostra PF-10 a maior concentração localiza-se na borda da rede estereográfica, a cerca de 20° com o eixo-Z (Fig. 4.14). Os mínimos de concentração em ambas as amostras estão orientados paralelamente aos eixos de maior concentração de prismas de primeira ordem $\langle m \rangle$.

Os eixos de romboedros $\langle r \rangle$ distribuem-se ao longo de uma guirlanda alongada de SW para NE em ambas as amostras. Na amostra PF-9 essa guirlanda está conectada à região de maior concentração desses eixos, localizado à NW, o que não ocorre na amostra PF-10. Nas duas amostras os eixos de mínima concentração dos pólos dos romboedros são subparalelos a Y (Fig. 4.15).

Os eixos- $\langle z \rangle$ possuem padrões de distribuição semelhantes nas duas amostras, com uma guirlanda pode ser descontínua ou contínua, nas amostras PF-9 e PF-10 respectivamente, e com uma zona de maior concentração à SE da rede estereográfica. O eixo de maior concentração está próximo do eixo-X do SR. A concentração mínima de eixos- $\langle z \rangle$ é paralela à concentração máxima dos eixos $\langle r \rangle$ na amostra PF-9, mas não possui essa relação na amostra PF-10 (4.16).

4.5.2 Trama cristalográfica de moscovita

4.5.2.1 Flanco normal

Os eixos (100) dos cristais de moscovita nas duas amostras coletadas ao longo do flanco normal da dobra 5-II distribuem-se ao longo de uma guirlanda contínua subparalela (PF-6) ou levemente oblíqua (PF-7) em relação ao plano de foliação do SR, com forte concentração paralelamente ao eixo X de referência. Essa leve inclinação mostrada no padrão de distribuição na amostra PF-7 apresenta uma assimetria aparentemente sinistral, fazendo a guirlanda um ângulo de aproximadamente 5° com o eixo-X. Os mínimos de concentração não possuem relações claras com os eixos do sistema de referência. O máximo de concentração desses eixos é paralelo ao máximo de eixos- $\langle m \rangle$ e $\langle a \rangle$ de quartzo nas amostras PF-6 e PF-7 respectivamente (Fig. 4.17).

A distribuição de eixos (010) é simétrica à distribuição de (100) ocorrendo paralelamente ao longo do plano de foliação do SR, e no caso da amostra PF-7, mostrando a mesma inclinação apresentada no diagrama dos eixos de (100). O ponto de máxima concentração de (010) é paralelo a lineação do SR na amostra PF-6, enquanto na amostra PF-7 ocorre exatamente sobre o plano XY desse sistema, fazendo um ângulo de aproximadamente 35° com o eixo-X. Diferentemente dos eixos (100), os eixos (010) mostram uma tendência de se dispersar mais pervasivamente pelo plano de foliação do sistema de referência, com concentrações menores em torno de X. Assim como os mínimos de concentração de eixos (100), os mínimos de eixos (010) não possuem relações claras com os principais eixos do sistema de referência (Fig. 4.18).

Os eixos (001) das lamelas de moscovita nas duas amostras estão distribuídos ao longo de uma guirlanda descontínua simétrica (PF-6) à fracamente assimétrica (PF-7), paralela ao plano YZ do SR, com eixos de máxima concentração localizados subparalelamente ao pólo da foliação do SR. Uma segunda orientação preferencial ocorre nessas rochas, sendo registrada nas figuras de pólo com distribuições desses eixos próximo ao plano de foliação do SR (Fig. 4.19). Na amostra de mão, essa trama reflete-se em uma clivagem secundária onde os planos basais de moscovita são orientados obliquamente em relação ao corte XZ.

4.5.2.2 Zona de charneira

Nas amostras da zona de charneira da dobra, a orientação dos eixos (100) nos cristais de moscovita caracteriza-se por uma guirlanda contínua única que se dispersa de NW para S e que continua para NE ao longo dos pequenos e grandes círculos da rede estereográfica (Fig. 4.17). Essa guirlanda tende a seguir o círculo primitivo da rede estereográfica, só deferindo desse padrão próximo à foliação. O mínimo de concentração está localizado em uma posição intermediária entre a foliação e seu pólo no SR, e o máximo é paralelo à X (Fig. 4.17).

A distribuição de eixos (010) é simétrica à guirlanda de eixos (100), mas o máximo de concentração localiza-se à 25° em relação à X no hemisfério SE. Ambas guirlandas de (100) e (010) de moscovita são oblíquas em relação ao plano de foliação do SR, e quase tocam o eixo Z desse sistema (Fig. 4.18). O mínimo de concentração marca o pólo dessas duas guirlandas. Ainda no caso do mínimo de eixos (010), esse é paralelo ao máximo de concentração de eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo.

Os eixos (001) na amostra da charneira distribuem-se ao longo de uma guirlanda simétrica paralela ao plano YZ de referência, com o pólo de máxima concentração localizado à aproximadamente 30° de Y. A forte concentração de pólos de planos basais com essa orientação demonstra que a orientação secundária descrita para todas as amostras é bem mais forte na região de charneira, o que pode ser um indício da existência de uma trama mais antiga preservada nessa região (Fig. 4.19).

4.5.2.3 Flanco reverso

As duas amostras coletadas no flanco reverso da dobra apresentam um comportamento contrastante das orientações preferenciais entre si. Na amostra PF-9, coletada mais próxima da região de charneira, a distribuição dos eixos (100) de moscovita segue uma guirlanda descontínua semelhante à descrita para a amostra PF-8, com distribuição ao longo do círculo primitivo da rede estereográfica, sendo obstruída apenas à NE e SW (Fig. 4.17). O eixo de maior concentração localiza-se à SW, fazendo um ângulo com o pólo da foliação do SR de aproximadamente 25°. O mínimo de concentração cai em uma posição intermediária entre o plano XY e o eixo-Z do SR, sendo paralelo ao mínimo de concentração de eixos- $\langle m \rangle$ nos cristais de quartzo.

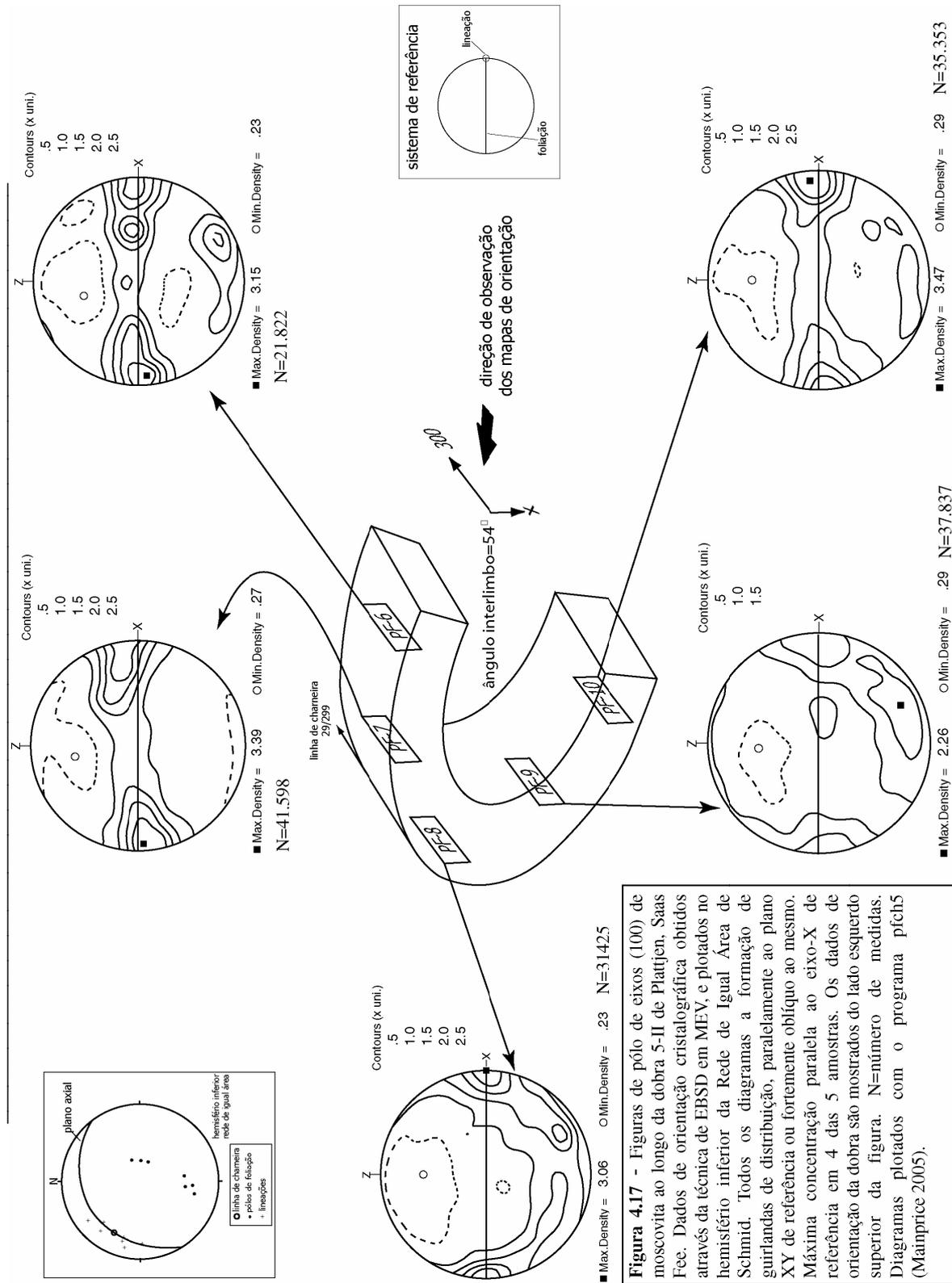


Figura 4.17 - Figuras de pólo de eixos (100) de moscovita ao longo da dobra 5-II de Plattjen, Saas Fee. Dados de orientação cristalográfica obtidos através da técnica de EBSD em MEV, e plotados no hemisfério inferior da Rede de Igual Area de Schmid. Todos os diagramas a formação de guirlandas de distribuição, paralelamente ao plano XY de referência ou fortemente oblíquo ao mesmo. Máxima concentração paralela ao eixo-X de referência em 4 das 5 amostras. Os dados de orientação da dobra são mostrados do lado esquerdo superior da figura. N=número de medidas. Diagramas plotados com o programa pfcH5 (Mainprice 2005).

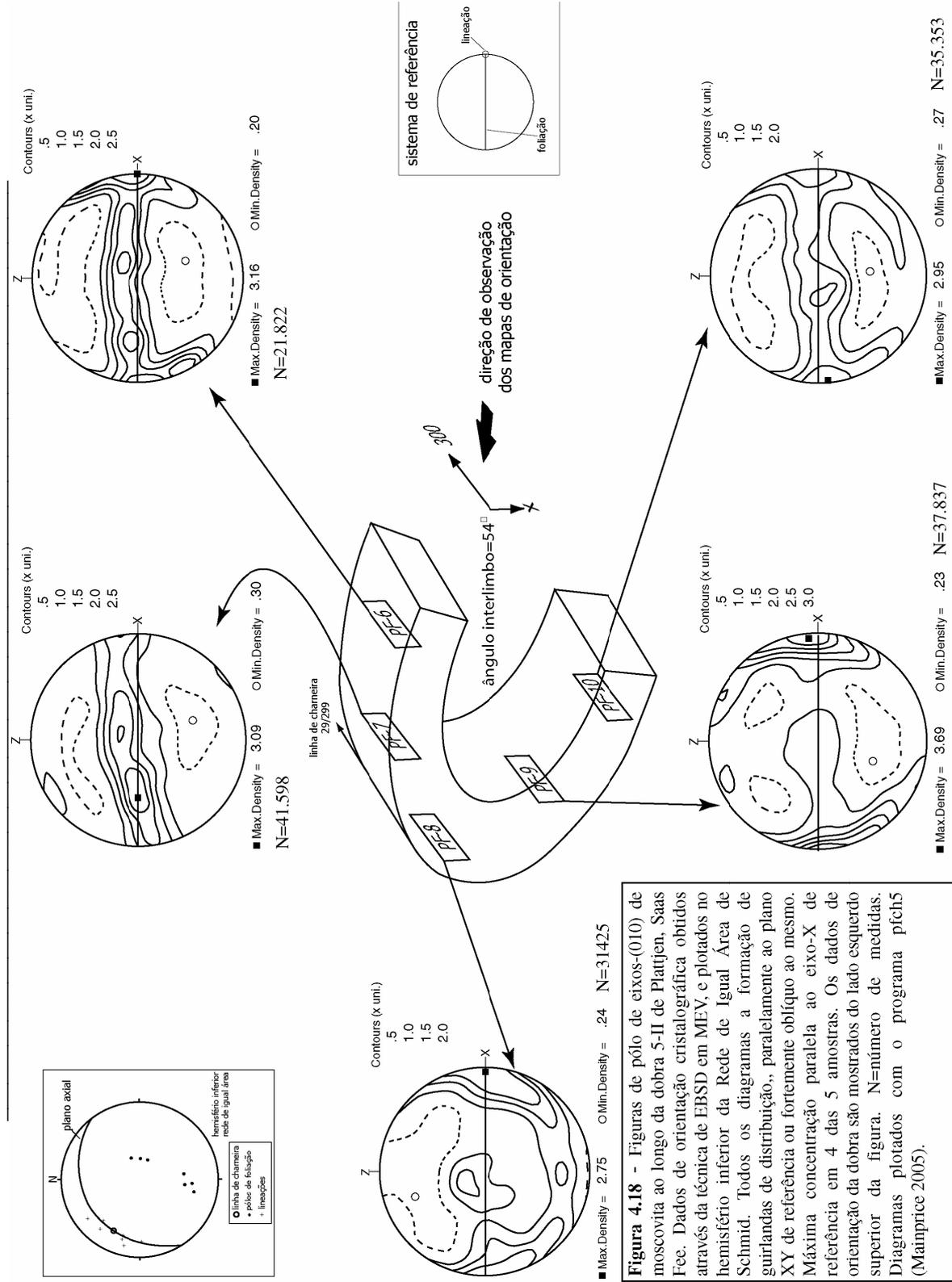


Figura 4.18 - Figuras de pólo de eixos-(010) de moscovita ao longo da dobra 5-II de Plattjen, Saas Fee. Dados de orientação cristalográfica obtidos através da técnica de EBSD em MEV, e plotados no hemisfério inferior da Rede de Igual Área de Schmid. Todos os diagramas a formação de guirlandas de distribuição, paralelamente ao plano XY de referência ou fortemente oblíquo ao mesmo. Máxima concentração paralela ao eixo-X de referência em 4 das 5 amostras. Os dados de orientação da dobra são mostrados do lado esquerdo superior da figura. N=número de medidas. Diagramas plotados com o programa pfc5 (Mainprice 2005).

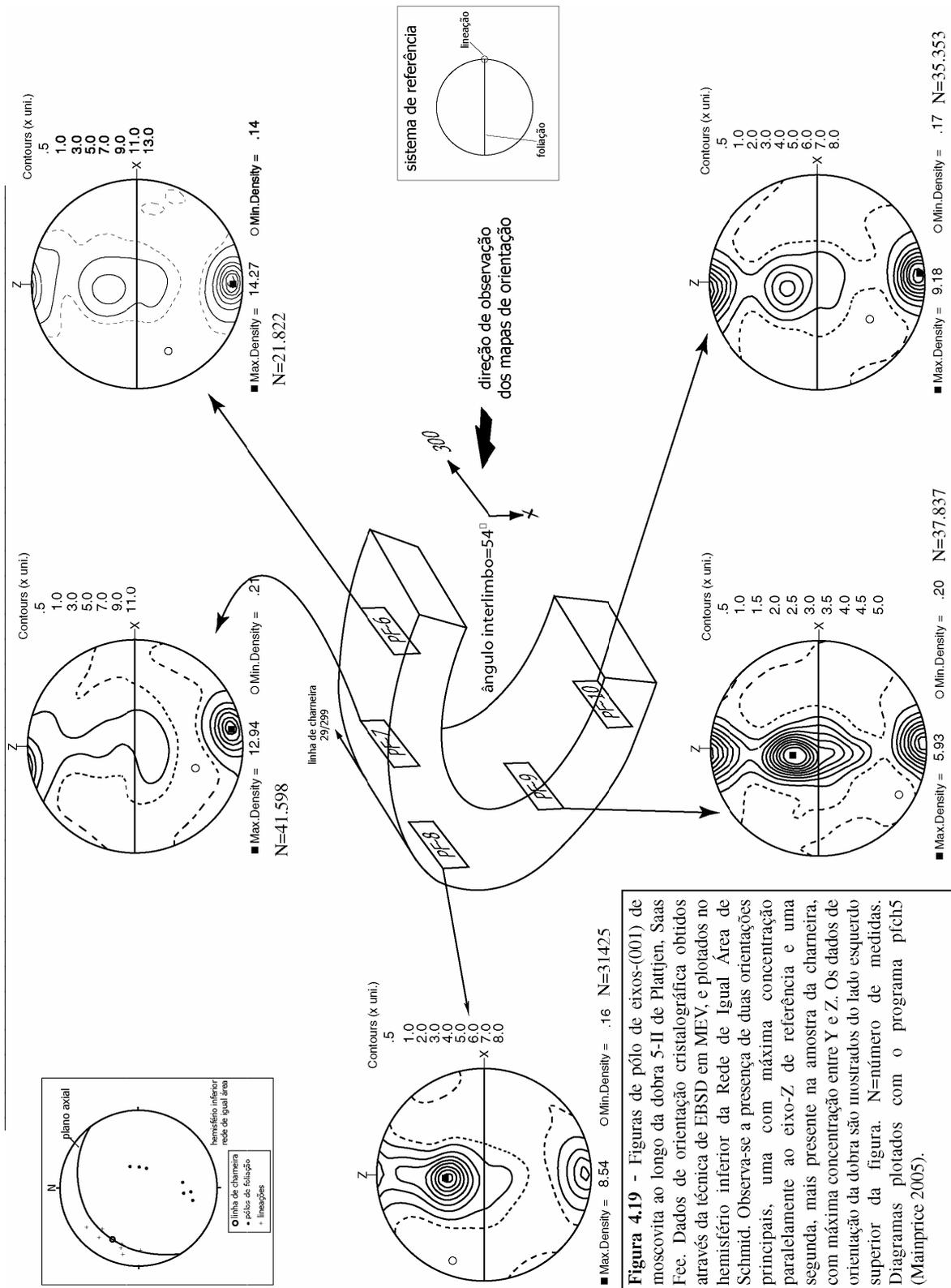


Figura 4.19 - Figuras de pólo de eixos-(001) de moscovita ao longo da dobra 5-II de Plattjen, Saas Fee. Dados de orientação cristalográfica obtidos através da técnica de EBSD em MEV, e plotados no hemisfério inferior da Rede de Igual Área de Schmid. Observa-se a presença de duas orientações principais, uma com máxima concentração paralelamente ao eixo-Z de referência e uma segunda, mais presente na amostra da charneira, com máxima concentração entre Y e Z. Os dados de orientação da dobra são mostrados do lado esquerdo superior da figura. N=número de medidas. Diagramas plotados com o programa pfc5 (Mainprice 2005).

Já a distribuição dos eixos- $\langle a \rangle$ na amostra PF-10 segue uma guirlanda única contínua paralela ao plano de foliação do SR com forte concentração em X. O mínimo de concentração não possui nenhuma relação axial com o sistema de referência (Fig. 4.17).

Os eixos (010) da amostra PF-9 distribuem-se em uma guirlanda simétrica à de eixos (100), com o diferencial que na primeira a maior concentração de pólos dos planos 010 ocorre paralelamente à lineação do SR. O ponto de concentração mínima localiza-se em uma posição intermediária e não possui relação com os eixos principais de referência. A distribuição desses eixos na amostra PF-10 segue uma guirlanda semelhante à dos eixos (100) nessa mesma amostra. Aparentemente existe uma fraca assimetria sinistral em ambas as amostras (Fig. 4.18).

A distribuição de eixos (001) é bastante semelhante nas duas amostras e se caracteriza por uma guirlanda única descontínua paralela ao plano YZ do SR, sendo levemente assimétricas. A trama oblíqua secundária é bastante evidente nos estereogramas das duas amostras, e se caracteriza por uma forte concentração próxima ao eixo-Y do SR. No caso da amostra PF-9, o pólo de máxima concentração de (001) localiza-se na região de mais alta concentração dessa trama secundária, que também é paralelo ao máximo de eixos- $\langle c \rangle$ dos cristais de quartzo. Na amostra PF-10, esse mesmo ponto é paralelo ao pólo do plano de foliação de referência. Os pontos de concentração mínima não possuem relações axiais nem com o sistema de referência nem com a trama medida de quartzo (Fig. 4.19).

4.5.3 Resultados obtidos por Lacassin (1984; 1987)

Os resultados das medidas de eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo obtidos por Lacassin (1984; 1987) através da Platina Universal (Fig. 4.20), em uma dobra na região de Plattjen e na dobra em bainha de grande escala de Schwarzberg (próximo à região de Mattmark – Fig. 4.21) apresentam extrema semelhança com os resultados apresentados na Figura 4.14. Os resultados que o referido autor apresenta para a dobra de Plattjen mostram que as guirlandas de distribuição de eixos- $\langle c \rangle$ compensadas são reversas nos flancos opostos dessas dobras, e as direções compensadas equivalem às direções aqui apresentadas. Tanto o efeito de sentido oposto quanto às direções das orientações necessitam dessa compensação, pois o autor obteve os resultados em seções na direção oposta aos dados apresentados aqui, como se fossem uma imagem especular. Nesse

mesmo trabalho o autor mostra um sentido reverso nos flancos opostos da dobra em bainha de Schwarzberg, cujas guirlandas de eixos- $\langle c \rangle$ são únicas e não apresentam efeitos de *kink*.

4.5.4 Interpretação dos dados de orientação cristalográfica de Plattjen

No geral, os dados de eixos- $\langle c \rangle$ mostram guirlandas únicas bastante fortes sem o efeito de *kinks*. Esse tipo de padrão não é típico de texturas miloníticas em cristais de quartzo reportados por outros autores (*e.g.* Schmid & Casey 1986; Law 1990; Williams 1997; Casey & Williams 2001) que são usados para caracterização de deformação rotacional não-coaxial. Além disso, a orientação dos eixos- $\langle a \rangle$ e eixos- $\langle m \rangle$ é igualmente anômala se comparada com os critérios estabelecidos, que sugerem que os eixos- $\langle m \rangle$ devem estar orientados paralelamente à lineação do sistema de referência, com os eixos- $\langle a \rangle$ mostrando um ângulo normalmente maior que 30° com relação à lineação. Os nossos dados mostram que os eixos- $\langle m \rangle$ não estão alinhados com a lineação e os eixos- $\langle a \rangle$ estão alinhados simetricamente em torno dos eixos- $\langle m \rangle$. As guirlandas de eixo- $\langle c \rangle$ são exatamente perpendiculares às máximas concentrações de eixos- $\langle m \rangle$, ou seja, não existe assimetria indicativa que possa ser usada para estabelecer o sentido de cisalhamento verdadeiro do agregado como um todo (Fig. 4.22). Dessa forma, a utilização dos padrões de distribuição das orientações cristalográficas como um indicativo do sentido de cisalhamento nessas rochas deve ser questionada.

Contudo, é possível que a obliquidade dos eixos- $\langle m \rangle$ em relação ao plano de foliação do sistema de referência dessas rochas represente o plano de mais fácil cisalhamento, como, por exemplo, no caso de uma foliação do tipo S-C. Conseqüentemente, a assimetria apresentada pela guirlanda de distribuição de eixos- $\langle c \rangle$ refletiria a vergência apresentada pela dobra (em relação ao seu plano axial) e não o sentido de cisalhamento verdadeiro durante o dobramento. Esse método de vergência relativa pode ser usado então para postular a localização e a natureza das zonas de fechamento das dobras. Se essa hipótese, por um lado, apresenta um novo caminho para a interpretação dos padrões de distribuição de padrões de orientações cristalográficas, por outro necessita de uma investigação mais aprofundada para testá-la, corroborando sua plausibilidade e confiabilidade.

Em relação aos dados de orientação de moscovita, muito pouco pode ser dito em relação ao seu uso como indicador de sentido de cisalhamento. No geral, a assimetria apresentada por

essas tramas é muito fraca (e.g. O'Brien *et al.* 1987), o que dificulta a determinação precisa de sentido de movimento.

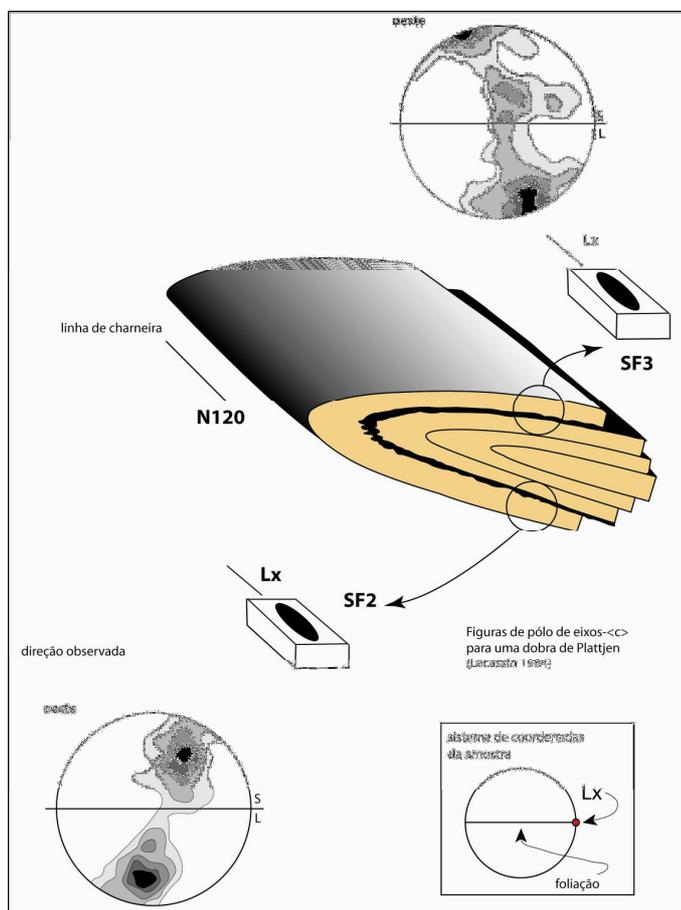


Figura 4.20 – Orientações preferenciais de eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo de uma dobra da região de Plattjen (Lacassin 1984) determinados com a utilização de Platina Universal em amostras dos flancos dessa estrutura nas superfícies paralelas à lineação de estiramento. Dados plotados no hemisfério inferior da Rede de Igual Área de Schmidt, com contornos de 1, 2, 4, 6 e 8%. A direção de observação das figuras de pólo é a oposta dos dados apresentados na Figura 4.14. A distribuição de eixos- $\langle c \rangle$ mostram duas guirlandas únicas, assimétricas, centradas em Y, com o desenvolvimento de dois máximos. Como no caso dos eixos- $\langle c \rangle$ apresentados na Figura 4.14, a assimetria é reversa nos flancos opostos, e os dados estão plenamente de acordo com os dados obtidos através da técnica de EBSD. Modificado de Lacassin (1984).

Contudo, esses mesmos dados são bons indicativos de que a trama principal desse mineral, com pólos de (001) orientados paralelamente ao eixo Z de referência, não é a única orientação cristalográfica presente nessas rochas. Uma segunda orientação, com eixos (001) orientados obliquamente entre Z e Y se faz presente em quase todos os diagramas, mas principalmente nas figuras de pólo da zona de charneira. Se considerarmos que a orientação secundária é fruto de uma trama mais antiga não completamente reorientada para a formação da

trama principal, e existe uma concentração mais forte desses dados na região de charneira dessas dobras, é possível que o mecanismo gerador da dobra tenha sido incapaz de reorientar essas lamelas para suas novas posições principalmente na zona de charneira. Abaixo são discutidas algumas situações possíveis para o desenvolvimento de ambas as tramas nesses agregados.

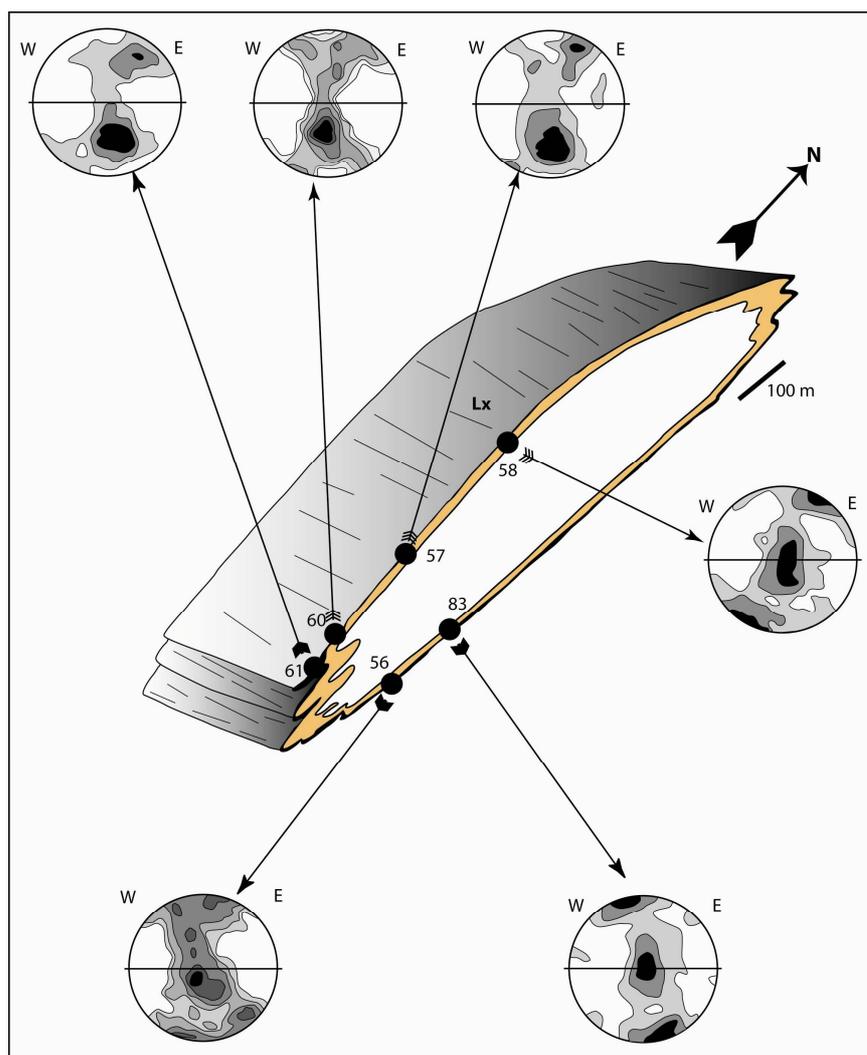


Figura 4.21 – Orientações preferenciais de quartzo em torno da dobra em bainha de Schwarzberg, na região de Mattmark, apresentada por Lacassin (1984) e Lacassin & Mattauer (1985). Os dados de orientação foram obtidos através da técnica de Platina Universal em amostras dos dois flancos dessa estrutura orientadas paralelamente à lineação de estiramento. Dados plotados no hemisfério inferior da Rede de Igual Área de Schmidt, com contornos de 0.5, 1, 2, 4, 6 e 8%, com direção de observação norte das mesmas. Os padrões de orientação das amostras 57, 58 e 83 mostram guirlandas únicas assimétricas com obliquidade reversa nos flancos opostos. Já as amostras 56, 60, 61 e, em menor escala, 57, estão situadas próximo a região de charneira dessa dobra, e os padrões mostram guirlandas cruzadas do tipo I, também centradas em Y, o que possivelmente reflete diferenças na distribuição da deformação nessa região. Modificado de Lacassin (1984).

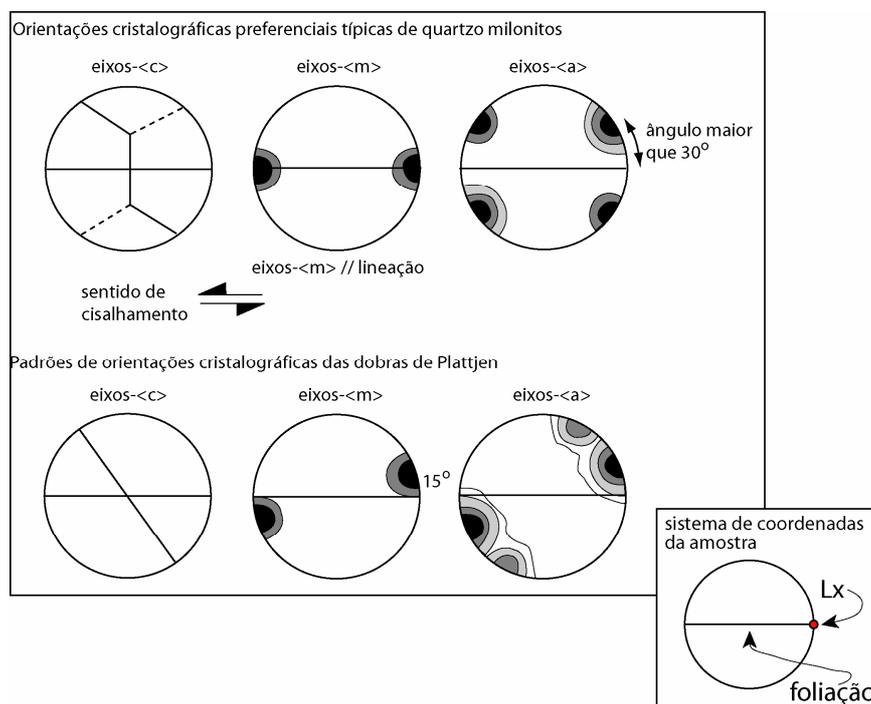


Figura 4.22 – Diagrama esquemático mostrando as principais diferenças entre as texturas cristalográficas características de quartzo milonitos (*cf.* Schmid & Casey 1986) e utilizadas como indicadores cinemáticos, e as tramas de quartzo características das dobras de Plattjen. Os padrões de distribuição dos eixos- $\langle c \rangle$, $\langle m \rangle$ e $\langle a \rangle$ são anômalos com os padrões esperados em rochas miloníticas. No presente caso, os eixos- $\langle m \rangle$ não possuem alinhamento com a lineação, os eixos- $\langle a \rangle$ possuem uma distribuição simétrica à $\langle m \rangle$ e a guirlanda de eixos- $\langle c \rangle$ é perpendicular à maior concentração dos prismas de primeira ordem, ou seja, não possui assimetria indicativa para determinação do sentido de cisalhamento.

Se considerarmos que a orientação secundária é fruto de uma trama mais antiga não completamente reorientada para a formação da trama principal, e existe uma concentração mais forte desses dados na região de charneira dessas dobras, é possível que o mecanismo gerador da dobra tenha sido incapaz de reorientar essas lamelas para suas novas posições principalmente na zona de charneira. Abaixo são discutidas algumas situações possíveis para o desenvolvimento de ambas as tramas nesses agregados.

4.6 Orientações cristalográficas como indicadoras de idades relativas entre deformação por cisalhamento e a formação de dobras

Os dados de orientação cristalográfica das dobras de Plattjen, juntamente com a geometria e a orientação das dobras e das feições geradas durante o cisalhamento simples (lineações de

estiramento e foliação miloníticas) fornecem pistas para a possível seqüência de eventos que ocorreram nessas rochas. As dobras atualmente exibem linhas de charneira subparalelas à lineação de estiramento local, e os planos axiais paralelos à foliação. Mas será que essas dobras foram formadas nessa posição? A deformação principal parece ter sido basicamente por cisalhamento simples, baseado principalmente na posição das rochas no cinturão de empurrão e em sua proximidade com zonas de cisalhamento anastomosadas previamente conhecidas. Seria o caso de uma partição de *strain* local divergindo do significativamente do cisalhamento simples? Será que as dobras foram geradas a partir de mecanismos ativos ou passivos de dobramento? Os cenários expostos anteriormente agora são discutidos em termos das orientações cristalográficas apresentadas juntamente com os possíveis mecanismos de dobramento plausíveis para a formação dessas estruturas.

4.6.1 SITUAÇÃO 1: Mecanismo de dobramento passivo, linha de charneira perpendicular à lineação de estiramento

A lineação de estiramento representa a direção de cisalhamento em um regime de deformação por cisalhamento simples dominante. Essa lineação está orientada à alto ângulo (ou normal à) linha de charneira inicial. Mecanismos de dobramento, em geral, envolvem a rotação passiva dos flancos das dobras. Se uma estrutura gerada por cisalhamento simples pré-existente é rotacionada passivamente durante a geração de dobras posteriores, então os diagramas de distribuição de orientações cristalográficas deverão apresentar o mesmo sentido de cisalhamento e somente na região da charneira dessas dobras é que esse sentido mudaria (Fig. 4.23). No caso específico dos diagramas de moscovita, como a assimetria é fraca, o sentido de cisalhamento não pode ser usado como indicativo de um processo rotacional provocado pelas dobras. Contudo, se essas lamelas de moscovita também marcavam a lineação, além de salientarem os planos da foliação, então nos flancos dessa dobra os diagramas de orientação deveriam ser semelhantes, com os eixos (100) e (010) orientados paralelamente ao plano de foliação de referência, enquanto na zona de charneira deveria ocorrer uma maior concentração de (001) mais próximos de Y. Isso é parcialmente correto porque, de fato, a predominância de (001) nos flancos é paralela a Z, enquanto na charneira esses eixos estão orientados preferencialmente mais próximos de Y. Contudo, em todas as amostras analisadas observa-se sempre uma orientação dos eixos (001)

também mais próxima de Y, o que sugere a presença de uma trama secundária ou ainda que parte dessas lamelas não foi reorientada durante a deformação milonítica.

A rotação subsequente das dobras de modo que suas linhas de charneira se tornassem paralelas às lineações poderia apagar a orientação cristalográfica precoce para agora refletir a deformação por cisalhamento, o que, no caso, geraria um sentido de movimento igual tanto nos flancos das dobras quanto em sua zona de charneira. Nesse caso, a deformação deveria ser penetrativa o suficiente para regenerar a lineação, que não é afetada pelas dobras na região de Plattjen. Mesmo que os padrões de distribuição de orientações cristalográficas estivessem mostrando assimetrias reliquias não afetadas durante a rotação passiva das dobras, então a mudança resultante do sentido de movimentação ao longo da dobra não iria combinar com os dados de orientação cristalográfica medidos nas dobras de Plattjen. Pode-se concluir que essas dobras não foram originadas a partir de mecanismos passivos de dobramento envolvendo dobras com charneiras orientadas originalmente à alto ângulo com a lineação de estiramento precoce.

4.6.2 SITUAÇÃO 2: Mecanismo de dobramento passivo, linha de charneira inicial paralela à lineação de estiramento

Nessa situação, uma microestrutura *steady-state* forma-se em condições de baixa *deformação* antes do desenvolvimento das dobras. Nesse cenário, os mecanismos de dobramento envolvem a rotação passiva da trama como um todo, o que gera um sentido de cisalhamento aparente reverso nos flancos opostos dessa dobra, com a linha de charneira paralela à lineação de estiramento, como observado na Figura 4.24, não sendo formada nenhuma trama nova. Para que esse tipo de dobra possa ser desenvolvido e amplificado com suas linhas de charneira paralelas às direções de cisalhamento da deformação operante, o regime de deformação operante necessitaria de grandes anisotropias das camadas (Cobbold & Quinquis 1980; Cobbold & Watkinson 1981). A presença dessas anisotropias de camadas poderiam elas mesmas levantar dúvidas a respeito da natureza do mecanismo de dobramento ser efetivamente passivo e, dessa forma, sugerir que uma nova trama cristalográfica pudesse ser formada. Contudo, na dobra estudada não existem evidências dessas grandes anisotropias para a nucleação de dobras passivas com charneiras orientadas

paralelamente à lineação de estiramento, e parece improvável que essas dobras tenham sido formadas dessa maneira.

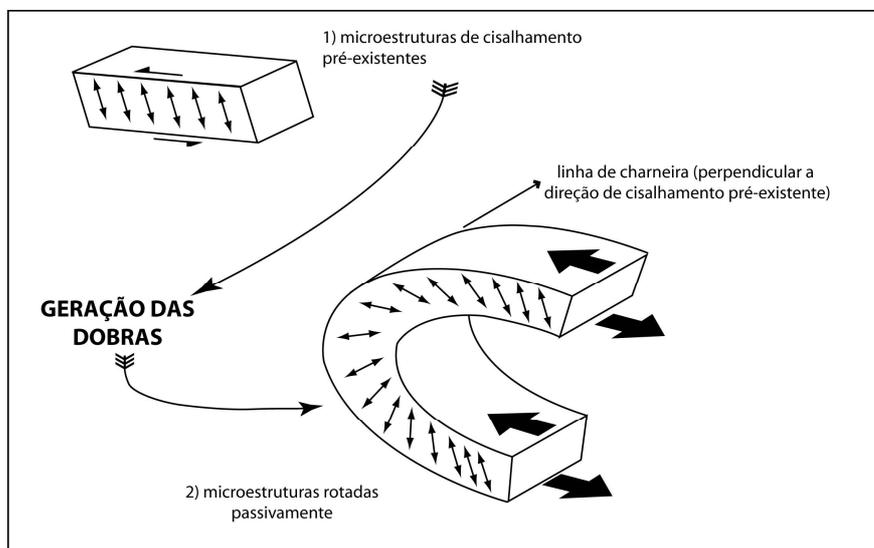


Figura 4.23 – Diagrama esquemático ilustrando uma orientação preferencial ou microestrutura pré-existente que é rotacionada passivamente por uma dobra posterior. A linha de charneira dessa dobra é perpendicular à direção de cisalhamento mais antiga. Nota-se que o sentido de cisalhamento é o mesmo em ambos flancos da dobra, e só na região de charneira é que o sentido de cisalhamento é diferente. Modificado de Stünitz (1991).

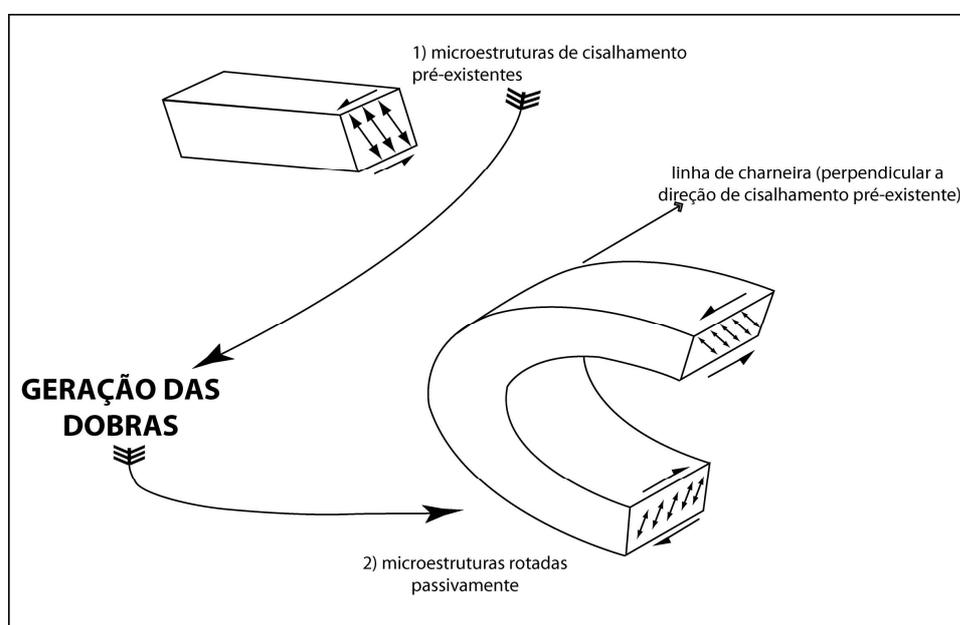


Figura 4.24 - Diagrama esquemático mostrando uma orientação preferencial ou microestrutura que é passivamente rotacionada pela atuação de um processo de dobramento posterior. Nesse caso, a linha de charneira da dobra é paralela à direção de cisalhamento pré-existente e o sentido de cisalhamento mostrado é reverso nos flancos opostos da estrutura. Modificado de Stünitz (1991).

Se as dobras desenvolveram-se posteriormente à formação da trama milonítica principal em um novo regime de deformação com transporte principal perpendicular à lineação de estiramento mais antiga, seria relativamente fácil nuclear dobras com eixos paralelos à essa lineação mais antiga. Essas dobras, então, têm necessariamente que rotacionar passivamente a trama cristalográfica para mostrar um sentido de cisalhamento aparentemente reverso nos seus flancos opostos no caso das orientações preferenciais de quartzo. Contudo, essa não parece ser a situação no caso da dobra estudada porque: (i) um redobramento, mesmo que sutil, das lineações mais antigas seria esperado; (ii) essas dobras são claramente dúcteis e geradas em condições de *strain* razoavelmente altas, o que sugere que uma nova lineação relacionada com esse episódio mais tardio de deformação deveria ter sido formada; e (iii) a trama cristalográfica ainda mantém preservada a deformação precoce e não as novas orientações da rede cristalina relacionadas a um processo de dobramento pós-cisalhamento quando as orientações cristalográficas preferenciais seriam renovadas para registrar os episódios de deformação tardia (*e.g.* Brunel 1980).

4.6.3 SITUAÇÃO TRÊS: Mecanismo de dobramento passivo, linha de charneira inicial oblíqua à lineação de estiramento

Mecanismos de dobramento passivos com linhas de charneiras orientadas inicialmente em uma posição oblíqua à uma lineação de estiramento podem produzir dobras com sentido de cisalhamento aparentemente reverso nos flancos opostos dessa estrutura. Nesse cenário, o dobramento passivo ocorre durante a deformação cisalhante e, com a continuidade da mesma, a dobra tem seus eixos reorientados até atingir o paralelismo com a lineação de estiramento e conseqüentemente, com a direção de cisalhamento. O problema principal dessa situação é entender como uma deformação capaz de reorientar inteiramente a geometria de uma estrutura (no caso, a dobra) não afetou nem de forma incipiente os dados de orientação cristalográfica.

Se a dobra tem uma linha de charneira inicialmente oblíqua em relação à lineação, então essa lineação deveria ser afetada pela dobra, o que não é observado na estrutura estudada. A lineação é penetrativa sendo claramente regenerada durante todo o processo de reorientação das dobras, enquanto os dados de trama cristalográfica registram principalmente o efeito de rotação passiva da trama, e não sua reorientação pela regeneração dessas orientações. Obviamente,

poderia se dizer que a orientação cristalográfica preferencial é uma trama relictiva não afetada pela deformação tardia, mas esse argumento parece ser altamente falseável, visto que a lineação em si, marcada pelos cristais de quartzo alongados e pelo alinhamento das lamelas de mica é continuamente regenerada. Dessa forma, parece improvável que a dobra estudada tenha sido formada dessa maneira, ou seja, por uma deformação penetrativa que rotacionou passivamente uma dobra mais antiga, que registra uma trama cristalográfica relictiva, onde essa trama relictiva é o produto do dobramento passivo precoce. De um modo geral, é mais comum que dobras passivas mostrem a mesma cinemática ao longo das camadas afetadas. Contudo, Lacassin (1984) interpreta dessa maneira os resultados de seus estudos em eixos- c de quartzo das dobras de dobras de Plattjen.

Comentários

A condição comum a todas as três situações discutidas anteriormente envolve a atuação de mecanismos de dobramento passivos. Essa reorientação passiva parece requerer que os planos axiais das dobras estejam à baixo ângulo com os planos de cisalhamento. Contudo, nenhuma das três situações discutidas acima parece fornecer uma explicação satisfatória provável para uma seqüência de eventos no caso da situação observada na região de Plattjen.

Se o mecanismo de dobramento não rotaciona os flancos da dobra passivamente mas envolve mecanismos flexurais de dobramento (deslizamento ou fluxo flexural) ou até mesmo dobramento por cisalhamento, então o sentido de movimentação teria que ser necessariamente reverso nos flancos opostos dessas dobras. Se um processo ativo de dobramento ocorre durante ou depois da deformação por cisalhamento, então as dobras deveriam registrar essa assimetria oposta. Contudo, se o mesmo processo ocorrer antes da deformação por cisalhamento, então a assimetria reversa só pode ser explicada como representando estruturas reliquiares dispostas em domínios não afetados pela deformação cisalhante. Com um cisalhamento aparentemente bastante penetrativo e com a ocorrência de linhas de charneira paralelas às lineações de estiramento, provavelmente devido à reorientação das dobras, parece bastante plausível que os mecanismos de dobramento ativos e a deformação por cisalhamento tenham ocorrido preferencialmente na geração dessas estruturas. Além disso, a atuação desse tipo de mecanismo poderia favorecer a preservação da trama secundária de moscovita na zona de charneira dessa

dobra. Sabe-se que durante a atuação deste tipo de processo a deformação principal é acomodada ao longo dos flancos das dobras, enquanto a zona de charneira a distorção provocada pelo dobramento é virtualmente zero (*e.g.* Ramsay & Huber 1987). Se um mecanismo desse tipo atuou durante ou posteriormente a formação dessas duas orientações distintas de moscovita, é de se esperar que nos flancos dessa dobra as micas tenham uma orientação dimensional preferencial mais marcante do que na zona de charneira.

4.6.4 SITUAÇÃO QUATRO: Mecanismo de dobramento ativo relacionado com a formação de dobras em bainha com a linha de charneira inicial oblíqua à lineação de estiramento

Dobras em bainha de escalas variáveis são feições comuns nas rochas da zona de Gernergrat, onde ótimos exemplos são descritos na região de Mattmark, a 5 km ao sul de Plattjen (Lacassin 1984, 1987; Lacassin & Mattauer 1985; Williams 1997; Lebit *et al.* 2002). Esse tipo de estrutura geralmente está associado à amplificação passiva de dobras pré-existentes com linhas de charneira curvadas em zonas de alta deformação (*e.g.* Cobbold & Quinquis 1980; Ghosh 1993). Isso faz com que o ângulo interlimbo inicial dessas dobras seja geralmente reduzido e suas linhas de charneira tornem-se fortemente arqueadas (Ramsay & Huber 1987). Apesar dos mecanismos associados à formação de dobras em bainha serem em geral considerados como passivos, parece não haver razão para descartar a possibilidade da formação deste tipo de estruturas por mecanismos ativos de dobramento. Na zona de Gernergrat, as rochas estão dispostas em uma seqüência de camadas que apresentam diferentes comportamentos reológicos, o que fornece, no caso de uma deformação por cisalhamento, as condições ideais para a atuação de mecanismos ativos na geração de dobras. Em menor escala e nas amostras estudadas, a própria trama de forma materializada pelo alinhamento dos cristais de moscovita dentro do moscovita quartzito milonitizado pode funcionar como uma camada anisotrópica, gerando condições favoráveis para o desenvolvimento de dobras ativas nessa unidade.

Considerando a situação acima, a orientação das linhas de charneira das dobras paralelamente à lineação de estiramento local poderia ser explicada como tratando-se das porções marginais de uma dobra em bainha. Essas linhas de charneira poderiam tanto ser passivamente

reorientadas ou reorientadas por cisalhamento diferencial ao longo das dobras pré-existentes. Contudo, os diagramas de orientações cristalográficas nos flancos dessas dobras estariam refletindo processos de dobramento por mecanismos ativos das camadas, relacionados com a direção de dobramento no nariz das dobras em bainha, onde as linhas de charneira seriam, obrigatoriamente, perpendiculares às lineações de estiramento locais. Esse dobramento ativo poderia estar desenvolvendo-se sobre um eixo de direção intermediário, paralelo à linha de charneira no nariz da dobra em bainha. Dependendo da localização do nariz dessas dobras, os mecanismos de dobramento ativos atuantes poderão envolver tanto mecanismos de geração de dobras por cisalhamento quanto por fluxo flexural (e.g. Stünitz 1991) apesar de ser mais provável que ocorra o mecanismo do segundo tipo (Fig. 4.25).

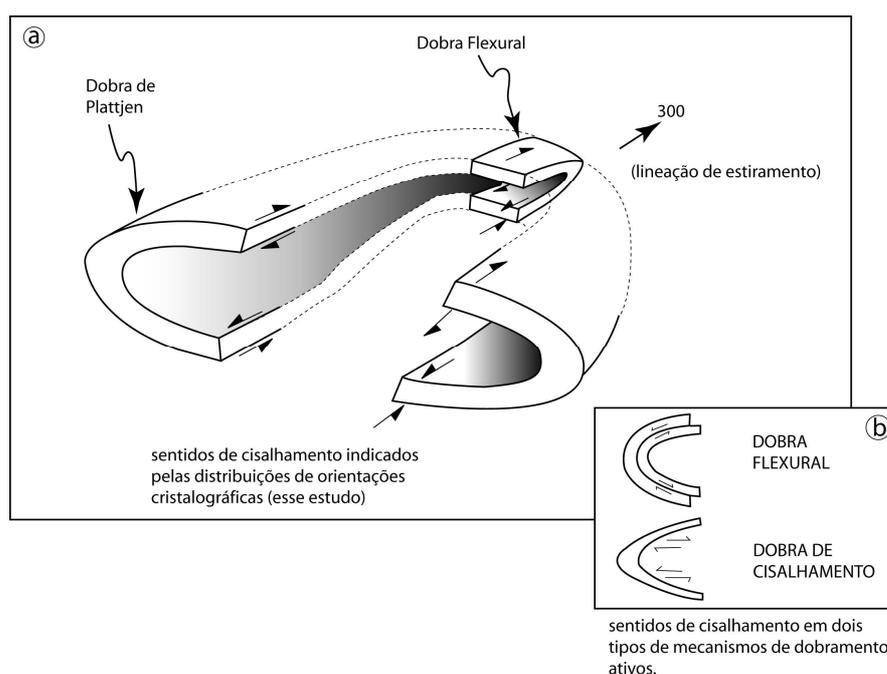


Figura 4.25 – Dobras de Plattjen: dobras ativas possivelmente relacionadas com a formação de dobras em bainha. Segundo as relações de campo e os dados apresentados por Lacassin (1984) e Lacassin & Mattauer (1985), as dobras de Plattjen são estruturas parasitas localizadas nos flancos de dobras em bainha de grande escala. Através dos dados de orientação cristalográfica, e assumindo que o processo de dobramento é do tipo ativo envolvendo fluxo flexural, é possível determinar a direção de fechamento dessas estruturas (os “narizes” das dobras em bainha). Dobramentos por cisalhamento ou fluxo flexural mostram sentidos de cisalhamento opostos (b), o que poderia indicar direções de fechamento opostas para as estruturas em bainha. Outra maneira de determinar essa direção de fechamento é utilizando os dados de orientação cristalográfica como indicadores de vergência das estruturas, se sua utilização como indicador cinemático for questionável. Figura b modificada de Stünitz (1991).

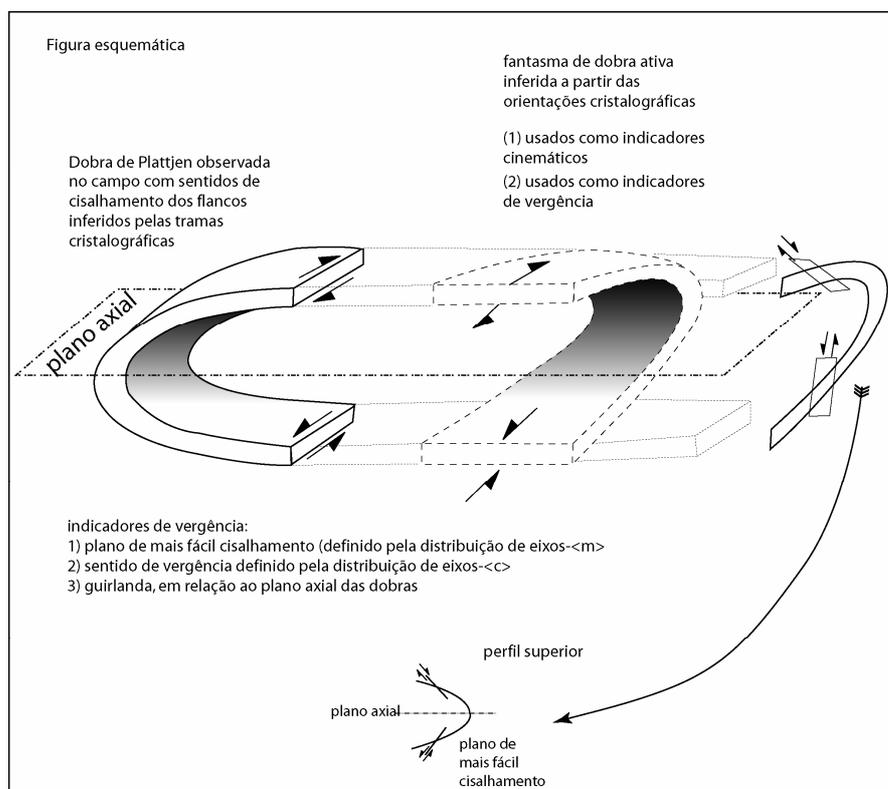


Figura 4.26 - Dobras de Plattjen: processo de dobramento ativo relacionado com as estruturas de grande escala. As dobras de Plattjen são dobras parasitas provavelmente nucleadas com as charneiras orientadas obliquamente à lineação de estiramento, e foram reorientadas passiva ou ativamente pela deformação por cisalhamento até atingir o paralelismo entre os eixos das dobras e essas lineações. A atuação de mecanismos de dobramento ativos na orientação original dessa estrutura foi concomitante ao processo de reorientação, e por isso as texturas cristalográficas observadas foram mantidas. As dobras de Plattjen poderiam então ser correlacionadas à sinforme de escala regional que controla a distribuição das unidades rochosas em Saas Fee, e que possui uma linha de charneira orientada perpendicularmente à lineação de estiramento.

Dessa maneira, os dados de orientação cristalográfica estão diretamente relacionados ao mecanismo de dobramento atuante durante a geração dessas dobras. Os mecanismos atuantes na formação dessas dobras ocorrem concomitantemente à deformação por cisalhamento e, aparentemente, não ocorre deformação posterior suficientemente pervasiva para que as orientações cristalográficas sejam retrabalhadas.

Essa situação consegue explicar bem tanto a orientação das dobras de Plattjen bem como a distribuição de suas orientações cristalográficas. Mesmo sabendo que existem poucas evidências para sugerir que a dobra em questão é apenas um pequeno setor de uma dobra em bainha de maior escala, também existem poucas evidências para afirmar-se ao contrário. E isso porque as linhas de charneira são visíveis apenas em seções de escala decimétrica, e boas

exposições evidenciando as características tridimensionais dessas dobras não estão disponíveis. Além disso, não existem razões suficientemente fortes para afirmar que o mecanismo de dobramento responsável pela formação dessas dobras não possa ser do tipo ativo. Isso é evidenciado principalmente porque as diferenças reológicas apresentadas pelas camadas afetadas pelas dobras de Plattjen sugerem que a atuação de mecanismos ativos deveriam ser esperada.

4.6.5 – SITUAÇÃO CINCO: Mecanismos de dobramento ativos não relacionados à formação de dobras em bainha, linha de charneira inicial oblíqua à lineação de estiramento

As razões pelas quais os mecanismos de dobramento ativos poderiam ocorrer nas rochas da Zona de Gornergrat são discutidas acima, ficando estabelecido que é razoável assumir-se que os mesmos foram atuantes durante a formação dessas dobras. As dobras de Plattjen estão localizadas no flanco reverso de uma sinforme de escala regional e dessa maneira representam dobras parasitas. A linha de charneira dessa sinforme é orientada perpendicularmente à direção de cisalhamento (Lacassin 1984, 1987). Dessa maneira, as dobras de Plattjen poderiam representar dobras parasitas reorientadas e os dados de orientação cristalográfica, como no cenário anterior, se referem ao mecanismo de dobramento ativo, relacionado à formação da sinforme. Se considerarmos os mecanismos de dobramento ativos como sendo os de deslizamento/fluxo flexural, então se pode sugerir que os fechamentos das dobras parasitas sinformes e antiformes são controlados por esses mecanismos (Fig. 4.26).

Nesse cenário é possível correlacionar-se as dobras reorientadas devido à deformação por cisalhamento e os dados de orientação cristalográfica, sem a necessidade de envolvimento de geometrias de dobras em bainha, o que pode ser usado também para explicar a situação das dobras de Plattjen e suas orientações cristalográficas. Assim como demonstrado na situação anterior, uma deformação por cisalhamento e um mecanismo ativo de formação de dobras devem ocorrer simultaneamente para que os dados de trama cristalográfica mostrem coerência em relação às dobras e a deformação cisalhante principal. Além disso, qualquer outro tipo de deformação por cisalhamento posterior à formação dessas dobras deve ter sido insuficientemente pervasivo para obliterar as orientações da rede cristalina desenvolvidas durante o evento precoce.

4.7 Discussão

A presença de dobras com linhas de charneiras orientadas paralelamente às lineações de estiramento locais de uma determinada região dentro de um cinturão orogênico podem representar os casos mais extremos de modificação de dobras. Em lugares onde todas as dobras de uma dada região apresentam esse tipo de orientação, como a área de Plattjen, a utilização de dados de orientação cristalográfica fornece uma ferramenta precisa para o reconhecimento dos mecanismos responsáveis por esse tipo de orientação de dobras, comuns ao longo de zonas de alta deformação.

No caso de orientações cristalográficas em dobras relacionadas com um evento de deformação por cisalhamento simples, a assimetria de sentido de cisalhamento ao longo da superfície da dobra deveria ser o mesmo se essa deformação atuou após a formação das dobras. Esse efeito é bastante comum em zonas de cisalhamento e já foi amplamente observado em rochas miloníticas (*e.g.* Minnigh 1979; Price 1981). Contudo, pela descrição acima, não se trata do mesmo caso. Os resultados do atual trabalho indicam que os dados de orientação cristalográfica, principalmente no que se refere aos dados de eixos- $\langle c \rangle$, $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$, suas obliquidades em relação ao sistema de referência e os sentidos de cisalhamento resultantes são questionáveis. Apesar de haver coerência entre o sentido de cisalhamento aparentemente reverso nos flancos dessa estrutura, a ausência de assimetria entre os eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo e suas formas prismáticas colocam em questão a aplicabilidade desses dados como indicadores do sentido de cisalhamento geral nessas rochas. Os dados obtidos através do par MEV/EBSD estão de acordo com os dados de eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo medidos com Platina Universal e apresentados em Lacassin (1984, 1987), ao longo de uma das dobras da região de Plattjen. Contudo, a argumentação apresentada pelo referido autor em relação aos mecanismos de dobramento, deformação e relações entre as tramas cristalográficas difere em muitos aspectos das idéias apresentadas no presente capítulo.

Segundo o referido autor, os dados de orientação cristalográfica medidos nos moscovita-quartzo milonitos podem ser interpretados basicamente pela rotação passiva dessa trama cristalográfica. Ainda, segundo esse mesmo autor, a evolução da trama atualmente observada teria ocorrido da seguinte forma: (i) formação da orientação preferencial dos eixos- $\langle c \rangle$ durante

um episódio pervasivo de deformação cisalhante; (ii) geração e amplificação de dobras envolvendo a rotação passiva dos dados de orientação cristalográfica. Se fosse esse o caso, as dobras possuiriam linhas de charneira oblíquas à lineação de estiramento local, que também teriam sido reorientadas passivamente; (iii) influência da deformação durante ou após a formação das dobras (*e.g.* achatamento). Esse tipo de comportamento *quasi-passivo* é também descrito para as dobras que ocorrem ao longo de zonas de cisalhamento anastomosadas que ocorrem em Cap de Creus (Carreras *et al.* 1977).

Obviamente, a rotação passiva das tramas cristalográficas durante o processo de dobramento e a reorientação passiva dos eixos das dobras paralelamente à direção de cisalhamento não é impossível de ocorrer. Contudo, dobras cujas linhas de charneira eram oblíquas à lineação apresentariam, obrigatoriamente, essas lineações mais antigas dobradas ao longo das mesmas. E essa não é a situação observada em Plattjen, visto que as lineações de estiramento não foram infletidas ao longo das superfícies das dobras e são provavelmente o produto de uma deformação pervasiva na qual foram continuamente regeneradas. Então, porque uma deformação dessa magnitude seria capaz de regenerar as lineações mas preservar orientações cristalográficas reliquiares nos flancos das dobras?

Essa situação pode ser contornada se considerarmos as dobras e as tramas cristalográficas como produtos de mecanismos de dobramento ativos, envolvendo deslizamento/fluxo flexural ou dobramento por cisalhamento com linhas de charneira oblíquas à lineação de estiramento. Além disso, é essencial assumir a atuação de uma deformação cisalhante reorientando as dobras, concomitantemente à atuação de mecanismos de dobramento ativos, responsáveis pelo desenvolvimento de dobras paralelas as lineações de estiramento locais e aparentemente perpendiculares às linhas de charneira reorientadas.

As condições de deformação e de mecanismos de dobramento atuantes poderiam ser sumarizadas da seguinte forma: (i) deformação penetrativa por cisalhamento simples continuamente retrabalhando as lineações de estiramento; (ii) mecanismos de dobramento ativos provavelmente dominados pelo fluxo flexural; (iii) esses mecanismos são controlados pela direção de cisalhamento principal sobre a dobra de escala regional, cujo eixo é perpendicular à lineação de estiramento; (iv) dobras parasitas são formadas com suas linhas de charneira orientadas obliquamente às lineações de estiramento. Mecanismos de dobramento ativos estão

operantes; (v) as dobras parasitas são então reorientadas pela deformação de cisalhamento, passiva ou ativamente e (vi) finalmente, os mecanismos de dobramento ativos ainda atuantes reorientam os flancos das dobras e conservando as orientações cristalográficas observadas.

Lacassin (1984, 1987) também determinou sentidos de cisalhamento opostos nas orientações cristalográficas dos flancos superior e inferior da dobra em bainha Schwarzberg na região de Mattmark (Fig. 4.27). Estudos experimentais (e.g. Cobbold & Quinquis 1980) sugerem que a deformação cisalhante precisa ser intensa para que esse tipo de estrutura seja desenvolvido e, nesse caso, a rotação passiva de uma trama precoce é definitivamente problemática. Segundo o referido autor, a presença de outras influências, como heterogeneidades na deformação em dobramentos não passivos e a influência de *backthrusting* no flanco superior precisam ser considerados. A atuação de uma deformação por cisalhamento simples concomitantemente a um mecanismo de dobramento ativo para a estrutura em questão parece ser bem razoável para os padrões de distribuição de eixos-*c* de quartzo obtidos no presente estudo. Além disso, dependendo da localização do nariz das dobras em bainha, pode-se determinar o possível mecanismo de dobramento ativo dominante (fluxo/deslizamento flexural ou dobramento por cisalhamento).

Se assumirmos um caso mais provável de atuação de fluxo flexural, o nariz das dobras em bainha podem ser localizados com base nisso, ou pela utilização da assimetria das tramas de eixos-*c* de quartzo como indicadores de vergência. Dessa maneira, mecanismos de *backthrusting* não são necessários. Essa mesma dobra em bainha de Mattmark foi utilizada por Lacassin & Mattauer (1985) no desenvolvimento de um modelo para a análise de *strain* cisalhante, pressupondo a modificação passiva da mesma durante a deformação por cisalhamento simples progressivo. Contudo, se durante a evolução dessa estrutura os mecanismos de dobramento ativos forem atuantes, então a validade do modelo geométrico como ferramenta para a estimativa dessa deformação pode ser colocada em dúvida. Isso pode ter implicações, visto que esse modelo, embora modificado, foi utilizado por outros autores (e.g. Alsop 1992; Alsop & Holdsworth 1999; 2004).

A importância da determinação precisa do tipo de mecanismo de dobramento atuante reside no fato de que existe uma forte tendência na modelagem de dobras passivas, restringindo os processos ativos à situações-limite, como no caso de camadas dobradas com variação

reológica considerável (e.g. Ramsay 1967; Ramsay & Huber 1987; Ghosh 1993). Além disso, essas questões não são abordadas nem mesmo nos trabalhos que abordaram a utilização de orientações cristalográficas ao longo de dobras com charneiras paralelas a lineações de estiramento.

Tramas rotadas pseudopassivamente foram reportadas por Gangopadhyay & Johnson (1962), Carreras *et al.* (1977) e Lacassin (1984, 1987), enquanto orientações cristalográficas geradas por dobramentos posteriores à deformação de cisalhamento foram descritas por Minnigh (1979), Brunel (1980) e Price (1981). Evidências de tramas relacionadas aos processos ativos de dobramento podem ser encontradas em Stünitz (1991), Casey & Williams (1995), Williams (1997), Lebit *et al.* (2002) e no presente estudo. Parece precipitado, portanto, concluir que a suposição de que dobras cujas linhas de charneira são paralelas à uma direção de cisalhamento local tenham sido formadas por processos de rotação passiva, visto que em alguns casos, mecanismos flexurais e de cisalhamento para formação de dobras parecem ser importantes.

4.8 Sumário & Conclusões

Dobras cujas linhas de charneira são paralelas a lineações de estiramento são feições bastante comuns em zonas de cisalhamento e faixas miloníticas. O estudo das orientações cristalográficas ao longo de estruturas como essas permite a determinação das relações temporais, cinemáticas e de mecanismos atuantes durante o processo de dobramento e a deformação cisalhante principal.

As dobras da região de Plattjen, na região de Saas Fee, nos Alpes Suíços, apresentam esse tipo de característica, e a estrutura estudada encontra-se dentro de uma unidade quartzítica relativamente rica em moscovita. Essas dobras são geralmente de escala métrica e bastante similares em geometria. As lineações de estiramento são pervasivas nessa unidade, sendo marcadas por cristais de quartzo alongados e pelo alinhamento das lamelas de mica branca. No geral, a deformação atuante tanto nessa unidade quanto nas circundantes é considerada como um fluxo não-coaxial.

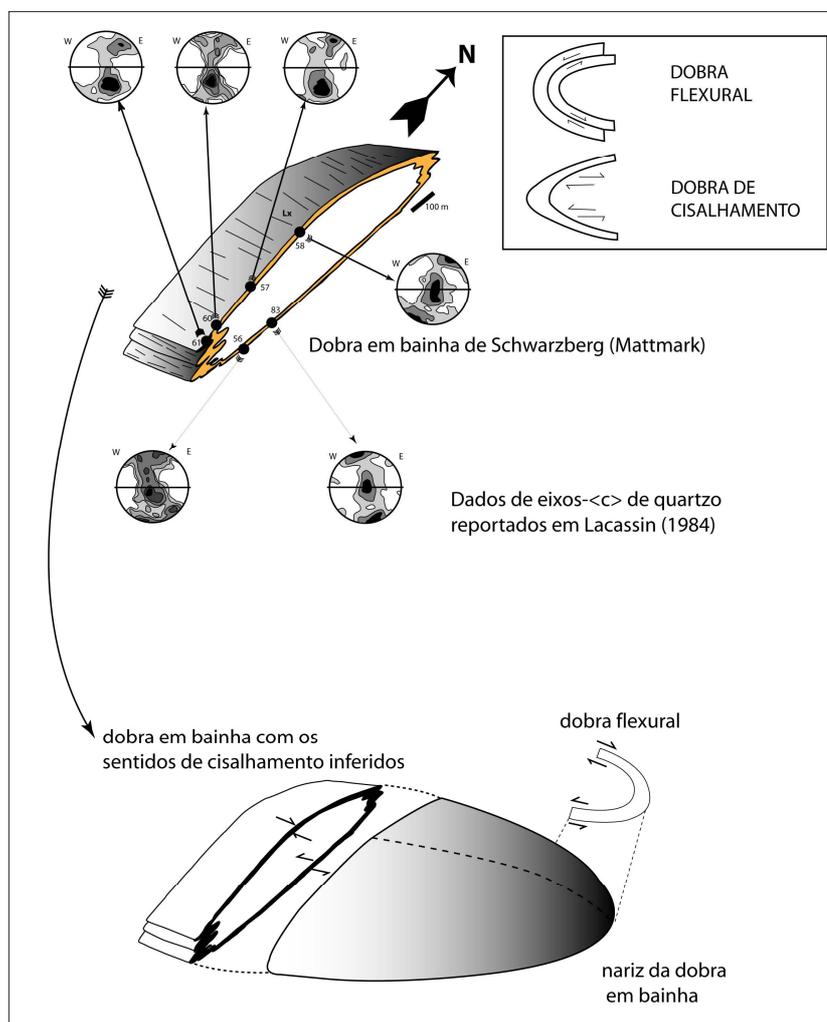


Figura 4.27 – Dobra em bainha de Schwarzberg com o sentido de cisalhamento inferido pelas tramas de quartzo obtidas por Lacassin (1984). Os padrões de orientação cristalográfica mostram sentido de cisalhamento nos flancos inferior e superior. Segundo Cobbold & Quinquis (1980) é necessária uma intensa deformação por cisalhamento para produzir dobras em bainha, resultantes geralmente da amplificação passiva de dobras com charneiras encurvadas. Contudo, as diferenças entre as tramas dos dois flancos dessa estrutura sugerem que esse não é o caso da dobra em bainha de Schwarzberg. Segundo Lacassin (1984), a influência de mecanismos de dobramento não-passivos associados a presença de *backthrusting* no flanco superior da dobra poderiam ser fatores importantes. Alternativamente, poderíamos considerar uma situação envolvendo intensa deformação cisalhante associada a mecanismos de dobramento ativos para explicar os padrões de orientação preferencial. Supondo que mecanismos de fluxo flexural tenham atuado, a localização dos narizes das dobras poderia ser postulada, sem envolver necessariamente a presença de *backthrusting*, o que também seria capaz de explicar as tramas de quartzo. Se o uso dessas tramas como indicadores de sentido de cisalhamento não são confiáveis, então os padrões de distribuição dos eixos- $\langle c \rangle$ podem ser utilizados como indicadores de vergência dessas estruturas. Dados compilados de Lacassin (1984), com detalhe modificado de Stünitz (1991).

Apesar da excelente exposição dessas rochas na região, a determinação da geometria tridimensional dessas dobras fica prejudicada devido à inacessibilidade de verificação do

comportamento geral das linhas de charneira das mesmas, o que pode ocasionar erros interpretativos.

As orientações cristalográficas das amostras coletadas ao longo da dobra PF-5II mostram uma obliquidade e um sentido de cisalhamento bastante questionável, que possui sentido reverso nos diferentes flancos das dobras, e que está de acordo com os dados de eixos- c apresentados por Lacassin (1984; 1987) para uma das dobras de Plattjen.

As dobras de Plattjen representam dobras parasitas localizadas no flanco reverso inferior de uma sinforme regional que controla a geometria de distribuição das unidades rochosas na região, cujo eixo é perpendicular à direção de cisalhamento. As tramas de quartzo podem ser diretamente relacionadas a um processo ativo de dobramento ao longo da direção de cisalhamento principal, marcada pelas lineações de estiramento. O mecanismo de dobramento ativo que dominou o processo de geração e amplificação dessas dobras foi o de deslizamento/fluxo flexural. Os fechamentos sinformes e antifformes das dobras parasitas podem ser inferidos através desse pressuposto. Além disso, esses mesmos fechamentos podem ser obtidos através do uso das guirlandas de eixo- c como indicadores de vergência dessas dobras. Nesse caso, a distribuição dos eixos- m necessariamente deve ser aceita como marcadora do plano de mais fácil cisalhamento, e a utilização das orientações cristalográficas como indicadores de sentido de cisalhamento deve ser questionada.

Essas dobras parasitas provavelmente foram iniciadas com eixos orientados obliquamente às lineações de estiramento e foram então reorientadas pela deformação cisalhante, passiva ou ativamente, até atingirem as condições de paralelismo observadas atualmente. A deformação por cisalhamento foi bastante penetrativa e durante todo o processo de deformação contínua atuou na regeneração das lineações de estiramento. Além disso, os mecanismos de dobramento ainda atuaram no processo de reorientação dos flancos das dobras, e dessa maneira as orientações cristalográficas medidas foram preservadas durante a transposição. Tanto o mecanismo fluxo flexural quanto a deformação por cisalhamento simples atuaram concomitantemente, e todos os eventos de cisalhamento posteriores foram insuficientes para retrabalhar a trama de quartzo.

O modelo apresentado aqui difere daquele descrito por Lacassin (1984), que sugere que as orientações cristalográficas medidas pelo autor foram geradas durante um processo de rotação

quasi-passivo da trama de cisalhamento durante o processo de dobramento, e a reorientação passiva das dobras durante um evento de cisalhamento posterior.

Esse capítulo visa ressaltar a importância do uso de orientações cristalográficas como ferramenta na investigação das relações temporais, cinemáticas e de mecanismos atuantes durante processos de dobramento e deformação. Sugere-se igualmente assumir que dobras com linhas de charneiras paralelas à direção de cisalhamento local são o resultado de dobramentos passivos e/ou da reorientação passiva durante a deformação progressiva por cisalhamento simples, mesmo em zonas de alta deformação, pode ser questionável. Isso porque em algumas situações a atuação de mecanismos de dobramento ativos pode ser mais importante durante um determinado evento deformacional do que geralmente pressupõe-se.

CAPÍTULO CINCO

DESORIENTAÇÃO ENTRE CRISTAIS DE QUARTZO E A FORMAÇÃO DE LIMITES DE GRÃOS

“A truly benevolent creator would have implanted a regular three-dimensional grid in rocks prior to their deformation...He chose to set a problem by providing only parts of that grid.”

Hirsinger & Hobbs (Journal of Structural Geology, 1983, pg. 307)

Capítulo 5

Desorientação entre cristais de quartzo e a formação de limites de grãos

5.1 Introdução

Os limites de grão *sensu strictu* podem ser definidos como defeitos bidimensionais que introduzem um ângulo de desorientação na rede cristalina de um monocristal (Poirier 1985). Se o limite de grão desse monocristal possui um ângulo de desorientação grande, então o mesmo deve ser descrito como dois cristais distintos, com orientações da rede cristalina diferentes. Por outro lado, se o limite que separa as duas partes do monocristal possui baixo ângulo, então o mesmo é denominado de limite de subgrão. Em amostras geológicas que sofreram processos de recristalização dinâmica, esses limites de subgrãos podem ser reconhecidos pela diferença de extinção entre um cristal e seu vizinho em ângulos variáveis entre 5° e 15°.

Os limites de grão apresentam estrutura atômica altamente desordenada e, por isso, são locais com alta energia interna livre (Poirier 1985; Passchier & Trouw 1996). Essa energia livre de superfície pode ser diretamente relacionada com a orientação que o limite de grão possui com a rede cristalina do mineral no qual esse limite ocorre. Por exemplo: em cristais de moscovita, existe uma forte tendência que os limites de grão se desenvolvam paralelamente aos planos (001). Esses cristais são ditos como possuidores de uma forte anisotropia de energia de superfície livre. Por outro lado, cristais de quartzo, carbonatos ou feldspatos são ditos como fracamente anisotrópicos, pois seus limites de grão são desenvolvidos sob o controle de várias formas cristalográficas desses minerais.

Dessa maneira, para a investigar o controle exercido pelas diferentes formas cristalográficas do quartzo no desenvolvimento de limites de grão por recristalização, foi realizada uma caracterização das propriedades cristalográficas dos limites de grão em cristais de quartzo. Para isso, foram utilizadas duas amostras coletadas nos flancos da dobra 5-II, analisadas no Capítulo 4 sob a ótica de suas orientações preferenciais e relações com os mecanismos de dobramento. Para a obtenção de respostas como: (i) os tipos de limites de grão formados em cristais de quartzo e (ii) suas orientações com as formas cristalográficas desse mineral, adotou-se

uma metodologia que considera o par ângulo/eixo de desorientação (*misorientation angle/axis pair*) entre regiões adjacentes a esses limites (Randle 1992; Lloyd 1997). Segundo Lloyd (1997) e Wheeler *et al.* (2001) a utilização dessa metodologia permite que resultados reais, obtidos em agregados policristalinos, possam ser comparados com modelos teóricos sobre o desenvolvimento dos limites de grãos e suas relações com a cristalografia do mineral em questão. Isso pode ser feito através: (i) do estabelecimento de como as diferentes formas cristalográficas são dispersadas durante a deformação; (ii) da identificação dos sistemas de deslizamento atuantes; (iii) da determinação quais os sistemas de deslizamento são responsáveis pelos diferentes tipos de limites de grão, e quais suas orientações prováveis em relação à rede cristalina; (iv) da determinação de quais sistemas de deslizamento intracristalinos são mais facilmente ativados durante um processo deformacional.

Antes da descrição e discussão dos resultados obtidos é apresentada uma revisão teórica sobre a análise do par eixo/ângulo de desorientação e o significado de suas distribuições, além suas relações com a simetria cristalina. Essa revisão se faz necessária especificamente aqui visto que trata de conceituações geralmente utilizadas em metalurgia e ainda bastante incomuns em geologia.

Os dados de desorientação entre cristais adjacentes resultam do processamento matemático dos dados de orientação cristalográfica obtidos pela técnica de EBSD/MEV, descrito detalhadamente em Randle (1992) e sucintamente na seção 5.3. Dessa maneira, é possível plotar os mesmos em figuras de pólo ou pólo inverso, lembrando que configuração dessas figuras, de maneira geral, é bem diferente daquela mostrada pelas texturas cristalográficas.

5.2 Conceituação teórica e geométrica dos limites de grão

O comportamento de qualquer agregado cristalino deve levar em consideração tanto as propriedades internas dos cristais quanto as de seus limites de grão, tanto nas ciências dos materiais quanto em geologia (*e.g.* Randle 1992; Wheeler *et al.* 2001, 2003; Lloyd 2004). Contudo, a investigação dos processos responsáveis pelo desenvolvimento de microestruturas em rochas deformadas geralmente enfatiza o comportamento interno dos cristais de um agregado (*e.g.* Bell & Etheridge 1973; Tullis *et al.* 1973; Nicolas & Poirier 1976; Guillopé & Poirier 1979; Schmid & Casey 1986; Law *et al.* 1990; Lloyd & Freeman 1991; Lloyd *et al.* 1991; Hirth &

Tullis 1992; Boland & Fitz Gerald 1993; Heildebach *et al.* 2000; Lapworth *et al.* 2002). Por outro lado, as propriedades dos limites entre esses grãos tem recebido bem menos atenção, e foi somente nos últimos dez anos que esse assunto se tornou mais discutido na literatura (*e.g.* Poirier 1985; McLaren 1986; Boland & Fitz Gerald 1993; Mainprice *et al.* 1993; Lloyd *et al.* 1997; Trimby *et al.* 1998; Neumann 2000; Wheeler *et al.* 2001; Lapworth *et al.* 2002; Mancktelow & Pennacchioni 2004; Lloyd 2004; Castro & Lagoeiro 2005).

A determinação dos processos controlados pelos limites de grão, como o deslizamento ao longo dos mesmos, a difusão, ou mesmo a recristalização e fraturamento (*e.g.* McLaren 1986; Hay & Evans 1988), sempre foi menos enfatizada na literatura devido a imprecisão da determinação de suas características (*e.g.* Trimby *et al.* 1998). Além disso, os conceitos teóricos oriundos da metalurgia, específicos para descrever essas propriedades, sempre foram desconsiderados, pois de maneira geral os mesmos se referem aos limites de grão formados em cristais do sistema cúbico, o que geologicamente é inverossímil (*e.g.* Lloyd *et al.* 1997). Contudo, a descrição dessas microestruturas através dos termos utilizados na descrição de metais tem demonstrado ser de grande valia no entendimento e na quantificação dos processos relacionados aos limites de grãos (*e.g.* Lloyd *et al.* 1997; Wheeler *et al.* 2001). Para que a utilização desses conceitos seja válida no caso de rochas deformadas naturalmente, é necessário levar em consideração algumas diferenças básicas, que incluem: (i) as diferenças entre sistemas cristalinos; (ii) as diferenças entre propriedades reológicas das diferentes fases que compõe uma rocha e (iii) as impurezas inerentes aos sistemas geológicos (*e.g.* Poirier 1985; Lloyd *et al.* 1997; Lloyd 2004). Além de serem microestruturas importantes no controle reológico dos agregados, os limites de grãos orientados paralelamente a certas formas cristalinas podem ter forte influência nas propriedades sísmicas anisotrópicas de rochas (Mainprice *et al.* 1993; Lloyd & Kendall 2005).

Um limite de grão pode ser caracterizado através de cinco variáveis. As três primeiras referem-se à orientação relativa das duas redes cristalinas em cada um dos lados separados por esse limite, resultantes geralmente da rotação dessa rede ao longo de um eixo. Duas dessas variáveis fornecem a orientação do eixo no qual ocorre essa rotação, enquanto a terceira define o ângulo necessário para reposicionar a rede cristalina de um dos lados paralelamente ao retículo do cristal adjacente (Poirier 1985). A união desses três elementos faz surgir o conceito do par ângulo/eixo de rotação. Os outros dois parâmetros referem-se à orientação desses limites em si

em relação à rede cristalina de um dos cristais adjacentes (Randle 1992; Lloyd *et al.* 1997; Lloyd 2004).

Os limites de grãos podem ser descritos como dois membros finais, denominados de limites inclinados e limites rotacionados (Randle 1992; Mainprice *et al.* 1993). Um limite inclinado possui um eixo de desorientação (*Eli*) que é mutuamente paralelo ao eixo de rotação (*R*) do sistema de deslizamento e ao pólo do plano de deslizamento intracristalino (PPD). Isso faz com que os mesmos sejam perpendiculares aos planos de deslizamento (*PD*) e as suas direções de deslizamento (*DD* - Fig. 5.1 a). No caso dos limites rotacionados, essas relações simples não são válidas, pois por definição a formação dos mesmos requer a atuação de no mínimo dois sistemas de deslizamento com diferentes vetores de Burgers (Hull & Bacon 1994). Isso faz com que os eixos de desorientação de limites rotacionados (*Elr*) sejam paralelos aos PPD resultantes da atuação conjunta desses sistemas, e mutuamente perpendiculares a *R* e a *DD* resultante (Fig. 5.1 b). Dessa forma, esses limites de grão serão paralelos aos *PD* (Lloyd *et al.* 1997; Lloyd 2004).

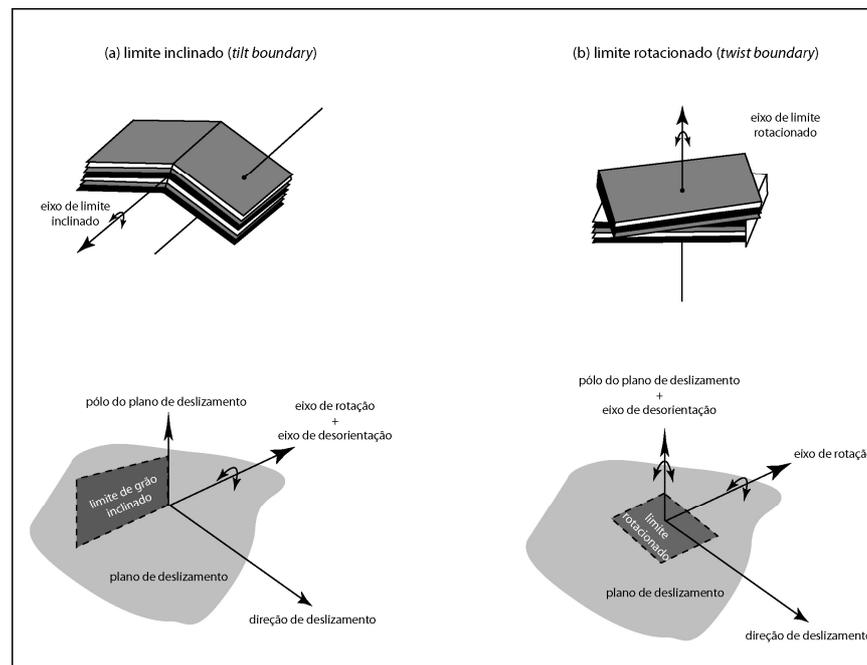


Figura 5.1 – Desenho esquemático mostrando as relações entre os sistemas de deslizamentos intracristalinos, a direção de deslizamento, o pólo do plano de deslizamento e o eixo de rotação desse sistema, bem como os eixos de desorientação, para limites inclinados (a) e rotacionados (b). Compilado e modificado de Lloyd *et al.* (1997), Wheeler *et al.* (2001) e Lloyd (2004).

Uma das conceituações básicas oriunda da análise de materiais isométricos, mas aplicável em minerais em geral diz respeito ao Local Coincidente da Rede Cristalina (LCRC) (Poirier 1985; McLaren 1986; Randle 1992). O LCRC refere-se a porção da rede cristalográfica que é partilhada por dois cristais adjacentes separados por um limite de grão. A coincidência entre a rede cristalina de dois cristais vizinhos pode ser expressa pelo fator Σ , que é inversamente proporcional aos locais da rede que são coincidentes entre si (Poirier 1985; Randle 1992; Lloyd *et al.* 1997). Se $\Sigma=1$, a coincidência entre as redes cristalinas dos dois cristais adjacentes é perfeita; se $\Sigma=2$, metade dos locais da rede são coincidentes entre esses cristais; se $\Sigma=3$, um terço dos sítios coincidem, e assim sucessivamente.

Os limites de grão podem ser descritos em termos de coerência e incoerência cristalográfica (*e.g.* Hay & Evans 1988). O grau de coerência entre dois cristais adjacentes está relacionado com a proporção de planos cristalinos que são contínuos ao longo do limite que separa os mesmos. Essa proporção, por sua vez, é dependente do ângulo de desorientação relativo entre os dois cristais, da orientação desse limite, da simetria intracristalina dos minerais em questão e das características químicas entre esses cristais (Lloyd 1997). A partir dessas características, é possível separar os limites de grão em três grandes grupos: (i) limites coerentes, do qual fazem parte os limites por maclas; (ii) limites semi-coerentes, onde podem ser incluídos os limites de subgrão e (iii) limites incoerentes, cujo principal representante são os limites de grão de alto ângulo. O aumento da coerência entre dois cristais vizinhos resulta em uma diminuição direta da energia característica desses limites, o que faz com que os mesmos se tornem mais estáveis.

Em diversas situações geológicas, é esperado que o alinhamento dos limites de grão possua, em média, uma distribuição aleatória dentro de um determinado volume de rocha. Um exemplo característico seria o da cristalização de rochas ígneas sem a atuação de esforços externos. Nessa situação, os cristais são nucleados e desenvolvidos em orientações randômicas. Obviamente, a cristalização contínua dessa rocha irá resultar na geração de superfícies de contato entre os cristais. Contudo, a probabilidade de que esses cristais possuam relações cristalográficas de qualquer natureza com seus vizinhos é bastante pequena.

Por outro lado, rochas recristalizadas dinamicamente por rotação de limites de subgrãos mostram uma tendência inversa, pois os retículos de dois cristais separados por um desses limites de grão geralmente apresentam relações cristalográficas em comum (*e.g.* Lloyd *et al.* 1997;

Wheeler 2001; Lloyd 2004). Nesses casos, a energia dos limites de grão é diretamente proporcional ao ângulo de desorientação entre esses cristais (Wheeler *et al.* 2001). O estado de mínima energia é variável para cada tipo de material cristalino, e por isso cada mineral tende a desenvolver um determinado ângulo de desorientação preferencial (*e.g.* Sutton & Balluffi 1987; Wheeler *et al.* 2001; Lloyd 2004). No caso de filossilicatos ou de minerais fortemente prismáticos, os limites de grão são fortemente controlados pela cristalografia. Devido a forma característica desses minerais, é correto afirmar que os limites de grão separando cristais adjacentes também irão possuir uma forte orientação, mesmo sem a atuação de processos de deformação e recristalização. Assim, percebe-se que as características relativas à essas desorientações podem fornecer informações importantes a respeito da evolução dessas microestruturas e dos processos responsáveis pelo seu desenvolvimento.

5.2.1 O significado geral do ângulo de desorientação

Tomemos como exemplo a Figura 5.2. Nesse desenho esquemático, estão demonstrados os possíveis sentidos de rotação de dois cristais, um de baixa simetria (Fig. 5.2 a) e um de alta simetria (Fig. 5.2 b). No caso do cristal mais assimétrico, existe apenas um eixo de rotação e uma angulação possível capaz de trazer os cristais de suas posições secundárias de volta à sua posição original. No mineral de alta simetria, existe mais de um eixo e um ângulo de rotação que ocasione o mesmo efeito. Esses eixos e esses ângulos são os denominados de eixos e ângulos de desorientação, respectivamente. Segundo Wheeler *et al.* (2001) o eixo de desorientação é considerado como um vetor direcional, pois a rotação necessária para coincidir o cristal B com o cristal A possui um sentido oposto se a coincidência requerida for a oposta. Isso faz com que o ângulo máximo de desorientação entre dois cristais seja de no máximo 180°, pois rotações maiores são diretamente proporcionais à rotações menores em sentido oposto.

O número de eixos de rotação dos minerais aumenta proporcionalmente a medida que aumenta a simetria cristalina do mineral em questão. O ângulo capaz de trazer ao paralelismo duas redes cristalinas adjacentes também é fortemente controlado por esse fator. Dessa maneira, quanto mais simétrico for o mineral, maiores serão as possibilidades de orientações desses eixos e mais variado será o ângulo de desorientação. Para resolver esse problema, geralmente opta-se pelo menor desses ângulos e seu eixo de rotação correspondente (Randle 1992; Lloyd *et al.* 1997;

Trimby *et al.* 1998). Assim, não significa que dois cristais separados por um limite de grão estão realmente desorientados com esse ângulo mínimo de desorientação em torno desse eixo de mínima rotação. A determinação da mínima rotação e seu eixo resulta do cálculo de todas as possibilidades de eixos e rotações dentro de cada variante simétrica de um cristal.

No caso de cristais trigonais, essas variáveis são 6, enquanto cristais cúbicos são 24. No caso do ângulo de desorientação entre 2 cristais, seria necessário calcular o par eixo/ângulo de rotação para cada variável simétrica de cada um dos cristais adjacentes, o que resultaria em 36 pares para cristais de quartzo e 576 para cristais cúbicos. Contudo, como demonstrado por Faul & Fitz Gerald (1999) e Wheeler *et al.* (2001) é possível calcular essas variantes apenas para um cristal, enquanto o outro permanece em uma posição fixa. Isso fica bem exemplificado na situação demonstrada por Wheeler *et al.* (2001), onde o ângulo de 130° ao longo do eixo [001] que separa dois cristais adjacentes de granada é diminuído para 40° quando são consideradas as propriedades simétricas desse cristal. Isso demonstra que existe um limite superior para esse ângulo de desorientação, geralmente inferior a 180°, e diferente em cada um dos 32 grupos cristalográficos pontuais. De maneira geral, quanto maior a simetria, menor é o ângulo máximo de desorientação permitido.

Da mesma forma que os eixos cristalográficos, os eixos de desorientação são plotados em figuras de pólo simples, utilizando o mesmo sistema de referência de amostras das orientações preferenciais (foliação E-W vertical, lineação E-W horizontal). Além disso, como demonstrado por Wheeler *et al.* (2001) e Lloyd (2004), a utilização de figuras de pólo inverso é útil pois é possível plotar esses eixos em relação aos principais eixos cristalográficos das formas cristalinas, o que facilita a visualização de suas orientações em relação as principais formas cristalográficas dos minerais. Como a direção desses eixos é igual para ambos os retículos separados por um limite de grão, então essa direção pode ser plotada como um único ponto dentro dessas figuras.

5.2.2 O significado das desorientações em um agregado policristalino

Em um conjunto de cristais, é possível calcular o eixo e o ângulo de desorientação para cada par de cristais adjacentes, o que é denominado de distribuição de desorientação de cristais vizinhos (Mainprice *et al.* 1993; Wheeler 2001). De maneira geral, os ângulos de desorientação entre um cristal e seu adjacente são representados através de histogramas de frequência, que

permite também a determinação da curva acumulativa dessas distribuições. Outro tipo de distribuição que pode ser calculada é a que relaciona pares de cristais selecionados aleatoriamente dentro do agregado. Esse tipo de distribuição é denominada de distribuição de desorientação de pares aleatórios (Mainprice *et al.* 1993; Faul & Fitz Gerald 1999; Lloyd 2004). Nesse caso, o número total de cristais do agregado (N), é utilizado na equação $N(N-1)/2$ para a determinação do número de desorientações possíveis dentro do mesmo.

Segundo Wheeler (2001) a distribuição de desorientação entre pares de cristais selecionados aleatoriamente dentro do agregado não fornece nenhum tipo de informação nova ou diferente daquelas obtidas através do cálculo do par eixo/ângulo de desorientação em cada par de cristais adjacentes.

Isso ocorre porque nesse caso específico, apenas o número de medidas do agregado é levado em consideração. Por exemplo: se um tectonito possui uma orientação cristalográfica forte, os cristais marcadores dessa orientação irão mostrar obrigatoriamente baixos ângulos de desorientação entre um cristal e seu vizinho. Contudo, é possível que pares de cristais selecionados aleatoriamente dentro desse agregado não possuam essa mesma relação.

O termo “aleatório” para rotações entre elementos geométricos tem um significado diferente do geralmente adotado para distribuições que não possuem um padrão preferencial. Se imaginarmos um vetor com uma dada direção submetido a uma rotação passo-a-passo (por exemplo, de 10° em 10°), ao final da rotação teremos uma série de vetores finais que apontam em direções distintas. Se plotarmos essas direções em uma figura de pólo, a figura resultante poderá ou não apresentar uma distribuição aleatória, que será diretamente refletida às condições as quais esse vetor foi submetido (Wheeler *et al.* 2001). Esse vetor poderia marcar os eixos-*c* de um cristal de quartzo, por exemplo. Se esses eixos fossem homogeneamente distribuídos na figura de pólo, então poderíamos dizer que esses eixos não possuem orientação preferencial. Por outro lado, se essa mesma distribuição ocorresse concentrada em uma determinada porção da figura de pólo, então poderíamos sugerir que os eixos-*c* desse mineral possuem uma orientação e não estão distribuídos aleatoriamente.

Se considerarmos agora o par eixo/ângulo de rotação, empiricamente poderíamos associar que rotações aleatórias desse par resultariam em uma distribuição aleatória dos eixos dos mesmos.

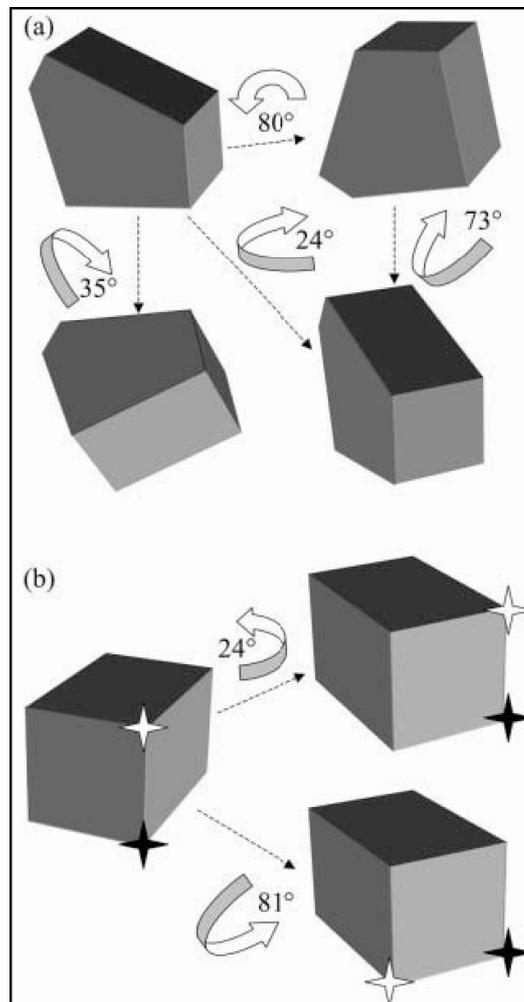


Figura 5.2 – Desenho esquemático da desorientação entre cristais de baixa (a) e alta (b) simetria. A desorientação entre cristais de baixa simetria é definido por apenas um ângulo e um eixo de desorientação, os quais mostram em qual direção e quanto de rotação é necessária para recolocar o cristal na posição original. Contudo, nos cristais de alta simetria, o número de eixos e a quantidade de rotação entre um cristal e outro para produzir o mesmo efeito de desorientação é maior, e aumenta com a simetria cristalina. Na figura (b) nota-se que os cubos possuem a mesma orientação produzidas por rotações em duas direções e em dois ângulos distintos, mas as estrelas nos cantos mostram a diferença na orientação real. Na análise real da orientação de redes cristalinas, essa diferenciação é impossível, mesmo com a aplicação das técnicas de EBSD, o que faz com que não exista uma resposta única e verdadeira para a desorientação entre esses cristais. Modificado de Wheeler *et al.* (2001).

Contudo, os ângulos de rotação não são distribuídos uniformemente entre 0° e 180°, existindo sempre uma tendência para as menores rotações, diretamente relacionadas com a simetria cristalina. Dessa maneira, a distribuição correta é dada pela equação 5.1

$$p(\psi) = \left(\frac{2}{\pi}\right) \sin^2\left(\frac{\psi}{2}\right) \quad (5.1)$$

onde ψ é o ângulo de desorientação em radianos e $p(\psi)d\psi$ é a probabilidade de se achar um par de cristais com um ângulo de desorientação entre ψ e $\psi + d\psi$. Segundo Wheeler *et al.* (2001) esse tipo de distribuição é característico dos minerais de mais baixa simetria (Fig. 5.3).

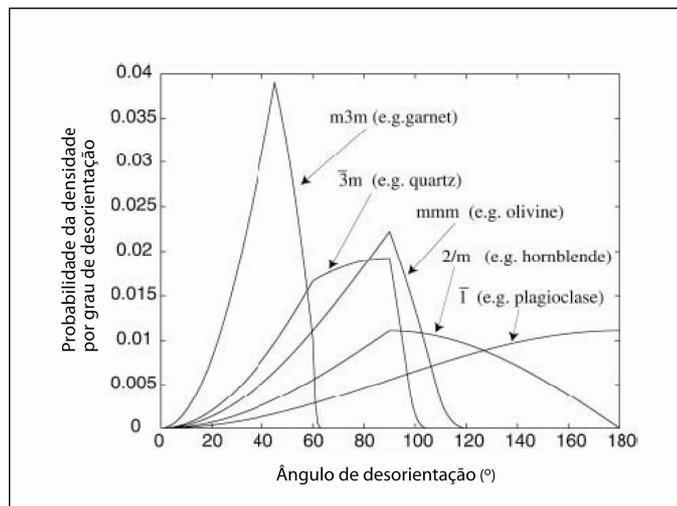


Figura 5.3 – Gráfico esquemático ilustrando os ângulos de desorientação prováveis de serem encontradas em distribuições aleatórias de alguns cristais de simetrias distintas, dadas pelos grupos pontuais acima de cada linha. Modificado de Wheeler *et al.* (2001).

Dentro de cada um dos sete sistemas cristalinos principais existe uma variação dessa angulação máxima possível, diretamente relacionada com a simetria cristalina. Um exemplo citado por Wheeler *et al.* (2001) mostra que o ângulo máximo de desorientação em um cristal de granada ($m3m$) é igual a 62,8° para eixos posicionados em torno de qualquer uma das formas cristalográficas dessa simetria. Contudo, ao longo dos eixos $\langle 100 \rangle$ desses minerais, qualquer ângulo maior que 45° é igual a um ângulo alternativo menor que 45°, e ângulos maiores que 50° são ditos proibidos para aqueles eixos que caem em torno de $\langle 100 \rangle$. Já em cristais de quartzo ou em outros minerais pertencentes ao grupo $-3m$, o ângulo máximo de desorientação permitido é

104,5°, mas em torno do eixo- $\langle c \rangle$ esse ângulo não pode ser maior que 60°, devido ao eixo de rotação ternário paralelo a esse eixo (Fig. 5.4). Essas áreas proibidas são características de cada um dos 11 grupos de Laue.

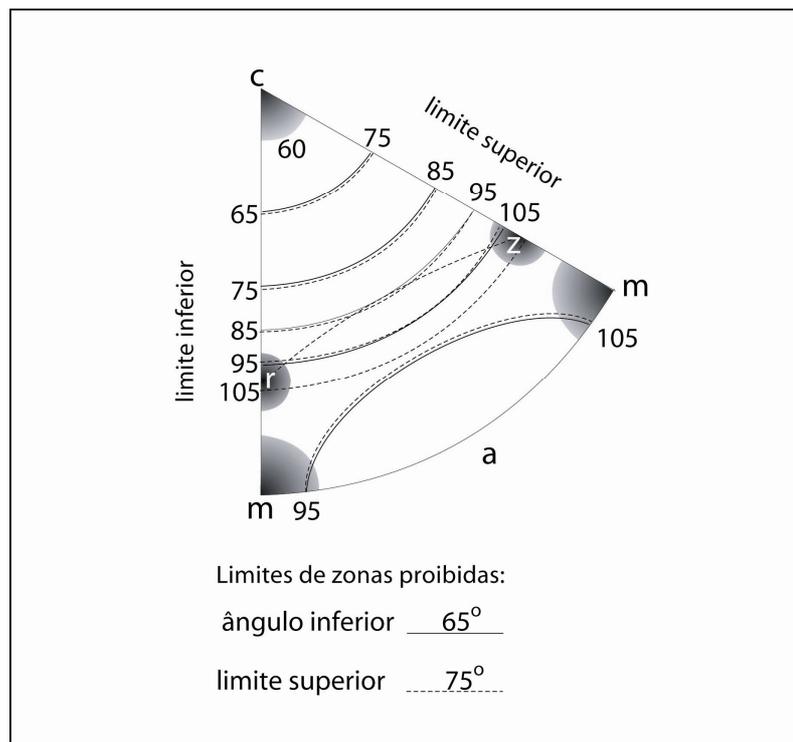


Figura 5.4 – Figura de pólo inverso de quartzo mostrando as principais formas cristalinas ($\langle c \rangle$, $\langle m \rangle$, $\langle a \rangle$, $\langle r \rangle$ & $\langle z \rangle$) e ilustrando as regiões de desorientação proibidas (linhas tracejadas e contínuas). Essas regiões são desenvolvidas com a migração dos eixos de desorientação em direção as formas romboédricas e prismáticas à medida que o ângulo de desorientação ultrapassa os 60°. As regiões em cinza mostram possíveis regiões de concentração de eixos de desorientação de cristais de quartzo. Modificado de Lloyd (2004).

As distribuições dos pares eixo/ângulo de rotação entre cristais vizinhos são calculadas para todos os pares de cristais adjacentes do conjunto de medidas de orientação. Tanto os cálculos dessas desorientações quanto a apresentação dos dados é feita da mesma forma que as distribuições entre pares de cristais escolhidos aleatoriamente dentro do conjunto de medidas. A comparação entre esses dois tipos de distribuição pode resultar na presença ou não de semelhanças estatísticas entre as mesmas. Se existe uma diferença contrastante entre as mesmas, significa que, na média, os pares de cristais vizinhos possuem desorientações que são diferentes daquelas mostradas em determinações de pares de cristais aleatórios.

Micromecanicamente, essa diferença mostra que cristais vizinhos que dividem pelo menos parte da rede cristalina mostram mais semelhanças entre si do que dois cristais

selecionados aleatoriamente dentro de um agregado. Essa diferença pode ser caracterizada por dois princípios básicos: (i) cristais vizinhos podem possuir diversos tipos de interações entre eles, o que possivelmente não ocorre quando dois cristais são selecionados aleatoriamente e (ii) de maneira geral pares de cristais vizinhos são derivados de algum processo de diminuição de tamanho de grão (*e.g.* recristalização) que afetou o mesmo cristal pai, o que dificilmente ocorre no caso de dois grãos selecionados ao acaso dentro de um agregado.

5.3 Matemática intrínseca ao cálculo de desorientações

Seguindo a denominação proposta por Bunge (1985), a orientação de qualquer cristal em um agregado pode ser descrita através da determinação dos ângulos tripos de Euler, mostrados na equação 5.2

$$g = \{\varphi_1, \theta, \varphi_2\} \quad (5.2)$$

Esses ângulos representam a orientação desse cristal em relação a um dado sistema de referência. Contudo, para a determinação das orientações dos eixos e dos ângulos de desorientação, é necessário fazer uma transformação matemática desses dados, afim de gerar os pares eixo/ângulo de desorientação. A orientação desse par vai mostrar a direção, o “caimento” e a rotação necessária para trazer rede cristalina de um cristal “móvel” para um que possui uma orientação virtualmente fixa. De acordo com Randle (1992) e Lloyd *et al.* (1997), a orientação de um par de eixo/ângulo de desorientação pode ser descrita através da equação 5.3

$$g = \frac{[uvw]}{+\theta} \quad (5.3)$$

Esse par pode ser determinado pela matriz de rotação 5.4, 5.5, 5.6 e 5.7 (Mainprice *et al.* 1993)

$$\theta = \cos^{-1} \left[\frac{1}{2} (g_{11} + g_{22} + g_{33} - 1) \right] \quad (5.4)$$

$$u = \frac{g_{23} - g_{32}}{2 \sin \theta} \quad (5.5)$$

$$v = \frac{g_{31} - g_{13}}{2 \sin \theta} \quad (5.6)$$

$$w = \frac{g_{12} - g_{21}}{2 \sin \theta} \quad (5.7)$$

onde g_{ij} são os componentes da matriz de orientação de 9 elementos.

Dependendo da simetria cristalina a qual pertence o mineral do qual se mede a orientação, vai sempre existir um número de orientações equivalentes que são, em princípio, indistintas e impossíveis de detectar. Em um mineral como o quartzo, pertencente ao sistema trigonal classe - 3m, esse número de orientações indistinguíveis é igual a seis. Com o aumento da simetria, esse número também aumenta (Mainprice *et al.* 1993; Lloyd *et al.* 1997).

A desorientação entre um cristal A e seu vizinho B também pode ser representada através de uma matriz com coordenadas cristalinas Δg , novamente através dos ângulos de Euler, como nas equações 5.8 e 5.9

$$\Delta g = [\varphi_1, \phi, \varphi_2] \quad (5.8)$$

$$\Delta g^{-1} [\pi - \varphi_2, \phi, \pi - \varphi_1] \quad (5.9)$$

ou através do par eixo/ângulo de rotação, como demonstrado nas equações 5.10 e 5.11.

$$\Delta g = \frac{[uvw]}{+\theta} = \frac{\begin{bmatrix} - & - & - \\ u & v & w \end{bmatrix}}{-\theta} \quad (5.10)$$

$$\Delta g^{-1} = \frac{\begin{bmatrix} - & - & - \\ u & v & w \end{bmatrix}}{+\theta} = \frac{[uvw]}{-\theta} \quad (5.11)$$

O par eixo/ângulo de rotação pode ser plotado utilizando tanto o cristal A como B como referência. Se utilizarmos apenas um desses cristais como referência, esses pares podem ser plotados no espaço dos ângulos triplos de Euler (*i.e.* figura de pólo inverso), cujas dimensões variam com a simetria do mineral estudado (120° para cristais de quartzo, 180° para moscovita). Contudo, é possível que ambos cristais A e B sejam utilizados como referência. Nesse caso, é preciso considerar a desorientação (Δg) e (Δg^{-1}) entre os mesmos. A utilização da cristalografia dupla desses dois grão vai reduzir consideravelmente as dimensões desse triângulo. Lloyd *et al.* (1997) apresenta um exemplo em que essa relação fica mais clara. É de senso comum que em muitos casos, os cristais de quartzo podem ser considerados como hexagonais, devido ao seu grupo pontual. Se um par desses cristais possui uma desorientação, existem 12 possibilidades equivalentes e indistintas de indexação para cada cristal, o que resulta em 144 possibilidades para a expressão entre a desorientação dos mesmos. Essas 144 maneiras são divididas em 12 grupos, onde cada grupo apresenta o mesmo ângulo de desorientação e eixos simetricamente equivalentes. Dessa maneira, a desorientação entre dois cristais adjacentes pode ser expressa de 12 maneiras distintas, mas pelos motivos demonstrados anteriormente, geralmente opta-se pelo par eixo/ângulo de desorientação com menor rotação possível. Dessa maneira, a menor unidade de desorientação de cristais de quartzo pode ser representada pelo triângulo esférico que liga o eixo- $\langle c \rangle$ [0001] à duas das representações dos prismas de primeira ordem $\{m\}$, indexadas como [10-10] e [1-100]. Esse triângulo representa um setor de 60° do hemisfério cristalino, que vai ser utilizado como figura de pólo inverso (Fig. 5.5),

Por outro lado, se a simetria trigonal for considerada, o número de possibilidades de indexação cai pela metade para cada um dos cristais, resultando em 36 maneiras diferentes de demonstrar essa desorientação, ou 72, no caso da bicristalográfica entre o par. Isso resulta em um triângulo esférico cuja base possui 120° , ou seja, o dobro do anterior, e por isso tem seu uso limitado a estudos de orientação individual das formas cristalográficas.

5.4 Resultados obtidos

5.4.1 Frequência dos ângulos de desorientação

Os histogramas de frequência relativa das desorientações dos cristais de quartzo das amostras PF-6 e PF-10 mostram dois picos principais referentes à diferença angular entre cristais vizinhos (Figs. 5.6 e 5.7). O primeiro pico, a esquerda do gráfico, está relacionado com o ângulo de desorientação variável entre 5° e 10° e mostra frequências relativamente altas, entre 0,018 e 0,019. Esse pico decresce abruptamente para ângulos entre 10° e 15° e com o aumento da diferença angular entre esses cristais vizinhos a frequência também aumenta de forma suave e constante até 50° - 55° . Entre 35° e 55° , essa frequência relativa está bem próxima da linha teórica que marca uma distribuição de limites de grão aleatória.

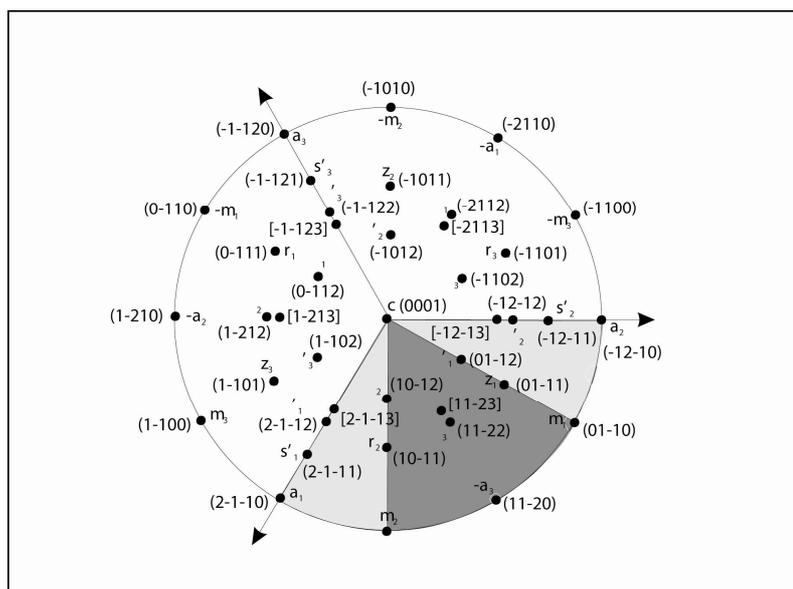


Figura 5.5 – Rede estereográfica ilustrando as principais direções cristalinas de um cristal de quartzo, e a ilustração, em cinza claro, da figura de pólo inverso de 120° , devido a simetria trigonal, e em cinza escuro, a mesma figura só que com 60° , devido a considerações simétricas do quartzo que permitem a utilização de uma figura para cristais hexagonais. Modificado de Linker *et al.* (1984).

Um aumento abrupto da frequência relativa entre 55° e 60° marca o segundo pico, cujos valores são de aproximadamente 0,032 e 0,036, para as amostras PF-6 e PF-10, respectivamente. Esses valores são no geral três vezes maiores que a frequência média dos outros ângulos de

desorientação, e aproximadamente o dobro dos valores do primeiro pico. Novamente, ocorre uma queda acentuada da frequência relativa entre 60° e 65° , mas cujos valores são ligeiramente maiores que os apresentados pelas diferenças angulares $< 60^\circ$. Até o limite angular máximo permitido pela simetria cristalina do quartzo ($104,5^\circ$), ocorre pouca variação nas frequências, notando-se um leve aumento das mesmas até 85° e 90° , quando a mesma decresce de forma abrupta até atingir o valor zero em 105° .

Com exceção desses dois picos, as frequências relativas dos ângulos de desorientação nunca ultrapassam valores de 0,012 em ambas as amostras (PF-6 e PF-10), sendo que na média esses valores são ligeiramente menores à esquerda do pico de 55° - 60° . Essa diferença marca uma assimetria do histograma, que também é descrita por Neumann (2000), Wheeler *et al.* (2001) e Lloyd (2004). No caso do último, essa assimetria é invertida, ou seja, os picos à esquerda do intervalo 55° - 60° são ligeiramente maiores que à direita do mesmo. Além disso, ângulos de desorientação menores que 40° para cristais vizinhos ocorrem com frequências maiores que as esperadas no caso de uma distribuição aleatória teórica, enquanto acima desse valor essa frequência relativa é menor, com exceção, é claro, para os picos dos intervalos de 5° - 10° e 55° e 60° .

Nas duas amostras estudadas, a frequência dos ângulos de desorientação entre pares de cristais selecionados aleatoriamente (barras vermelhas dos histogramas) aumenta progressivamente à medida que o ângulo de desorientação também aumenta e não ocorrem picos de valores altos, como os descritos para cristais vizinhos. Os valores de frequência relativa entre pares de cristais aleatoriamente selecionados são sempre maiores que os referentes aos pares de cristais vizinhos, com exceção dos picos descritos acima. Entre os intervalos de 45° - 55° e 90° - 100° os valores relativos de frequência são exatamente os mesmos esperados no caso de uma distribuição aleatória de limites de grão dentro de um agregado.

5.4.2 Relações de orientação dos eixos de desorientação

Os pares eixos/ângulos de desorientação obtidos pelo mapeamento completo das amostras são plotados em figuras de pólo (Figs. 5.9 e 5.11) e de pólo inverso (5.10 e 5.12) para as duas amostras analisadas. Para facilitar a visualização, também são mostradas as figuras de pólo de eixos- $\langle a \rangle$, $\langle m \rangle$, $\langle c \rangle$, $\langle r \rangle$ e $\langle z \rangle$ das amostras PF-6 e PF-10 (Fig. 5.8 a e b). A partir da análise

desses diagramas, foram reconhecidas as seguintes relações entre esses pares de desorientação, a trama cristalográfica de quartzo e as formas cristalográficas desse mineral:

- (1) A relação mais clara observada tanto nas figuras de pólo quanto de pólo inverso refere-se a forte concentração dos eixos de desorientação paralelamente aos eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo em ângulos de desorientação variáveis entre 55° e 60°. Nas figuras de pólo (Figs. 5.10 e 5.12) a distribuição desses eixos ocorre ao longo de uma guirlanda única assimétrica centrada em Y muito semelhante à de distribuição de eixos- $\langle c \rangle$, tanto na amostra PF-6 quanto PF-10 (Fig. 5.8 a e b). Essas figuras mostram inclusive a mesma assimetria e as mesmas zonas de maior concentração que as observadas na figura 5.8. Nas figuras de pólo inverso, os eixos de desorientação possuem forte concentração no extremo do diagrama, paralelamente ao eixo- $\langle c \rangle$ de quartzo, como apontado nas figuras 5.10 e 5.12. Entre 50°-55° e 60° e 65° também ocorre uma concentração relativamente forte de eixos de desorientação paralelamente aos eixos- $\langle c \rangle$. Contudo, essa concentração só é registrada pelas figuras de pólo inverso, pois a guirlanda descrita acima nas figuras de pólo comuns é limitada ao intervalo de desorientação compreendido entre 55°-60°, estando dispersa em intervalos inferiores e superiores;
- (2) Os eixos de desorientação de baixo ângulo entre 5°-15° também mostram contornos de maior concentração paralelamente os eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo nas figuras de pólo inverso (Figs 5.10 e 5.12);
- (3) Entre 5°-20° e 25°-50° ocorrem concentrações fracas de eixos de desorientação paralelamente as formas romboédricas $\{r\}$ e $\{z\}$. Nas figuras de pólo, os eixos orientados paralelamente às formas romboédricas desenvolvem concentrações nos quadrantes NW-NNW e SW-SSW (Figs. 5.9, 5.10, 5.11 e 5.12);
- (4) Concentrações dos eixos de desorientação também ocorrem paralelamente às formas romboédricas agudas $\{\pi\}$ também são observadas em intervalos de desorientação entre 15°-20°, 25°-35° e 40°-50° (Figs. 5.10 e 5.12);
- (5) Após o intervalo de 55°-60° ocorre a dispersão da concentração paralelamente ao eixo- $\langle c \rangle$ em direção a porção esférica do triângulo da figura de pólo inverso. Esse efeito é ocasionado pela simetria cristalina, pois como visto anteriormente, assumindo uma simetria hexagonal para os cristais de quartzo o ângulo máximo de desorientação com os eixos- $\langle c \rangle$ é de 60° (Figs. 5.10 e 5.12);

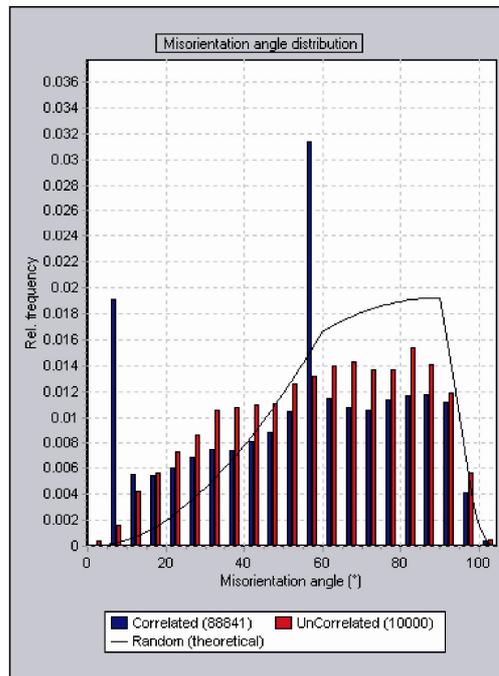


Figura 5.6 – Histograma de frequência relativa mostrando a distribuição dos ângulos de desorientação entre pares de cristais vizinhos (azul) e pares de cristais selecionados aleatoriamente (vermelho) resultante do mapeamento das orientações da amostra PF-6. Observa-se o desenvolvimento de dois picos em relação aos cristais vizinhos, um entre 5-10° e outro entre 55-60°. Histograma gerado com o auxílio do programa Channel 5®.

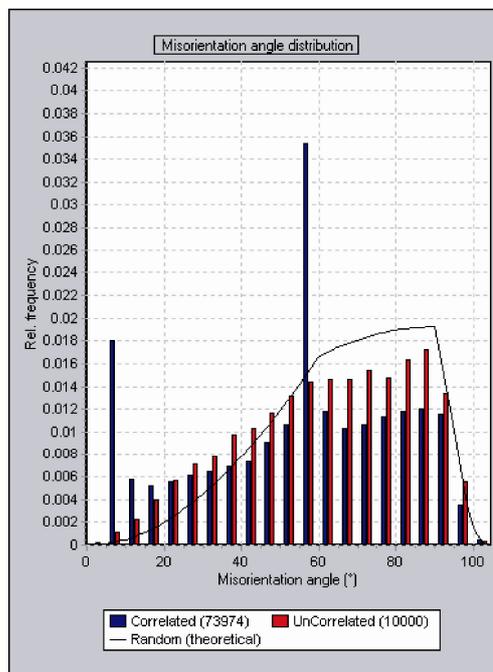


Figura 5.7 – Histograma de frequência relativa mostrando a distribuição dos ângulos de desorientação entre pares de cristais vizinhos (azul) e pares de cristais selecionados aleatoriamente (vermelho) resultante do mapeamento das orientações da amostra PF-10. Observa-se o desenvolvimento de dois picos em relação aos cristais vizinhos, um entre 5-10° e outro entre 55-60°. Histograma gerado com o auxílio do programa Channel 5®.

(6) Entre 65° e 75° os eixos de desorientação alinham-se preferencialmente em posições paralelas aos romboedros $\{\pi\}$ e $\{-\pi\}$, e vão continuamente migrando em direção à superfície esférica do triângulo, onde no intervalo de 85° - 90° assumem posições paralelas às formas romboédricas $\{r\}$ e $\{z\}$;

(7) Quanto maior a proximidade com o ângulo máximo de desorientação permitido pela simetria cristalina do quartzo ($104,5^\circ$), maior a probabilidade de encontrarmos eixos de desorientação orientados paralelamente aos eixos- $\langle m \rangle$ desse mineral. Nas figuras de pólo inverso isso é materializado pelas fortes concentrações no limite entre as laterais retas do triângulo e sua base esférica, enquanto nas figuras de pólo as mesmas são representadas pelas guirlandas de grande círculo periféricas ao círculo primitivo da rede, próximos ao eixo-X de referência. As figuras de pólo para os eixos de desorientação de alto ângulo são bastante semelhantes as distribuições das orientações preferenciais dos prismas de primeira ordem para ambas as amostras (Figs. 5.9, 5.10, 5.11 e 5.12);

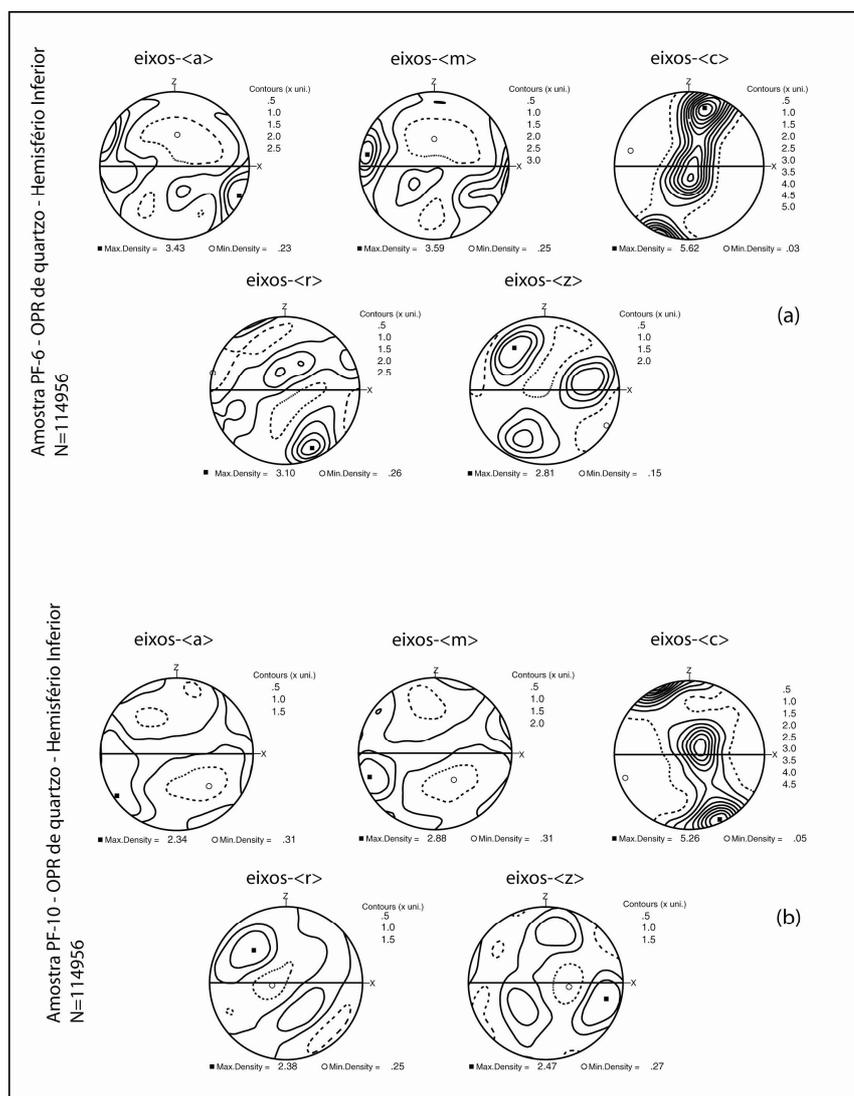


Figura 5.8 – Figuras de pólo de eixos- $\langle a \rangle$, $\langle m \rangle$, $\langle c \rangle$, $\langle r \rangle$ e $\langle z \rangle$ de cristais de quartzo das amostras PF-6 e PF-10, plotadas no hemisfério inferior da rede de igual área de Schmidt. Nota-se as concentrações simétricas entre eixos- $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$, ambas assimétricas em relação ao sistema de referência, bem como o desenvolvimento de guirlandas únicas assimétricas centradas em Y de eixos- $\langle c \rangle$, indicando assimetria inversa nas duas amostras analisadas. Os eixos- $\langle r \rangle$ desenvolvem duas distribuições preferenciais, enquanto os eixos- $\langle z \rangle$ ocorrem concentrados em três áreas simétricas do estereograma, refletindo a assimetria trigonal desse mineral. N=número de medidas, linhas de contornos marcadas na legenda de cada uma das figuras. Maiores detalhes no Capítulo 4.

(8) Uma feição bastante interessante e característica de todas as figuras de pólo inverso é a ausência de eixos de desorientação orientados paralelamente aos eixos- $\langle a \rangle$, para qualquer ângulo de desorientação;

(9) Ocorrem também concentrações relativamente baixas de eixos de desorientação pouco concentrados paralelamente a formas cristalográficas não específicas, como $\{10\text{-}12\}$ e $\{11\text{-}23\}$.

5.5 Discussão

5.5.1 As frequências de distribuição dos ângulos de desorientação

A partir da análise dos histogramas de frequência relativa dos intervalos dos ângulos de desorientação entre cristais vizinhos, algumas características principais podem ser ressaltadas.

A primeira refere-se à frequência zero relacionada aos ângulos de desorientação do intervalo compreendido entre 0° e 5° (Figs. 5.6 e 5.7). Isso ocorre porque os cálculos para as determinações de desorientações de baixo ângulo são propícias a erros, devido à imprecisão das medidas desses limites utilizando um sistema MEV/EBSD (e.g. Trimby *et al.* 1998; Wheeler *et al.* 2001). Esses erros das medidas de orientação provocam erros nos cálculos das desorientações que são proporcionalmente maiores para ângulos de desorientação pequenos. Contudo, como demonstrado por Humphreys & Bate (2006), se um grande número de medidas for obtido em uma célula unitária ou mesmo em um subgrão isolado, através da diminuição do *stepsize*, a média das orientações pode ser usada para diminuir a dispersão ocasionada pela imprecisão das medidas. Isso permite que determinações de ângulos de desorientação entre limites de subgrãos maiores que $0,5^\circ$ sejam medidos.

O pico de frequência referente ao intervalo de desorientação entre 5° e 10° está relacionado ao desenvolvimento dos limites de subgrãos observados tanto nos cristais mais grossos quanto nos grãos já recristalizados dessas rochas. Esses subgrãos são iniciados como limites de baixíssimo ângulo de desorientação a partir de uma rede cristalina comum aos dois lados separados por essa borda. Ao contrário do sugerido por Lloyd & Freeman (1991), os eixos de desorientação de limites de grão de baixo ângulo não apresentam um padrão específico, apesar de existir uma fraca tendência do alinhamento dos mesmos paralelamente ao eixo-*c* de quartzo.

Esse pico é seguido de uma queda abrupta nos valores de frequência, e seu mínimo ocorre no intervalo de 30° - 35° . Isso parece ser incompatível com o processo contínuo do aumento do ângulo de desorientação devido à rotação progressiva dos subgrãos, e poderia estar refletindo a mudança do processo material responsável pela formação desses limites para a recristalização por migração de limites de grão.

Contudo, não significa que a operação de dois ou mais sistemas de deslizamento compatíveis e combinados não possam provocar um aumento do ângulo de desorientação (Mainprice *et al.* 1993; Lloyd *et al.* 1997). Em muitas situações é comum que o aumento progressivo do ângulo de desorientação pelos deslizamentos intracristalinos basais paralelamente à direção $\langle a \rangle$ em cristais de quartzo seja seguido por uma aparente diminuição do mesmo se o SD mudar para prismático- $\langle a \rangle$. Desse modo, nada impede que baixas frequências de desorientação com ângulos em torno de 30° sejam resultantes da rotação progressiva dos subgrãos.

Com o aumento progressivo do ângulo de desorientação, ocorre também um leve aumento das frequências relativas, a partir desses ângulos de 30° . Segundo Neumann (2000) e Lloyd (2004), esse aumento é ocasionado pela atuação de diferentes sistemas de deslizamento específicos, que podem funcionar isoladamente ou interagir com outros sistemas geometricamente compatíveis. A atuação de vários sistemas de deslizamento intracristalinos faz com que os eixos de desorientação não desenvolvam fortes concentrações nas figuras de pólo e pólo inverso, e de maneira geral possuem uma orientação fortemente aleatória (Randle 1992; Lloyd 2000). Além disso, é importante considerar novamente a atuação de outros processos na substituição da recristalização por rotação de subgrãos. Algumas das microestruturas observadas nessas rochas parecem estar relacionadas com a recristalização por migração dos limites de grãos dos cristais em direção aos de de maior energia interna. Se a atuação desse processo é pervasiva, e se o mesmo não é controlado fortemente pela cristalografia dos grãos, então é possível que os limites gerados por esse processo também não mostrem fortes concentrações dos eixos de desorientação entre um cristal e seu vizinho. Também é possível que as maclas dos cristais de quartzo exerçam algum em relação à esse aumento leve na frequência relativa (*e.g.* Lloyd 2004), mas a determinação precisa dos seus efeitos ainda precisa ser investigada em detalhe.

O pico de máxima frequência relativa está relacionado ao intervalo de desorientação entre 55° e 60° , e possui um valor que de maneira geral é o dobro do segundo maior pico e três vezes maior que a média das frequências da maioria dos intervalos de desorientação.

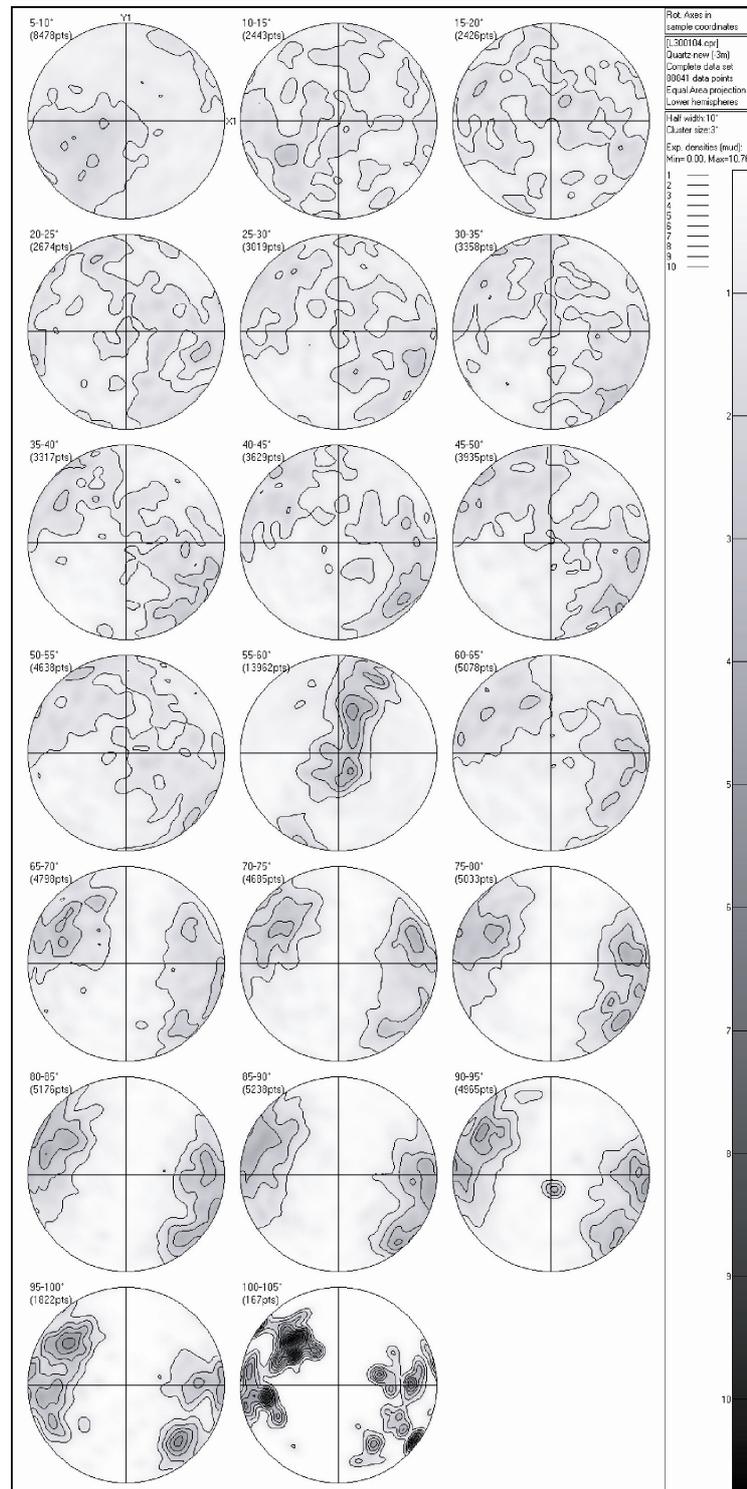


Figura 5.9 – Figuras de pólo mostrando a distribuição dos pares eixos/ângulos de desorientação em relação ao sistema de referência das amostras (foliação E-W vertical, lineação E-W horizontal) da amostra PF-6. O primeiro número acima de cada um dos estereogramas representa o intervalo angular amostrado, e o número de baixo refere-se a quantidade de pares plotados. Figura gerada a partir do programa Channel 5®.

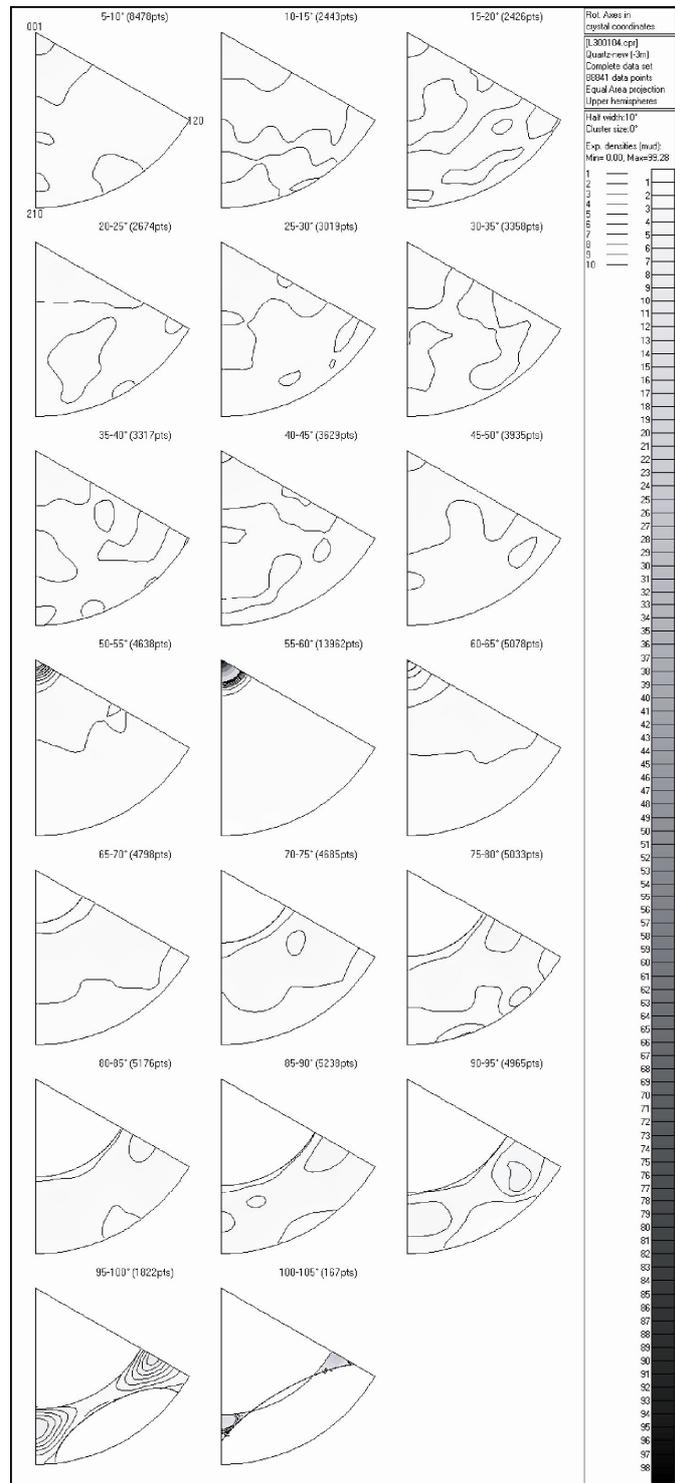


Figura 5.10 – Figuras de pólo inverso mostrando a distribuição dos pares eixos/ângulos de desorientação em relação ao sistema cristalino, como apresentado na figura 5.5, da amostra PF-6. O primeiro número acima de cada uma dessas figuras representa o intervalo angular dos eixos, e o segundo número refere-se a quantidade de pares plotados. Figura gerada a partir do programa Channel 5®.

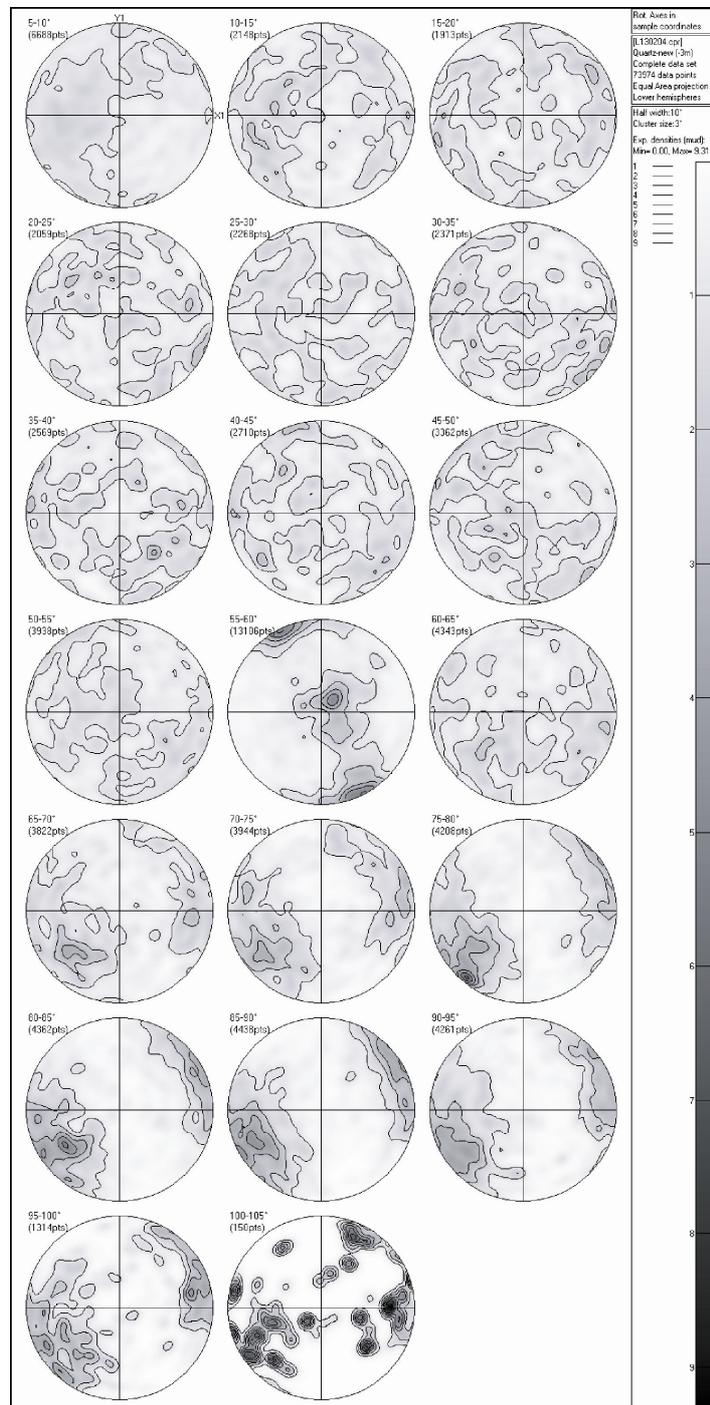


Figura 5.11 – Figuras de pólo mostrando a distribuição dos pares eixos/ângulos de desorientação em relação ao sistema de referência das amostras (foliação E-W vertical, lineação E-W horizontal) da amostra PF-10. O primeiro número acima de cada um dos estereogramas representa o intervalo angular amostrado, e o número de baixo refere-se a quantidade de pares plotados. Figura gerada a partir do programa Channel 5®.

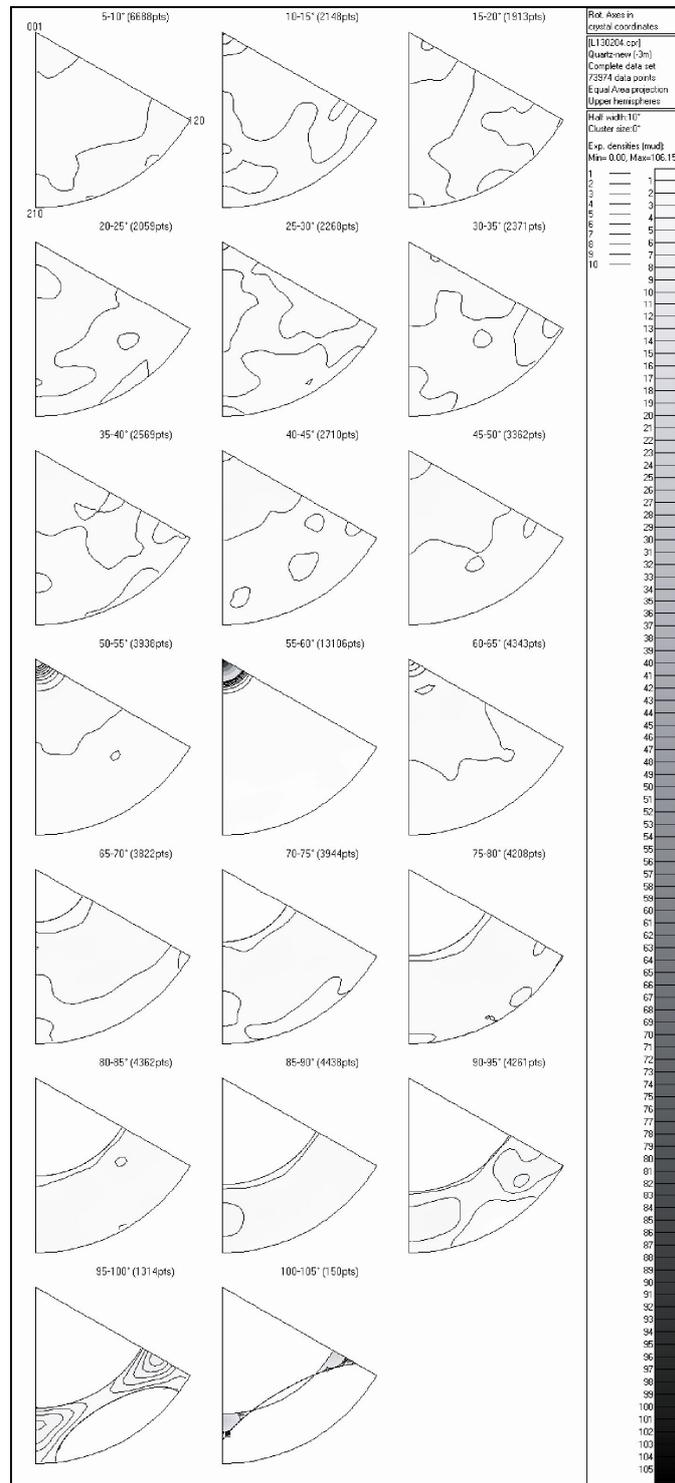


Figura 5.12 – Figuras de pólo inverso mostrando a distribuição dos pares eixos/ângulos de desorientação em relação ao sistema cristalino, como apresentado na figura 5.5, da amostra PF-6. O primeiro número acima de cada uma dessas figuras representa o intervalo angular dos eixos, e o segundo número refere-se a quantidade de pares plotados. Figura gerada a partir do programa Channel 5®.

Esse exagero na frequência resulta do efeito de superposição entre o pico resultante das maclas Dauphiné e o pico referente aos ângulos de desorientação com esse intervalo, resultantes dos deslizamentos intracristalinos *sensu stricto* (Wheeler *et al.* 2001; Lloyd 2004; Pehl & Wenk 2005)

. As desorientações provocadas pelos sistemas de deslizamento em si são resultantes do acúmulo progressivo dessas desorientações devido à rotação contínua dos cristais, o que resulta em um intervalo angular destas, que no presente caso varia entre 55°-60°. Por outro lado, a macla Dauphiné gera uma desorientação precisa de 60°. Contudo, não se sabe ao certo quanto cada um desses fatores influencia nesse pico de frequência, visto que tanto as maclas quanto a recristalização por rotação progressiva da rede cristalina são bastante comuns em tectonitos ricos em quartzo (Tullis & Tullis 1972; Lloyd *et al.* 1992; Mainprice *et al.* 1993; Lloyd 2004).

É possível que determinações em quartzo milonitos recristalizados inteiramente por migração de limites de grãos em altas temperaturas forneçam dados importantes sobre o papel desempenhado exclusivamente pelas maclas Dauphiné na geração desse pico de maior frequência. Se a recristalização por rotação de subgrãos não é atuante, então o efeito ocasionado pela rotação progressiva dos limites pode ser descartado. Se não existe controle cristalográfico na recristalização por migração de limites de grão, então a tendência é que as distribuições dos eixos e as frequências relativas dos ângulos de desorientação sejam aleatórias. Se mesmo assim persistir um pico de frequência entre 55°-60°, é provável que o mesmo seja quase que inteiramente relacionado à presença das maclas Dauphiné menos as desorientações aleatórias formadas nesse intervalo angular.

Outro fator interessante relacionado a esses picos de alta frequência refere-se à assimetria dos mesmos. Se observarmos os histogramas, percebe-se que as frequências relativas relacionadas com os intervalos <60° são ligeiramente menores que as relacionadas com os intervalos que seguem o pico de maior frequência. Essa assimetria é exatamente inversa à apresentada por Lloyd (2004, pgs. 48 e 50), tanto em relação às determinações diretamente relacionadas às maclas Dauphiné como no perfil realizado no quartzo milonito estudado pelo referido autor. Contudo, é semelhante à assimetria determinada por Wheeler *et al.* (2001, pg. 115). Segundo Lloyd (2004), a assimetria observada nos histogramas resultaria do fato de que os sistemas de deslizamento com eixos de desorientação orientados paralelamente ao eixo-*c* de quartzo possuem uma atuação limitada até o máximo de desorientação de 60°, devido à simetria

desse mineral. Isso explica o porquê do decréscimo das frequências relativas em ângulos de desorientação acima de 60° , tanto na macla Dauphiné quanto no perfil transversal ao milonito, pois ocorre uma queda instantânea da contribuição desses sistemas acima desse ângulo de desorientação.

A semelhança entre os histogramas das amostras PF-6 e PF-10 (Figs. 5.6 e 5.7) com os dados apresentados por Wheeler *et al.* (2001) parece refletir diretamente a atuação dos processos de recristalização dinâmica das amostras estudadas. Os dados de desorientação obtidos pelo referido autor são provenientes de uma amostra deformada experimentalmente por Hirth & Tullis (1992) em condições de alta temperatura e baixa taxa de deformação. Essa amostra apresenta feições de recristalização intensa resultantes da atuação concomitante da recristalização por rotação de subgrãos e migração de limites de grão. Da mesma forma, a descrição das microestruturas apresentadas no Capítulo 4 sugere a atuação desses mesmos processos nas referidas amostras. Somado ao fato de em que ambos os casos ocorre a ausência de texturas miloníticas típicas, como na amostra analisada por Lloyd (2004), então parece que os processos de recuperação são os maiores responsáveis por essa diferença na assimetria dos histogramas. A substituição progressiva da recristalização por rotação de subgrãos pela migração de limites de grão poderia muito bem ocasionar esse efeito, visto que o aumento da frequência ocorre concomitantemente ao aumento das concentrações dos eixos de desorientação nas denominadas “zonas proibidas” nas figuras de pólo inverso. A maior concentração desses eixos nessas zonas é comum tanto no quartzo milonito estudado por Lloyd (2004) quanto na rocha inteiramente recristalizada de Wheeler (2001), mas só ocorre associada a um aumento de frequência dos maiores ângulos de desorientação no caso do último trabalho. Contudo, se a migração de limites de grão ocorre, em princípio, sem um forte controle das propriedades cristalográficas do quartzo, é de se esperar que os novos limites de grão associados à sua formação tenham intervalos de desorientação mais variados do que o esperado para um tectonito recristalizado por rotação de subgrãos. Empiricamente, isso resultaria em uma distribuição das frequências relativas homogênea para todos os intervalos compreendidos pelos histogramas, com exceção do pico de 60° , que em princípio deveria ser menor, refletindo apenas a presença das maclas Dauphiné. Por outro lado, a contínua rotação dos cristais pela atuação dos sistemas de deslizamento também não consegue explicar completamente esse aumento das frequências acima de 60° , mas que parece ser característico de rochas intensamente recristalizadas. Em princípio, essas frequências deveriam

diminuir em desorientações $>60^\circ$, novamente devido às questões de simetria desse mineral. Dependendo da posição dos eixos de desorientação, os ângulos máximos de desorientação podem variar entre 60° e 109° , e quanto maior for esse ângulo mais distante estão esses eixos de desorientação do eixo- $\langle c \rangle$ de quartzo (e.g. Randle 1992; Lloyd *et al.* 1997). Dessa maneira, acima do limite de 60° existe uma diminuição aparente dos sistemas de deslizamento disponíveis para a acomodação da deformação e formação de novos limites de grão. Contudo, um sistema de deslizamento responsável pela rotação progressiva da rede cristalina entre dois cristais vizinhos não pode simplesmente deixar de atuar porque atingiu o valor máximo de desorientação permitido pela simetria do cristal em questão. Isso obviamente causaria uma instabilidade mecânica das microestruturas pois parte da deformação acomodada por esse sistema de deslizamento teria que ser particionada de outra maneira (Mainprice *et al.* 1993). Assim, parece que os ângulos de desorientação são continuamente acumulados mas, ao atingirem esse valor limite característico de cada uma das formas cristalográficas, são automaticamente transferidos para uma desorientação simétrica de mais baixo ângulo. No caso de dois cristais vizinhos de quartzo, uma desorientação de 61° pode ser reconhecida tanto como uma de 59° ou 1° . Nesse caso, a primeira contribuiria para o aumento do pico do intervalo de 55° - 60° , enquanto a segunda estaria relacionada com os picos de baixo ângulo relacionados à formação de subgrãos (Lloyd 2004). Isso parece incoerente, visto que limites de alto ângulo então poderiam ser tratados como limites de subgrão. Contudo, alguns sistemas de deslizamento se utilizam das mesmas direções de deslizamento para diferentes formas cristalográficas (e.g. $\langle c \rangle$; $\{m\}$). Isso resulta no desenvolvimento de limites paralelos, o que significa que a desorientação acumulada pode ser progressivamente transferida para sistemas de deslizamento com valores-limite de desorientação mais altos. Além disso, é possível que alguns sistemas de deslizamento ou mesmo as maclas Dauphiné funcionem como acumuladores de desorientação no caso de alguns limites de grão sem aparentemente exceder os valores angulares permitidos. Porém, seja qual for o mecanismo de deformação responsável pelo desenvolvimento dos limites de grão em rochas ricas em quartzo, o ângulo máximo entre estes nunca vai exceder $104,5^\circ$ (Wheeler *et al.* 2001; Lloyd 2004).

5.5.2 Relações entre eixos de desorientação e trama cristalográfica

Dentre as características apresentadas acima, a que mais se destaca é a íntima relação entre os pares eixo/ângulo de desorientação com a orientação preferencial dos eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo das duas amostras analisadas em ângulos de desorientação entre 55° e 60°, tanto nas figuras de pólo como de pólo inverso. O paralelismo entre os eixos de desorientação e os eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo reflete diretamente a presença de maclas de Dauphiné nas microestruturas dessas rochas. O ângulo de 60° em torno do eixo- $\langle c \rangle$ refere-se à quantidade de rotação necessária para paralelizar um lado da macla com o outro (*e.g.* Mainprice *et al.* 1993; Wheeler *et al.* 2001; Lloyd 2004). Inicialmente essas microestruturas eram interpretadas como resultantes das transformações polimórficas displacivas de quartzo- β para quartzo- α , com a diminuição das temperaturas (*e.g.* Klein 2002). Contudo, análises de detalhe de cristais de quartzo mostraram que as maclas Dauphiné são comumente encontradas em tectonitos ricos em quartzo, tornando-se esse tipo de microestrutura uma feição comumente observada nesses tectonitos (Lloyd & Freeman 1992; Mainprice *et al.* 1993; Lloyd *et al.* 1997; Lloyd 2004; Pehl & Wenk 2005). Nesse tipo de rocha, essas microestruturas são geradas pelo processo de maclamento mecânico de monocristais “pais”, ou seja, cristais principais do qual se originam outros cristais de menores dimensões a partir de processos de cominuição de grão (Wheeler *et al.* 2001). Dessa maneira, a presença de maclas Dauphiné obrigatoriamente deve ocorrer em cristais que possuam redes cristalinas adjacentes, e não desconectadas. Parece, desse modo, ser essa é a explicação mais plausível para a ausência de picos no intervalo de 55° e 60° em pares de cristais selecionados aleatoriamente no interior da rede cristalina.

No entanto, concentrações de eixos de desorientação paralelamente aos eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo em ângulos menores que 55°-60° (Figs. 5.10 & 5.12), o que não pode ser explicado pela presença desse tipo de macla. Apesar das concentrações serem mais baixas do que as apresentadas por Lloyd (2004), o paralelismo entre esses dois eixos sugere que o eixo de rotação e o eixo de desorientação dos cristais de quartzo são paralelos. Se essa assertiva é verdadeira e ambos os eixos apresentam uma relação estreita com os eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo, é provável que o sistema de deslizamento responsável por tal desorientação entre um cristal e seu adjacente seja do tipo prismático, como $\{m\}\langle a \rangle$. Ainda em relação aos eixos com baixo ângulo de desorientação, existe um pico de frequência entre 5° e 10° que provavelmente está relacionado com a iniciação e

o desenvolvimento de limites de subgrãos. Muitos destes limites de baixo ângulo devem ter se desenvolvido pela ativação de sistemas de deslizamento prismáticos em $\langle a \rangle$, mas podem ser, igualmente, devido à atuação de outros sistemas de deslizamento para a deformação de quartzo em temperaturas moderadas, como $\{r/z\}$, $\{-\pi\}$ e (c) explorando as direções $\langle a \rangle$ como principal direção de deslizamento.

5.5.3 Formação e orientação dos limites de grão

Através da análise dos pares eixo/ângulo de desorientação é possível determinar as orientações dos limites de grão inclinados e rotacionados, bem como obter informações a respeito de sua gênese. Para isso, é necessário conhecer as relações entre os eixos de desorientação (El e Elr) para cada tipo de limite, os eixos de rotação cristalina, os pólos dos planos de deslizamento e suas direções (Figura 5.1). Contudo, a utilização desses pares permite a análise dos limites de grão considerando apenas que os mesmos foram nucleados e desenvolvidos pela ativação de deslizamentos intracristalinos, o que de fato não acontece sempre (*e.g.* Nicolas & Poirier 1976; Poirier 1985). A Figura 5.13 mostra, em uma figura de pólo inverso, em uma figura de pólo e em desenhos esquemáticos, os principais tipos de limite de grão e suas orientações em relação as formas cristalográficas do quartzo.

Novamente, a relação que mais chama atenção é a forte concentração de eixos de desorientação orientados paralelamente aos eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo em ângulos de desorientação de até 60° , mas particularmente no intervalo entre 55° - 60° . De maneira geral, rochas ricas em quartzo deformadas e recristalizadas em condições de temperaturas intermediárias, como as amostras estudadas, possuem sistemas de deslizamento intracristalinos que exploram a direção $\langle a \rangle$ como principal direção de deslizamento, onde os principais sistemas são (c) $\langle a \rangle$, $\{r/z\}\langle a \rangle$, $\{\pi\}\langle a \rangle$ e $\{m\}\langle a \rangle$ (Hobbs 1985; Schmid & Casey 1986; Law 1990; Lloyd *et al.* 1992). Cada um desses sistemas possui um eixo de rotação único, que são, respectivamente $\{m\}$, $\{\pi/\pi'\}$, $\{r\}$ e (c). Desses pares de SD/R, somente o prismático $\langle a \rangle$ é capaz de produzir concomitantemente eixos de rotação e de desorientação orientados paralelamente ao eixo- $\langle c \rangle$ de quartzo (Mainprice *et al.* 1993; Lloyd 1997). Dessa maneira, existem duas possibilidades principais para as orientações dos limites de grão.

SISTEMAS DE DESLIZAMENTO INTRACRISTALINOS

Símbolos		Índices Miller-Bravais {hki} [UVTW]		Orientações de limites inclinados		
PPD	DD	PPD	DD	R/Edli	PPD	DD
(c)	<±a>	(0001)	[11-20]	{m}	(c)	<±a>
(c)	{m}	(0001)	[1-100]	<±a>	(c)	{m}
{m}	<±a>	{10-10}	[1-210]	(c)****	{m}****	<±a>
{π'}	<±a>	{1-102}	[11-20]	{r}	{π'}	<±a>
{r}	<±a>	{10-11}	[1-210]	{π'}	{r}	<±a>
{z}	<±a>	{01-11}	[2-1-10]	{π}	{z}	<±a>

Tabela 5.1 – Relações entre os principais sistemas de deslizamento intracristalinos do quartzo em condições de temperaturas baixas a intermediárias, eixos de desorientação e as possíveis orientações de limites de grão inclinados relacionados com esses sistemas. PPD refere-se ao pólo do plano de deslizamento, DD à direção de deslizamento, R é o eixo de rotação do sistema e Edli é o eixo de desorientação de limites inclinados. Os (****) marcam a orientação de limite de grão que também pode ser formada pelas maclas Dauphiné.

Esses limites poderiam ser do tipo rotacionado. Nesse caso, obrigatoriamente haveria a necessidade da atuação de pelo menos dois sistemas de deslizamento cujas direções sejam diferentes mas geometricamente compatíveis. Segundo Neumann (2000) e Lloyd (2004), uma das únicas combinações possíveis nessas condições de deformação seriam os deslizamentos basais em <a> e <m>. Contudo, deslizamentos basais ao longo das direções prismáticas <m> podem ser confundidos com esse mesmo tipo de deslizamento só que paralelamente a <a> e sua distinção nas figuras de pólo é impossível de ser realizada (Lloyd & Freeman 1991). Assim, fica difícil afirmar se o mesmo tomou parte durante o processo de recristalização responsável pela formação desses limites de grão, ou se somente ocorreu a atuação de deslizamentos basais.

Existe, por outro lado, a possibilidade de que esses limites sejam do tipo inclinado. Nesse caso, a concentração de eixos de desorientação paralelamente aos eixos-<c> indica que os limites de grão possivelmente são paralelos às formas prismáticas do quartzo devido a um deslizamento {m}<a>, como demonstrado por Lloyd (2004).

Contudo, como discutido no item 5.5.1, grande parte do pico de desorientação entre 55°-60° pode ser atribuída às maclas Dauphiné que, apesar de não terem sido analisadas em detalhe no presente trabalho, são bastante comuns em rochas quartzosas milonitizadas. Segundo Lloyd (2004) não existe nenhum fator que impeça a atuação dos sistemas de deslizamentos prismáticos em <a>, já que essas maclas são paralelas aos planos {m} de quartzo (Fig. 5.14). Dessa forma, parece que as maclas Dauphiné podem originar limites de grãos especiais através da desorientação em torno do eixo-<c> de quartzo.

Outra concentração importante dos eixos de desorientação ocorre acima dos 85° , quando existe uma forte tendência para que os mesmos se alinhem paralelamente aos eixos prismáticos $\langle m \rangle$, na borda das figuras de pólo inverso. Em princípio, nenhuma das combinações geometricamente possíveis entre os sistemas de deslizamento provavelmente ativos nessas rochas consegue produzir limites de grão rotacionados, com eixos de rotação e pólo dos planos de deslizamento paralelos a $\langle m \rangle$. Contudo, o deslizamento basal em $\langle a \rangle$ faz com que o eixo de rotação do sistema de deslizamento e o eixo de desorientação sejam paralelos à $\{m\}$. Dessa forma, os limites de grão com eixos de desorientação concentrados paralelamente aos eixos- $\langle m \rangle$ provavelmente são do tipo inclinado, formados basicamente por deslizamentos basais (*cf.* Lloyd 2004).

Uma relação menos óbvia, mas que deve ser levada em consideração, refere-se à concentração dos eixos de desorientação paralelos aos eixos- $\langle r \rangle$ e $\langle z \rangle$ no intervalo entre 75° - 95° , na amostra PF-6, sendo menos óbvia na PF-10. Concentrações desse tipo não podem ser originadas pela atuação de um sistema único de deslizamento dos possíveis de terem atuado nesses agregados. Dessa maneira, os limites de grão responsáveis por essa desorientação não são do tipo inclinado. Contudo, a atuação conjunta de alguns sistemas de deslizamento intracristalinos geometricamente compatíveis, como os basais e prismáticos na direção $\langle a \rangle$, ou romboédricos e prismáticos em $\langle a \rangle$, permite a formação de limites rotacionados com essas orientações de eixos de desorientação.

Na amostra PF-6 especificamente, ocorre uma concentração de eixos de desorientação paralelamente à forma cristalográfica (11-23), entre 70° - 75° . A concentração paralela à essa forma cristalográfica não-usual resulta do desenvolvimento de limites de grão rotacionados devido à ativação conjunta de dois planos romboédricos de deslizamento (r e π) na direção $\langle a \rangle$. Novamente existe a necessidade da ativação conjunta de dois sistemas de deslizamento, pois nenhum dos possíveis sistemas atuantes durante a deformação desses moscovita-quartzo milonitos é capaz de formar limites de grão com essas orientações por sua ativação isolada (Wheeler *et al.* 2003; Lloyd 2004). Dessa maneira, esses limites de grão não podem ser do tipo inclinado.

Concentrações de eixos de desorientação paralelos às formas (20-21) e (02-21) não podem ser explicadas pelo desenvolvimento de limites de grão inclinados. Contudo, a combinação de sistemas de deslizamento nas formas romboédricas $\{r\}$ e $\{z\}$ na direção $\langle a \rangle$ associada a

deslizamentos prismáticos em $\langle a \rangle$ são capazes de gerar limites de grãos rotacionados com essa orientação de eixos em ângulos altos de desorientação ($>85^\circ$).

Algumas outras relações dos eixos de desorientação orientados paralelamente às formas romboédricas $\{\pi\}$, $\{\pi'\}$ e $\{\rho\}$ reportadas por Lloyd (2000, 2004) não foram encontradas nas duas amostras estudadas e não foram aparentemente importantes no desenvolvimento de limites de grão nessas rochas.

Em todas as figuras de pólo inverso das amostras PF-6 e PF-10 não são observados eixos de desorientação paralelamente aos eixos- $\langle a \rangle$ de quartzo. Isso ocorre porque a direção $\langle a \rangle$ é sempre a principal direção de deslizamento intracristalino determinada em rochas deformadas e recristalizadas em condições de temperaturas intermediárias (e.g. Law 1990; Lloyd *et al.* 1992; Kruhl 1996). Como observa-se na Figura 5.1, tanto os limites inclinados quanto os rotacionados possuem eixos de desorientação perpendiculares à direção de deslizamento intracristalino. Dessa maneira, nenhum tipo de limite de grão pode se desenvolver com seus eixos de desorientação paralelamente à essas formas. A ausência de eixos de desorientação orientados paralelamente aos eixos- $\langle a \rangle$ pode ser usada como evidência direta do papel desempenhado por esse eixo como principal direção de deslizamento intracristalino.

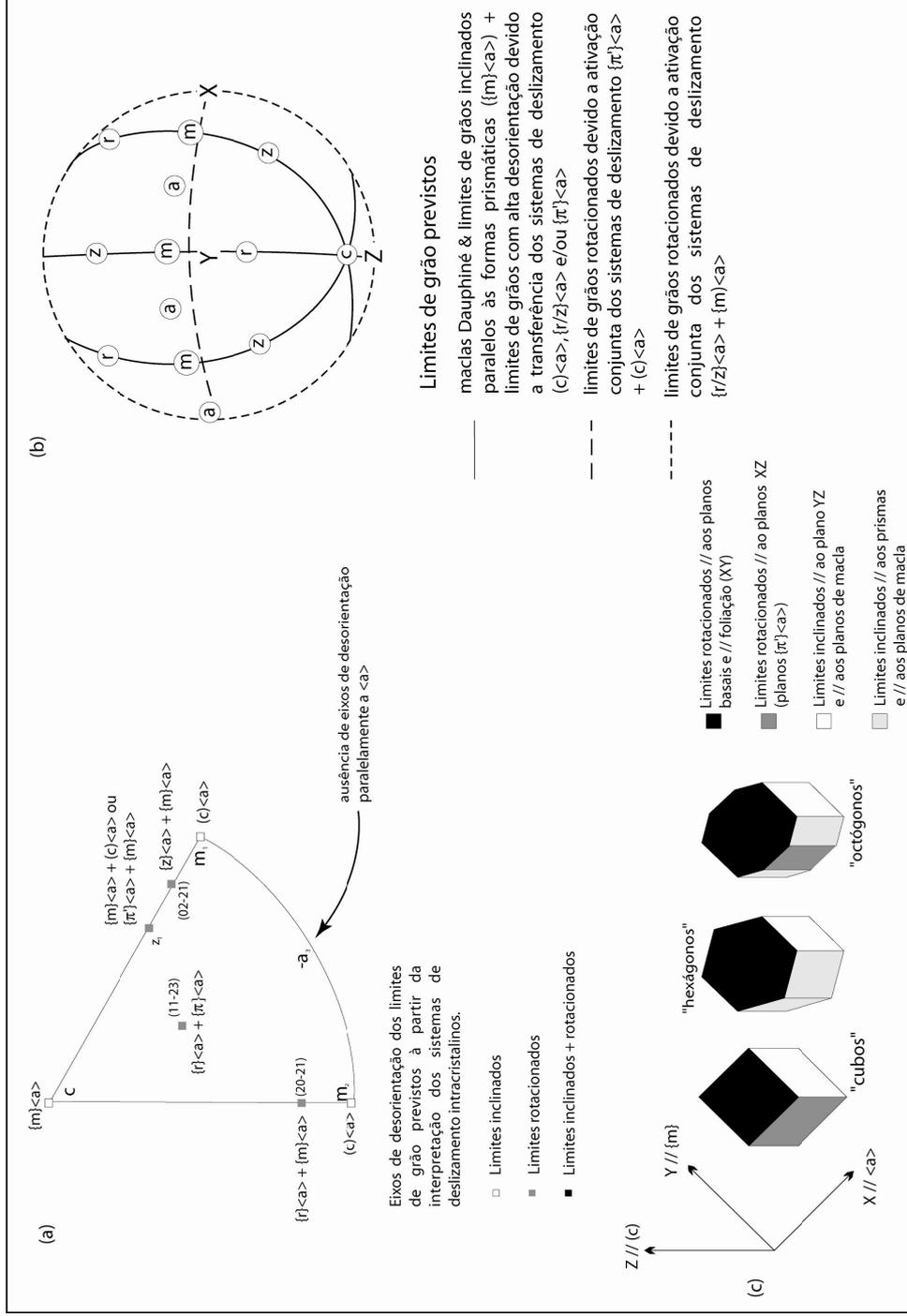


Figura 5.13 – Figuras esquemáticas ilustrando os principais resultados obtidos pela análise de desorientação entre cristais de quartzo. As principais relações entre os eixos/ângulos de desorientação foram plotados nas figuras de pólo inverso (a), juntamente com os possíveis limites de grãos desenvolvidos e os sistemas de deslizamento responsáveis por sua formação. A figura (b), por outro lado, ilustra as orientações desses limites em relação ao sistema XYZ de referência (X//lineação, XY//foliação, Z//pólo da foliação). Desenhos esquemáticos ilustrando os limites de grão em formas idealizadas dos cristais de quartzo são mostradas na figura (c). Adaptado de Lloyd (2004).

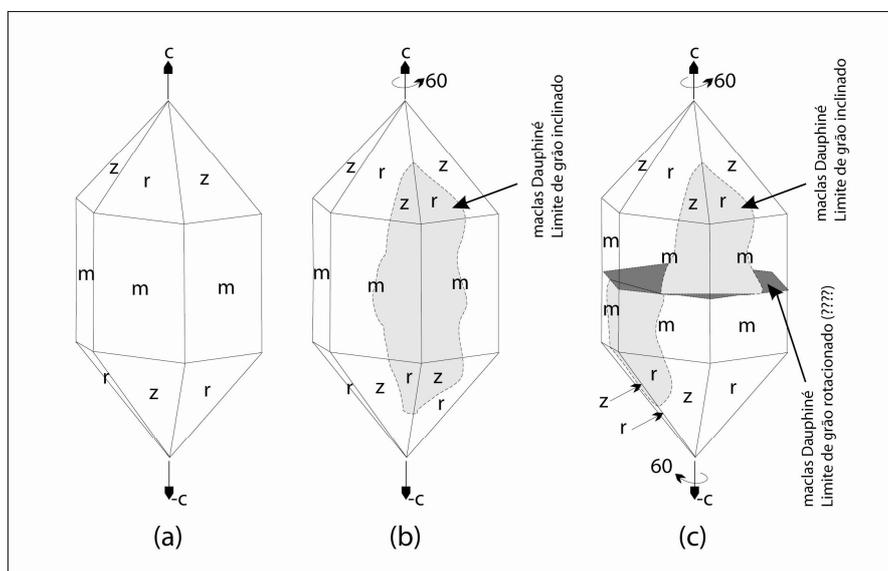


Figura 5.14 – Figura esquemática mostrando um prisma de quartzo (a) juntamente com a definição da macla Dauphiné nesses cristais, resultando em um limite de grão inclinado paralelo aos eixos- $\langle c \rangle$ (b). O prisma representado em (c) mostra uma macla Dauphiné resultante onde o plano de macla é definido por um limite de grão rotacionado paralelo ao plano basal desse cristal (cinza escuro), ou seja, perpendicular ao eixo- $\langle c \rangle$ desse mineral. Modificado de Lloyd (2004).

Empiricamente, contudo, é possível que limites de grão formados em rochas quartzíticas em condições de alta temperatura desenvolvam concentrações orientadas paralelamente aos eixos- $\langle a \rangle$. Isso ocorre porque nessas condições, os sistemas de deslizamento progressivamente substituem as direções $\langle a \rangle$ pelas direções paralelas aos eixos- $\langle c \rangle$ como direção de deslizamento principal. Se isso ocorre de fato, é provável que seja acompanhado por uma diminuição marcante da concentração dos eixos de desorientação paralelamente a esse eixo- $\langle c \rangle$, simultaneamente à transformação dos eixos- $\langle a \rangle$ de direção de deslizamento em eixo de rotação do sistema de deslizamento. Contudo, um estudo de detalhe de quartzitos deformados em condições de fácies granulito ou em migmatitos deformados se faz necessário para testar essa interpretação.

5.5.4 Maclas Dauphiné e a formação de limites de grão em cristais de quartzo

Os processos responsáveis pela formação de maclas Dauphiné em tectonitos e o papel das mesmas como uma microestrutura auxiliar na acomodação da deformação e na formação de limites de grão tem recebido bastante atenção recentemente (*e.g.* Lloyd *et al.* 1992; Mainprice *et al.* 1993; Lloyd 2000, 2004; Pehl & Wenk 2005). O efeito ocasionado por essa macla é o de uma

rotação em torno do eixo- $\langle c \rangle$ de 180° , que devido à simetria do quartzo representa na verdade um ângulo de 60° . Em tectonitos ricos em quartzo, a formação dessas maclas está diretamente relacionada a uma tensão aplicada em qualquer orientação. Em um agregado de quartzo com orientação aleatória de seus elementos sendo, por exemplo, deformado uniaxialmente, os planos romboédricos desses cristais irão se alinhar primeiramente, enquanto as outras formas cristalográficas permanecem com distribuição aleatória (Tullis 1970; Tullis & Tullis 1972). Se observarmos as constantes elásticas de um monocristal de quartzo (Fig. 5.15) veremos que existe uma forte anisotropia das mesmas, o que significa dizer que a tensão necessária para provocar uma deformação permanente nesse cristal é diferente para cada uma das formas cristalográficas. Assim, com o objetivo de facilitar a deformação, os planos de maior resistência (01-11 e 02-21) serão maclados para orientar as direções menos resistentes (10-11 e 20-21) com a direção de tensão máxima (Pehl & Wenk 2005). Isso faz com que os pólos dos romboedros sejam orientados paralelamente à direção de tensão máxima.

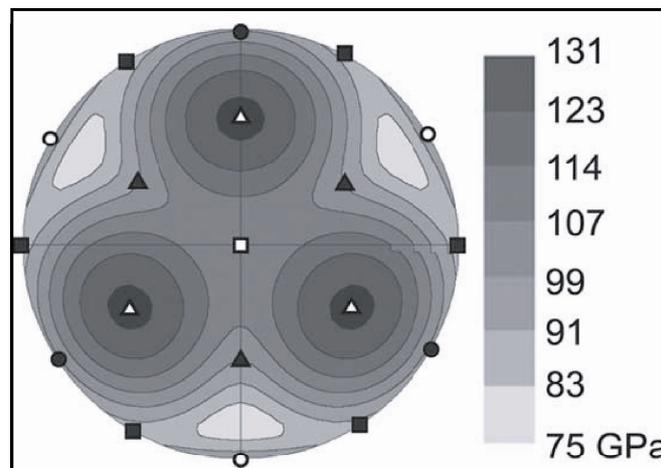


Figura 5.15 – Módulo de Young de um monocristal de quartzo projetada em uma esfera, com as formas cristalinas indicadas (quadrado branco – eixos- $\langle c \rangle$; quadrados pretos – eixos- $\langle a \rangle$; círculos pretos e brancos – eixos- $\langle m \rangle$; triângulos pretos e brancos – eixos- $\langle r \rangle$ & $\langle z \rangle$, respectivamente). Calculado a partir das constantes elásticas de quartzo (McSkimin *et al.* 1965). Modificada de Pehl & Wenk (2005).

O desenvolvimento desse tipo de macla pode contribuir significativamente para a diminuição do tamanho de grão inicial dos cristais de quartzo nas margens de zonas de alta deformação, como demonstrado por Lloyd *et al.* (1992) e Lloyd (2004). Ainda, dentro de rochas miloníticas *sensu stricto*, essas microestruturas são continuamente ativadas na acomodação da

deformação e auxiliam no desenvolvimento de novos limites de grão (Lloyd *et al.* 1992; Mainprice *et al.* 1993; Wheeler *et al.* 2001, 2003).

De acordo com Lloyd *et al.* (1992), o desenvolvimento de Maclas Dauphiné em zonas de alta deformação parece ocorrer de forma contínua e cíclica. Em um primeiro estágio essas microestruturas são formadas dentro de um cristal inicial, formando uma espécie de bandamento, alternando porções de um *cristal-pai* com *porções macladas*. Seguindo esse processo, uma nova geração dessas maclas divide agora essas bandas alternadamente entre cristais reliquias do *cristal-pai* com grãos com macla Dauphiné (Fig. 5.16). Como não foram encontrados os protólitos das rochas estudadas aqui, uma maior discussão a esse respeito fica comprometida. Contudo, a análise detalhada dessas microestruturas parece ser de fundamental importância no entendimento dos processos de geração de limites de grão e cominuição dos cristais desses agregados.

Os limites de grão de cristais vizinhos com ângulo de desorientação de 60° podem tanto representar a presença de maclas Dauphiné, como terem sido formados pelo deslizamento basal na direção $\langle a \rangle$. Nesse último caso, os limites de grão são paralelos aos eixos- $\langle c \rangle$, ou seja, estão à alto ângulo com os planos basais desses minerais e com a foliação milonítica do agregado. Como por definição os limites de grãos do tipo inclinado são perpendiculares à direção de deslizamento, e nessas condições essa direção é $\langle a \rangle$, então esses limites obrigatoriamente estão à alto ângulo com essa direção, e geralmente são orientados paralelamente às formas prismáticas $\{m\}$, da mesma forma que as maclas Dauphiné (Figs. 5.13 e 5.14). Nesses limites inclinados, o eixo de rotação do sistema cristalino é paralelo ao eixo de desorientação. Com o aumento do ângulo de desorientação, esses eixos progressivamente mudam de posição, e são primeiramente alinhados a $\langle c \rangle$, sendo seguidos pelo alinhamento paralelo a $\{\pi/\pi'\}$, $\{r/z\}$ e finalmente paralelamente à $\{m\}$. Essa mudança progressivamente faz com que um mesmo tipo de limite de grão seja capaz de acomodar esse aumento no ângulo de desorientação.

Contudo, essa mesma mudança faz com diferentes sistemas de deslizamento sejam atuantes para essa mudança. Nesse caso, as maclas Dauphiné parecem funcionar como geradoras instantâneas de limites de grão orientados paralelamente aos prismas de primeira ordem $\{m\}$. Isso torna desnecessária a rotação progressiva da rede cristalina até atingir o ângulo de 60° de desorientação entre pares de cristais vizinhos (Lloyd *et al.* 1992; Lloyd 2004).

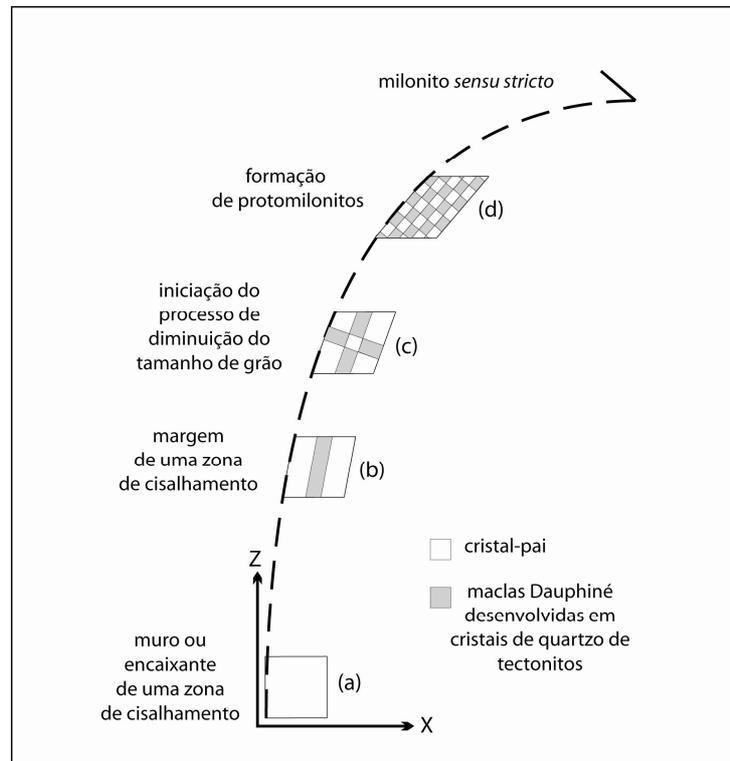


Figura 5.16 – Desenho esquemático ilustrando a ciclicidade de desenvolvimento de maclas Dauphiné na deformação em uma zona de cisalhamento de um tectonito rico em quartzo, onde um cristal-pai (a) desenvolve bandas intergranulares, onde as bandas claras ainda mostram o cristal-pai, e a banda cinza uma dessas microestruturas (b). Em uma nova geração dessas maclas (c), as mesmas dividem essas bandas novamente, formando agora porções reliquiares do cristal-pai e porções macladas. A contínua ativação dessas estruturas parece colaborar na redução inicial do tamanho de grão dos cristais de quartzo, como esquematizado em (d), em um possível protomilonito. Modificado de Lloyd (2004).

Nos cristais de quartzo, os limites de grão paralelos ao plano XY de referência dificilmente são do tipo inclinado (Fig. 5.13), pois para isso os eixos de desorientação deveriam ser paralelos ao plano de foliação. Dos sistemas de deslizamento discutidos aqui para as amostras PF-6 e PF-10, apenas (c) <a> tem um eixo de desorientação paralelo à {m}. Contudo, a direção de deslizamento é novamente <a>. Se os limites inclinados se formam à alto ângulo com essa direção, e assim, perpendiculares à foliação, então os limites paralelos a XY tem que obrigatoriamente ser do tipo rotacionado. De acordo com Neumann (2000) e Lloyd (2000, 2004), os sistemas de deslizamentos geometricamente combináveis que permitem tal orientação são possivelmente $\{\pi\} <a> + (c) <a>$ ou $\{r/z\} <a> + (c) <a>$.

A maioria dos limites de grão inclinados observados nas amostras PF-6 e PF-10 ocorrem paralelamente ao plano YZ de referência, enquanto os limites rotacionados tendem ao alinhamento paralelo ao plano de foliação desse sistema (Fig. 5.13 b). Por outro lado, nenhum

desses limites é formado paralelo à superfície XZ. Essa superfície contém a direção de deslizamento principal $\langle a \rangle$, perpendicular aos limites inclinados. Se ocorrer o desenvolvimento dessas estruturas paralelamente à essa superfície, as mesmas deverão ser do tipo rotacionada com eixos de desorientação paralelos à Y.

5.6 Sumário & Conclusões

O desenvolvimento de limites de grão nos cristais de quartzo pela atuação de processos de recristalização dinâmica é uma das principais feições microestruturais observadas nas amostras coletadas na dobra de Plattjen, na região de Saas Fee. O estudo detalhado do grau de desorientação entre pares de cristais vizinhos e selecionados aleatoriamente nas amostras PF-6 e PF-10 permitiu determinar os principais tipos e orientações desses limites em relação às formas cristalográficas do quartzo.

Os limites de grão de baixo ângulo podem ser caracterizados como subgrãos e possivelmente tenham se desenvolvido pela a atuação de deslizamentos intracristalinos prismáticos em $\langle a \rangle$. Contudo, não se pode descartar a hipótese de que os mesmos tenham sido formados por deslizamentos das formas romboédricas ou basais usando a direção $\langle a \rangle$ como principal direção de deslizamento. Os limites de grão cujo ângulo de desorientação varia entre 55° e 60° provavelmente são provavelmente do tipo inclinado, resultantes da atuação do sistema de deslizamento $\{m\}\langle a \rangle$. Contudo, a alta frequência relativa associada a esse intervalo possivelmente resulta também da presença de maclas Dauphiné nesses tectonitos, que resultam em um ângulo de desorientação de exatamente 60° . Essas maclas formam um tipo especial de limite de grão paralelamente às formas prismáticas do quartzo e possuem um papel fundamental nos processos de diminuição do tamanho de grão durante os processos deformacionais. Os limites de grão com ângulos de desorientação maiores que 85° também são do tipo inclinado e resultam da atuação de deslizamentos $(c)\langle a \rangle$. Contudo, concentrações de eixos de desorientação paralelamente às formas romboédricas de quartzo no intervalo entre 75° e 90° são resultantes do desenvolvimento de limites de grão rotacionados, pela ativação concomitante de sistemas de deslizamento basais/prismáticos ou romboédricos/prismáticos explorando $\langle a \rangle$ como principal direção de deslizamento. Concentrações de eixos de desorientação paralelamente a formas

cristalográficas não usuais (*e.g.* 11-23) possivelmente demonstram a presença de limites de grão rotacionados, desenvolvidos por sistemas de deslizamento romboédricos em $\langle a \rangle$.

A assimetria mostrada pelos histogramas de frequência possivelmente resulta da atuação intensa dos processos de recristalização dinâmica, talvez envolvendo a substituição progressiva da rotação de limites de subgrão, que possui forte controle cristalográfico, pela migração de limites de grão.

A ausência de eixos de desorientação orientados paralelamente a $\langle a \rangle$ demonstra o papel desse eixo como principal direção de deslizamento explorada durante o processo de recristalização dessas rochas.

O objetivo principal desse capítulo foi o de demonstrar como a utilização de alguns conceitos e métodos extensivamente utilizados em estudos de metalurgia podem ser perfeitamente aplicáveis no caso de rochas deformadas. Dentre esses conceitos, destaca-se a utilização do par eixo/ângulo de desorientação para a determinação dos tipos de limite de grão e suas orientações em relação às formas cristalográficas do mineral em questão. Esse tipo de estudo torna-se importante à medida que processos como o deslizamento ao longo dos limites de grão, a difusão de estado sólido, a recristalização ou mesmo fraturamento estão intimamente relacionados a essas microestruturas.

CAPÍTULO SEIS

PROPIEDADES SÍSMICAS ANISOTRÓPICAS DOS MOSCOVITA-QUARTZO MILONITOS

*“These rocks...
Shall yet be touched with beauty,
and reveal
the secrets of the book of Earth to man.”*

Alfred Noyes (1880 – 1958)

Capítulo 6

Propriedades sísmicas anisotrópicas dos moscovita-quartzo milonitos

6.1 Introdução

A acomodação da deformação resultante de processos orogenéticos ao longo de zonas de cisalhamento de grande porte possui um papel fundamental na evolução geológica da formação de cadeias de montanhas (Vauchez & Nicolas 1991). O entendimento dos processos responsáveis pelo desenvolvimento dessas zonas de alta deformação em diferentes níveis crustais constitui uma ferramenta imprescindível na elaboração de modelos mecânicos para a evolução dinâmica da litosfera. Levando-se em consideração que no geral, quanto maior a profundidade de uma zona de cisalhamento menor será a chance da mesma ocorrer exposta em superfície, permitindo assim a determinação direta de suas características, outras metodologias precisam ser adotadas para a obtenção indireta dessas informações. Com a evolução dos estudos de sismologia, diferentes metodologias como a sísmica de reflexão e a birrefringência de ondas sísmicas tem sido desenvolvidas nos últimos anos (*e.g.* Mainprice & Silver 1993; Barruol & Mainprice 1993). Através dessas, é possível gerar imagens precisas das zonas em escala litosférica, de modo a obter-se dados relacionados à sua geometria e suas características de fluxo durante a deformação.

A análise da birrefringência das ondas de cisalhamento também possui um papel fundamental na determinação das condições de fluxo tectônico em zonas de alta deformação em grandes profundidades (*e.g.* Barruol & Mainprice 1993; Mainprice *et al.* 2000; Vauchez & Tommasi 2002). A propagação dessas ondas fornece um dado de anisotropia em uma direção próxima à vertical, que por sua vez fornece informações em relação a direção de máxima propagação e os tempos de atraso de chaga das mesmas. A partir desses últimos, é possível determinar as direções e magnitudes de máxima anisotropia de um determinado material anisotrópico. Por possuir uma direção de propagação quase vertical, a resolução lateral média

fornecida pelas ondas SKS é da ordem de 50 km, bem mais precisa que a resolução obtida em estudos que utilizam outros tipos de onda sísmicas.

De um modo geral, atribui-se uma fraca contribuição dos litotipos crustais para o efeito de polarização e do tempo de atraso observado durante a propagação das ondas telesísmicas. Isso ocorre devido a espessura restrita da crosta, e devido a limitação espacial de porções com organização interna dos elementos das rochas (*e.g.* zonas de cisalhamento). Assim, a diferença temporal entre a chegada das ondas de cisalhamento polarizadas é da ordem de 0.1 a 0.3 segundos (*e.g.* Barruol & Mainprice 1993), mesmo que, de modo geral, os minerais da crosta sejam mais anisotrópicos que os do manto (Mainprice *et al.* 2000).

Contudo, a contribuição da crosta na anisotropia e no tempo de atraso de ondas SKS ainda é bastante controverso, e o entendimento e a quantificação dos processos ocasionados pela propagação das ondas sísmicas nessa porção do planeta requer mais do que uma abordagem puramente sísmica (Bascou 2002). Uma interpretação detalhada e precisa dos dados obtidos pela sísmica de reflexão e pela propagação de ondas SKS necessita previamente de uma caracterização sobre a propagação das ondas sísmicas em diferentes litotipos presentes na crosta.

No presente capítulo são apresentados os resultados das propriedades sísmicas anisotrópicas das 5 amostras de moscovita-quartzo milonitos, analisadas sob a ótica das orientações cristalográficas *versus* mecanismos de dobramento no Capítulo 4. Apesar de ser um tipo litológico relativamente específico, rochas ricas em quartzo com proporções modais relativamente baixas de moscovita são comuns ao longo de zonas de alta deformação e em seqüências metassedimentares de margens continentais passivas. Esses dados são comparados com os obtidos em outras rochas ricas em quartzo, bem como em outros litotipos crustais comuns. Além disso, é discutido o efeito ocasionado pelas orientações cristalográficas em agregados policristalinos nas propriedades sísmicas dos monocristais. Testou-se igualmente nesse capítulo a hipótese das dobras causarem uma modificação na mudança na direção da propagação das ondas, como sugerido por Mainprice *et al.* (1990) e finalmente, faz-se uma breve discussão dos possíveis efeitos ocasionados pelos limites de grão nessas propriedades.

6.2 Propriedades sísmicas de moscovita-quartzo milonitos

6.2.1 Propriedades sísmicas dos monocristais de quartzo e moscovita

A primeira etapa na determinação das propriedades sísmicas de um agregado policristalino consiste em determinar o comportamento da propagação das ondas compressionais e de cisalhamento em cada um dos minerais desse agregado isoladamente. Essa determinação é realizada através dos dados de constante elástica obtidos experimentalmente em monocristais e visa primeiramente determinar a disponibilidade e a qualidade dessas para cada um dos minerais de um dado agregado. Essas propriedades são características particulares para cada mineral e refletem o arranjo interatômico dos minerais, sua cristalografia e composição química. Essas diferenças, por outro lado, vão se refletir nas velocidades, direções de propagação e anisotropias das ondas sísmicas. A partir dessas características é possível prever qual será o papel desempenhado por cada uma dessas fases dentro de um agregado poliminerálico na propagação das ondas sísmicas (*e.g.* Mainprice *et al.* 2000; Lloyd & Kendall 2005).

Para o cálculo das propriedades sísmicas dos monocristais, deve-se primeiramente determinar o sistema de referência usado nas constantes elásticas e nas medidas de orientação cristalográfica preferencial. De um modo geral as constantes elásticas dos minerais são medidas usando o sistema de coordenadas cristalino como sistema de referência, enquanto as orientações cristalográficas são determinadas através dos ângulos de Euler em relação ao sistema de referência da amostra. O sistema de coordenadas cristalográfico é definido como um conjunto de três ângulos de Euler que é específico para cada mineral (Bunge 1985). Esses três ângulos foram usados para calcular as principais direções cristalográficas dos cristais de quartzo e moscovita, onde cada uma dessas direções foi plotada em estereogramas diferentes (Fig. 6.1).

Para determinar as propriedades sísmicas dos monocristais, é necessário que seja feita a rotação de um dos sistemas de coordenadas em relação ao outro, de modo que os estereogramas apresentados possuam as mesmas características quanto ao sistema de referência. Essa relação pode ser feita através da equação 6.1

$$C_{ijkl}(g) = g_{im}g_{jn}g_{ko}g_{lp}C_{mnop}^0 \quad (6.1)$$

onde $g_{ij} = g(\phi_1, \varphi, \phi_2)$ é a matriz que permite a rotação do sistema de referência cristalográfico em direção ao sistema de referência da amostra, enquanto C_{mnop}^0 é o tensor de constante elástica no sistema de orientação cristalográfica (Babuska and Cara 1991; Lloyd and Kendall 2005). Assim, é possível combinar matematicamente a orientação do monocristal no sistema de referência da amostra com suas constantes elásticas e densidades através do determinante da equação de Christoffel (Cap. 2). Para calcular as propriedades sísmicas dos monocristais de quartzo e moscovita foram utilizadas as constantes elásticas determinadas experimentalmente em condições ambientes por McSkimin *et al.* (1965) para quartzo e Vaughan & Guggenheim (1986) representadas nas equações 6.2 e 6.3 respectivamente:

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} 0.8680 & 0.0704 & 0.1191 & -0.1804 & 0.0000 & 0.0000 \\ 0.0704 & 0.8680 & 0.1191 & 0.1804 & 0.0000 & 0.0000 \\ 0.1191 & 0.1191 & 1.0575 & 0.0000 & 0.0000 & 0.0000 \\ -0.1804 & 0.1804 & 0.0000 & 0.5820 & 0.0000 & 0.0000 \\ 0.0000 & 0.0000 & 0.0000 & 0.0000 & 0.5820 & -0.1804 \\ 0.0000 & 0.0000 & 0.0000 & 0.0000 & -0.1804 & 0.3988 \end{bmatrix} \quad (6.2)$$

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} 1.810 & 0.488 & 0.256 & 0.000 & -0.142 & 0.000 \\ 0.488 & 1.784 & 0.212 & 0.000 & 0.011 & 0.000 \\ 0.256 & 0.212 & 0.586 & 0.000 & 0.010 & 0.000 \\ 0.000 & 0.000 & 0.000 & 0.165 & 0.000 & -0.052 \\ -0.142 & 0.011 & 0.01 & 0.000 & 0.195 & 0.000 \\ 0.000 & 0.000 & 0.000 & -0.052 & 0.000 & 0.720 \end{bmatrix} \quad (6.3)$$

6.2.1.1 Magnitudes e direções de propagação de ondas sísmicas em monocristais de quartzo

As ondas compressoriais (P) nos monocristais de quartzo variam entre 5,32 km/s até 7,03 km/s, o que gera uma anisotropia (AV_p) da ordem de 27,7% (Fig. 6.1 a). A máxima velocidade

de propagação ($V_{p_{máx.}}$) é perpendicular aos planos romboédricos $\{r\}$ desse mineral, enquanto a velocidade de propagação mínima é perpendicular aos planos de romboedro $\{z\}$. A velocidade de propagação da onda de cisalhamento mais rápida varia (V_{s1}) entre 3,74 km/s e 5,11 km/s, resultando em uma anisotropia de 31,1%. A velocidade de máxima propagação dessas ondas ($V_{s1_{máx.}}$) ocorre paralelamente aos eixos- $\langle a \rangle$ dos monocristais, enquanto a velocidade mínima ($V_{s1_{min}}$) é perpendicular aos planos romboédricos $\{r\}$. As velocidades de propagação das ondas de cisalhamento mais lentas (V_{s2}) variam entre 3,30 km/s e 4,69 km/s, com anisotropia de 35%. Nesse caso, a V_{s2} máxima ($V_{s2_{máx.}}$) é paralela ao eixo- $\langle c \rangle$ do monocristal de quartzo, enquanto a V_{s2} mínima ($V_{s2_{min}}$) é paralela aos eixos- $\langle a \rangle$ desses cristais. O grau de birrefringência geral entre as duas ondas de cisalhamento (AV_s) é alto, e varia entre 0 e 43,19%. A anisotropia máxima ocorre paralelamente a orientação do eixo X, enquanto a mínima é perpendicular aos prismas de segunda ordem $\{a\}$. Essa mesma relação de orientação é observada no diagrama da diferença absoluta entre as ondas de cisalhamento (dV_s), que varia entre 0 km/s até 1,82 km/s.

Uma característica importante que é ressaltada nesses diagramas é que a simetria cristalina é refletida na distribuição das propriedades sísmicas anisotrópicas do monocristal de quartzo. Nos diagramas de distribuição das velocidades de propagação (V_p , V_{s1} & V_{s2}), a simetria trigonal é marcada pela repetição tripla das regiões de velocidades máximas e/ou mínimas. Já no caso da anisotropia total de ondas de cisalhamento e da diferença absoluta entre V_{s1} e V_{s2} , observa-se uma repetição sextupla das direções de máxima anisotropia no círculo primitivo (paralela aos planos basais), e tripla, ao longo do eixo- $\langle c \rangle$, o que reflete, respectivamente, a simetria pseudo-hexagonal e trigonal dos cristais de quartzo.

6.2.1.2 Magnitudes e direções de propagação de ondas sísmicas em monocristais de moscovita

Devido a simetria monoclinica dos cristais de moscovita, a relação entre as propriedades sísmicas anisotrópicas e as formas cristalinas desse mineral são mais complexas se comparadas com o quartzo. A propagação de uma onda em um desses cristais produz uma anisotropia mais forte que no quartzo, devido à forte anisotropia interna que esse mineral apresenta, que é materializada pela clivagem perfeita perpendicular à (001), mas também por ser um mineral menos simétrico que o quartzo.

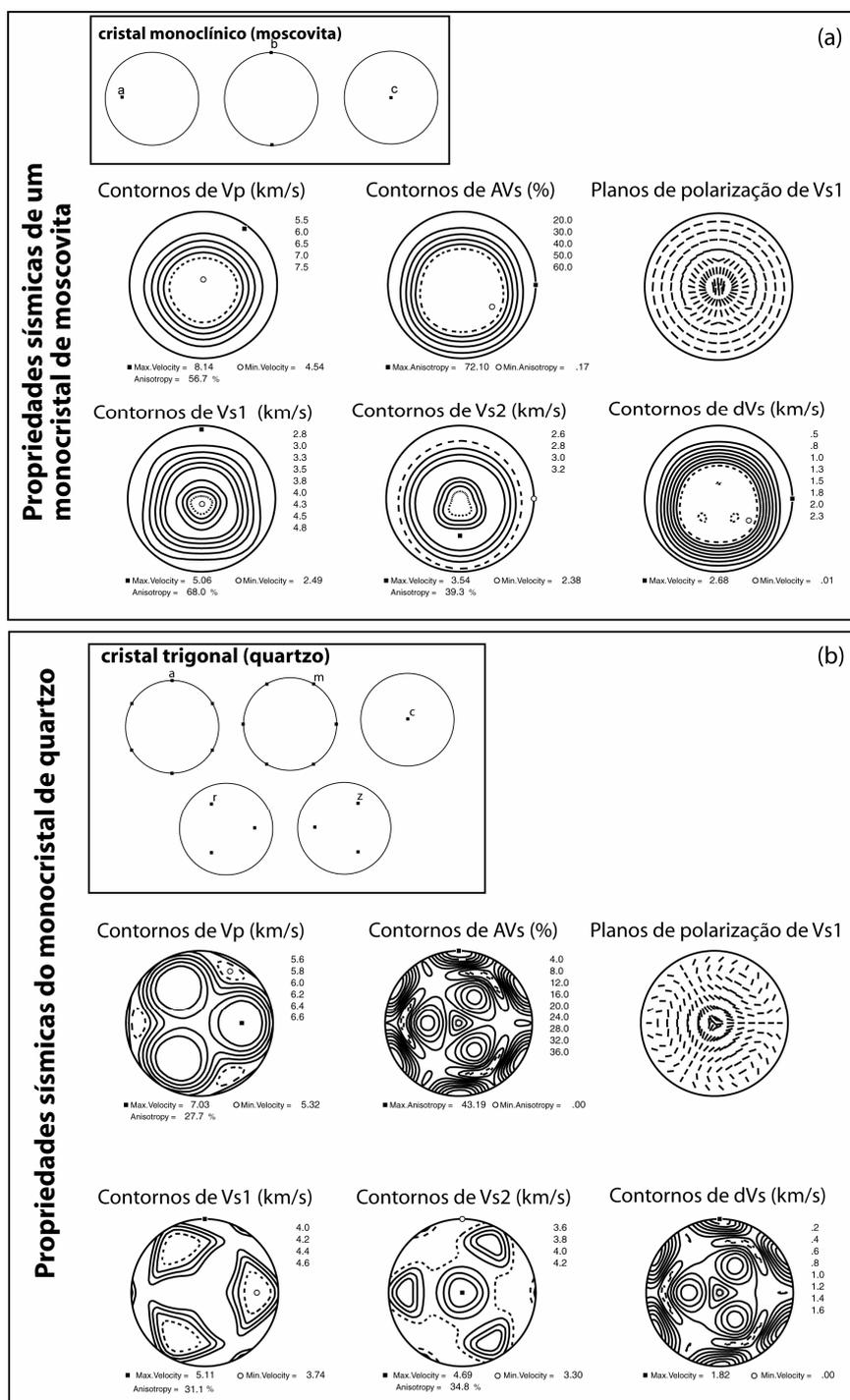


Figura 6.1 – Magnitudes e distribuição espacial das principais velocidades e anisotropias sísmicas em um monocristal de moscovita (a) e de quartzo (b), resultantes do cálculo do determinante da equação de Christoffel, a partir dos dados de constante elástica apresentados por Vaughan & Guggenheim (1986) e McSkimin *et al.* (1965). Nota-se importantes relações dessas propriedades sísmicas com as principais formas cristalinas de ambos os minerais. No caso do quartzo, tanto a simetria trigonal quanto a pseudohexagonal são refletidas nessas propriedades, como as repetições triplas (Vp, Vs1, Vs2, AVs e dVs) e sextuplas (AVs e dVs) observadas nos diagramas. No quadro em detalhe, são apresentados os principais eixos de um cristal monoclinico de moscovita e trigonal de quartzo.

A velocidade das ondas compressivas varia entre 4,54 km/s e 8,14 km/s, o que resulta em uma AV_p de aproximadamente 57% (Fig. 6.1 b). A $V_{p_{máx}}$ cai em uma posição intermediária entre (100) e (010) no círculo primitivo do estereograma, e a $V_{p_{mín}}$ é subparalela aos eixos (001). A variação V_{s1} é extremamente alta, entre 2,48 km/s até 5,06 km/s, o que gera uma anisotropia de 68%. A $V_{s1_{máx}}$ é paralela ao eixo (010), enquanto $V_{s1_{mín}}$ ocorre paralelamente ao eixo (001). A variação de velocidade da onda de cisalhamento mais lenta também é bastante alta no monocrystal de moscovita, entre 2,38 km/s até 3,54 km/s, com AV_{s2} de 39%. A $V_{s2_{mín}}$ é paralela a (001) enquanto a direção de maior velocidade cai em uma posição oblíqua a (001) e parece não possuir nenhuma relação com as formas cristalográficas do monocrystal de moscovita.

O grau de anisotropia entre as duas ondas de cisalhamento ortogonais também é bastante alto nos monocrystal de moscovita, e varia entre 0,17 % até 72,01%. A menor anisotropia é paralela ao eixo (001), e a máxima anisotropia ocorre em uma direção paralela à (010). A distribuição das anisotropias na figura de pólo é bastante semelhante à mostrada pelas ondas de cisalhamento mais rápidas. A diferença absoluta entre V_{s1} e V_{s2} varia entre 0,01 km/s até 2,68 km por segundo, e cuja distribuição é igual à figura de pólo das anisotropias.

De um modo geral a distribuição das velocidades e das anisotropias no monocrystal de moscovita ocorre predominantemente com os mínimos valores ocorrendo paralelamente a (001) e os máximos valores mais próximos as bordas dos estereogramas, perpendicularmente orientados em relação a (001) e paralelamente aos eixos (100) e (010). No Capítulo 7 esse tipo de distribuição é abordado em termos de variações internas nos elementos das constantes elásticas.

6.2.2 Propriedades sísmicas dos moscovita-quartzo milonitos estudados

6.2.2.1 Magnitudes

Com exceção da forte trama oblíqua de (001) de moscovita nas amostras PF-8 e PF-9, as distribuições das orientações cristalográficas são relativamente homogêneas nas cinco amostras de moscovita-quartzo milonitos estudadas. Por outro lado, as proporções modais entre quartzo e moscovita é bem variável nessas amostras (entre 16% e 28%). Esse último fator parece ser o responsável pela variação relativamente considerável das magnitudes das propriedades sísmicas entre uma amostra e outra (Figs. 6.2 – 6.6). Tanto as velocidades quanto as anisotropias são

resumidas na Tabela 6.1, mas são igualmente mostradas nas figuras de pólo de distribuição dessas propriedades.

As $V_{p_{\min}}$ variam entre 5,73 e 5,85 km/s, enquanto as $V_{p_{\max}}$ variam entre 6,26 e 6,32 km/s, o que resulta em uma AV_p variável entre 6,7% e 9,5%. As $V_{s1_{\min}}$ variam entre 3,82 e 3,90 km/s, enquanto a $V_{s1_{\max}}$ possui uma variação entre 4,07 e 4,22 km/s, com anisotropia entre 5,2% e 8%. A $V_{s2_{\min}}$ é menos variável, ficando entre 3,73 e 3,79 km/s, e a $V_{s2_{\max}}$ varia entre 3,95 e 4,09 km/s. Isso gera uma anisotropia variável entre 4,9 % e 8,4 %. Tanto as velocidades de propagação quanto as anisotropias dessas ondas isoladas são consistentes com os dados apresentados na literatura (*e.g.* Mainprice *et al.* 1990; Christensen & Mooney 1995; Lloyd & Kendall 2005).

Nas amostras estudadas, o grau de birrefringência entre as duas ondas de cisalhamento varia entre 0,08% até aproximadamente 11%, anisotropia essa considerada bastante significativa em termos de anisotropias calculadas em outros litotipos crustais (*e.g.* Seront *et al.* 1993; Burlini *et al.* 1998; Punturo *et al.* 2005). A diferença absoluta entre as velocidades de ondas de cisalhamento V_{s1} e V_{s2} apresentam resultados variáveis entre 0 e 0,43 km/s.

A V_p em uma direção perpendicular ao plano de foliação do sistema de referência (paralelas a Z) variam entre 5,9 km/s até 6,1 km/s, enquanto as V_{s1} nessa mesma orientação variam entre 3,8 e 4,1 km/s, e as V_{s2} , entre 3,8 e 3,9 km/s.

De um modo geral, a maioria das velocidades de propagação das ondas sísmicas são relativamente similares entre si e mostram uma distribuição linear bem marcada na relação amostra *versus* velocidade. Contudo, como demonstrado na Tabela 6.1 e nas figuras 6.7 e 6.8, algumas amostras mostram variações em algumas dessas velocidades e anisotropias, se comparadas com as mesmas propriedades das outras amostras do mesmo grupo. As variações mais intensas nas velocidades de propagação ocorrem nas amostra PF-6 e PF-8, principalmente nas V_{s1} e V_{s2} máxima, e na amostra PF-8, na $V_{s2_{\min}}$. Das cinco amostras estudadas, a mais anisotrópica parece ser a PF-6, onde tanto as anisotropias independentes para cada tipo de onda, quanto AV_s e dVs possuem valores mais altos que as outras quatro amostras. As amostras PF-8 e PF-10 possuem também um comportamento mais anisotrópico, mas limitado às anisotropias das ondas de cisalhamento.

Amostra	Vp mín. (km/s)	Vp máx. (km/s)	AVp (%)	Vs1 mín. (km/s)	Vs1 máx. (km/s)	AVs1 (%)	Vs2 mín. (km/s)	Vs2 máx. (km/s)	AVs2 (%)	AVs mín. (%)	AVs máx. (%)	dVs mín. (km/s)	dVs máx. (km/s)
PF-6	5,730	6,300	9,500	3,890	4,220	8,000	3,760	4,090	8,400	0,18	10,710	0,01	0,43
PF-7	5,850	6,260	6,700	3,820	4,070	6,300	3,730	3,960	6,100	0,29	6,910	0,01	0,27
PF-8	5,830	6,280	7,300	3,900	4,150	6,200	3,790	3,980	5,100	0,08	7,710	0	0,31
PF-9	5,850	6,280	7,100	3,880	4,090	5,200	3,760	3,950	4,900	0,13	7,290	0	0,29
PF-10	5,850	6,320	7,800	3,880	4,130	6,400	3,740	3,950	5,400	0,21	9,530	0,01	0,38
Média	5,822	6,288	7,680	3,874	4,132	6,420	3,756	3,986	5,980	0,178	8,430	0,006	0,336

Tabela 6.1 – Sumário das principais propriedades sísmicas calculadas para as amostras numeradas na primeira coluna, juntamente com a média desses dados. Vp_{mín.} e Vp_{máx.} referem-se as velocidades mínimas e máximas de propagação das ondas P. Vs1_{mín.}, Vs1_{máx.}, Vs2_{mín.} e Vs2_{máx.} referem-se as velocidades mínimas e máximas de propagação das ondas de cisalhamento rápidas e lentas. AVp, AVs1 e AVs2 referem-se as anisotropias dessas ondas isoladas. AVs_{mín.} e AVs_{máx.} Mostram o menor e o maior grau de birrefringência entre as duas ondas de cisalhamento ortogonais, enquanto dVs_{mín.} e dVs_{máx.} referem-se aos valores mínimos e máximos da diferença absoluta entre essas ondas.

Também foram calculadas as velocidades de propagação utilizando o pressuposto dessas amostras serem isotrópicas. Tanto para as ondas P quanto para as ondas S calcula-se a média aritmética entre as máximas e mínimas velocidades de propagação dentro do material anisotrópico. Assim, no caso das ondas P, a fórmula a ser utilizada é (Eq. 6.4),

$$Vp_{iso} = \frac{Vp_{max} + Vp_{min}}{2} \quad (6.4)$$

enquanto as Vs em um meio isotrópico é calculado através da equação 6.5.

$$Vs_{iso} = \frac{Vs_{1max} + Vs_{1min} + Vs_{2max} + Vs_{2min}}{4} \quad (6.5)$$

As velocidades das ondas P em um meio isotrópico variam entre 6,005 km/s (amostra PF-6) até 6,085 km/s (PF-10) enquanto a variação nas velocidades de propagação das ondas S gira em torno de 3,872 km/s (PF-7) e 3,955 km/s (PF-8).

Os coeficientes de Poisson foram determinados para a amostras isotrópicas e para a direção perpendicular à foliação (//Z), através da equação 6.6. Nessa equação, Vp e Vs referem-se as velocidades de propagação considerando o agregado como isotrópico ou as velocidades exatamente paralelas ao pólo da foliação nos estereogramas. Esse coeficiente representa a razão entre as deformações transversais e longitudinais em um corpo sólido. Sua amplitude de variação é pouco sensível à variações das condições de pressão e temperatura da deformação, mas bastante influenciado pela composição modal das rochas, permitindo assim a identificação de diferentes litotipos (Ji *et al.* 1993; Siegesmund & Kern 1990; Bascou 2002).

$$\sigma = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{(Vp/Vs)^2 - 1} \right] \quad (6.6)$$

Os coeficientes de Poisson calculados considerando as amostras isotrópicas variaram entre 0,10829 (PF-6) e 0,14705 (PF-7). Perpendicularmente ao plano de foliação do sistema de referência esse coeficiente varia entre 0,094 (PF-6) e 0,145 (PF-7). Em ambos os casos o

parâmetro reflete a composição modal da amostra PF-6, que é a mais rica em quartzo e mais pobre em muscovita, enquanto a amostra PF-7 não é a que possui menor valor modal de quartzo (Tabela 6.2). Contudo, como as porcentagens de quartzo nas amostras PF-7, PF-9 e PF-10 são muito próximas (a variação é $< 1\%$), a utilização desse parâmetro fica comprometida nas mesmas.

6.2.2.2 Direções de propagação

Através dos dados calculados, foi possível estabelecer algumas relações bastante consistentes entre as propriedades sísmicas e os padrões de distribuição das formas cristalográficas de quartzo e moscovita. Apesar do quartzo ser a fase dominante nessas rochas, as propriedades sísmicas anisotrópicas nos monocristais de moscovita são bem mais fortes que aquelas observadas no monocristal de quartzo. Isso significa que a presença de moscovita no agregado deve exercer algum tipo de interferência relativamente consistente na distribuição espacial das velocidades e anisotropias, principalmente se considerarmos que a percentagem modal desse mineral não é tão baixa.

Em relação à orientação preferencial dos cristais de quartzo, a $V_{p_{máx}}$ é paralela ou subparalela a mínima concentração de eixos- $\langle a \rangle$ em três das amostras estudadas (PF-7, PF-8 e PF-10). As amostras PF-9 e PF-10 mostram também que a $V_{p_{máx}}$ pode ser controlado pela forte orientação dos romboedros $\{z\}$, enquanto na amostra PF-10 a $V_{p_{máx}}$ é paralelo à máxima concentração dos eixos de prismas $\{m\}$. A velocidade mínima de propagação dessas ondas é paralela à máxima concentração de eixos- $\langle r \rangle$ em quatro amostras (PF-6, PF-8, PF-9 e PF-10). A $V_{p_{mín}}$ também é perpendicular aos prismas de segunda ordem $\{a\}$ e paralelo à mínima concentração de eixos- $\langle c \rangle$ e eixos- $\langle z \rangle$ na amostra PF-6, enquanto nas amostras PF-7 e PF-8 a $V_{p_{mín}}$ é paralela a máxima concentração de eixos- $\langle c \rangle$.

A distribuição das $V_{s1_{máx}}$ e $V_{s1_{mín}}$ é bastante variável. Nas amostras PF-6 e PF-9 a $V_{s1_{máx}}$ é paralela a mínima concentração de eixos- $\langle a \rangle$, enquanto na amostra PF-8 essa velocidade é paralela à máxima concentração desses eixos. No caso da amostra PF-6, a $V_{s1_{máx}}$ também é paralela à mínima concentração dos eixos- $\langle m \rangle$, enquanto a amostra PF-10 a $V_{s1_{máx}}$ é perpendicular às formas romboédricas $\{r\}$ dos cristais de quartzo. A direção de propagação da $V_{s1_{mín}}$ pode tanto ser perpendicular quanto paralela aos planos romboédricos $\{z\}$.

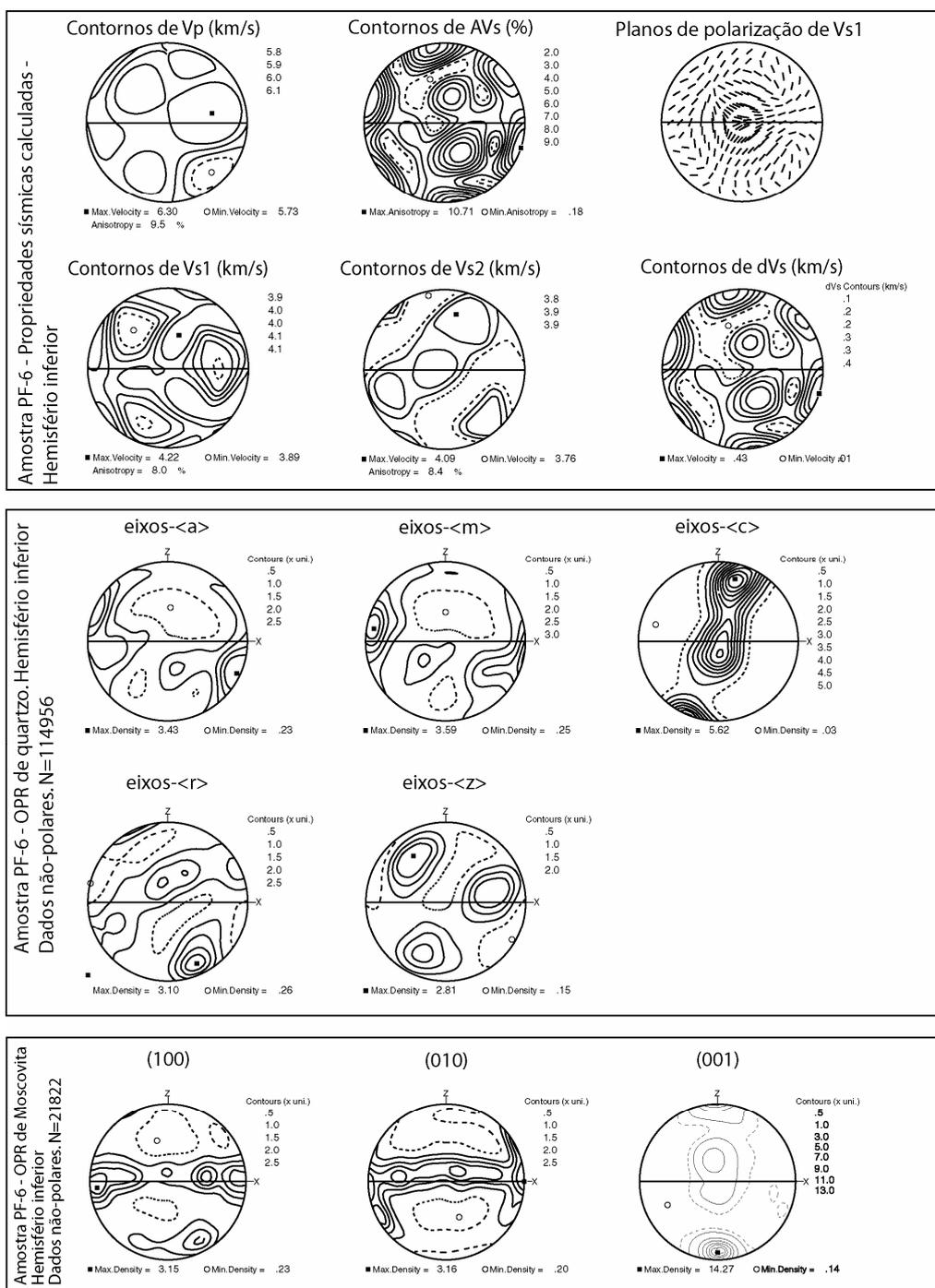


Figura 6.2 – Distribuição tridimensional das propriedades sísmicas e figuras de pólo com as distribuições preferenciais de quartzo e moscovita da amostra PF-6. Vp, Vs1 e Vs2 referem-se, respectivamente, as velocidades das ondas compressonais e de cisalhamento rápida e lenta, enquanto AVs e dVs referem-se a anisotropia geral e a diferença absoluta entre essas duas ondas de cisalhamento ortogonais. Observa-se uma fraca concentração de eixos (001) próximos do eixo Y do sistema de referência, com eixos (100) e (010) alinhados perfeitamente com o plano de foliação do sistema de referência. N=número de orientações cristalográficas obtidas em cada mineral. Detalhes no texto.

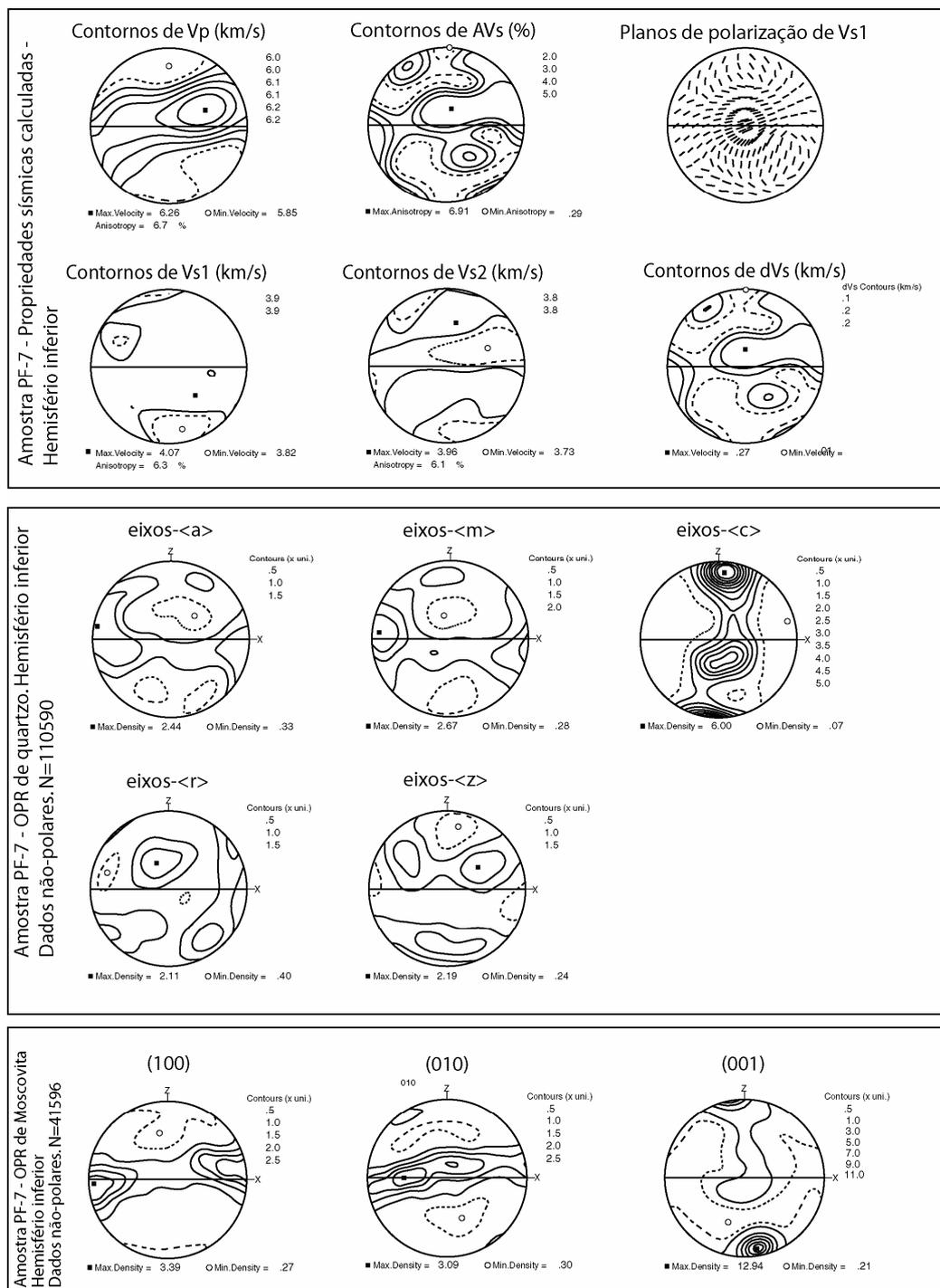


Figura 6.3 – Distribuição tridimensional das propriedades sísmicas e figuras de pólo com as distribuições preferenciais de quartzo e moscovita da amostra PF-7. Vp, Vs1 e Vs2 referem-se, respectivamente, as velocidades das ondas compressoriais e de cisalhamento rápida e lenta, enquanto AVs e dVs referem-se a anisotropia geral e a diferença absoluta entre essas duas ondas de cisalhamento ortogonais. Nessa amostra, a concentração de eixos (001) próximos do eixo Y do sistema de referência é a mais fraca das 5 amostras estudadas, com eixos (100) e (010) alinhados levemente oblíquos com o plano de foliação do sistema de referência. Note como os contornos de Vp, Vs2, AVs e dVs desenvolvem-se paralelamente à guirlanda desses dois últimos eixos. N=número de orientações cristalográficas obtidas em cada mineral. Detalhes no texto.

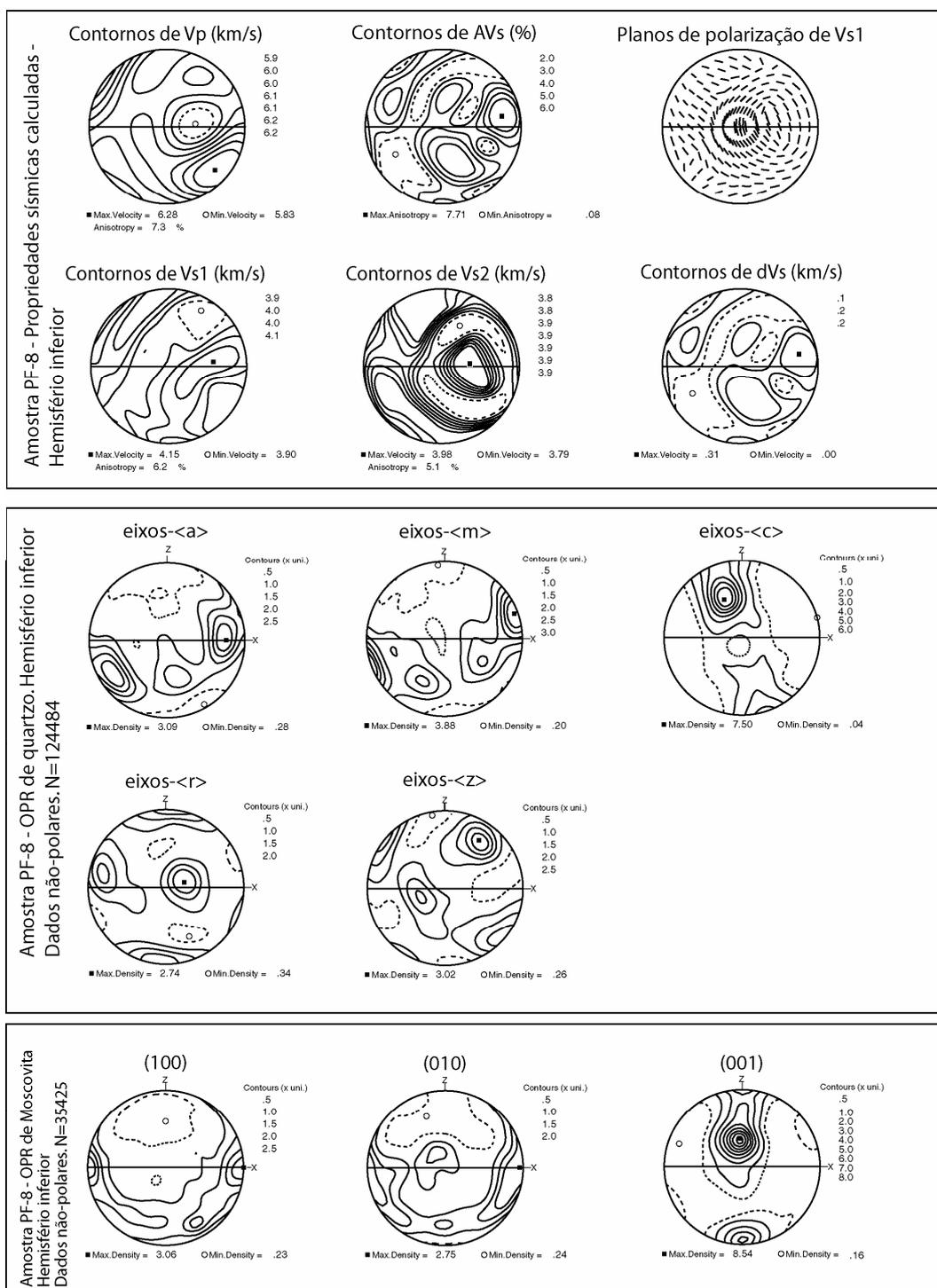


Figura 6.4 – Distribuição tridimensional das propriedades sísmicas e figuras de pólo com as distribuições preferenciais de quartzo e moscovita da amostra PF-8. Vp, Vs1 e Vs2 referem-se, respectivamente, as velocidades das ondas compressoriais e de cisalhamento rápida e lenta, enquanto AVs e dVs referem-se a anisotropia geral e a diferença absoluta entre essas duas ondas de cisalhamento ortogonais. Nota-se uma forte concentração de eixos (001) de moscovita próximos de Y do sistema de referência, o que interfere na determinação das propriedades sísmicas e de suas distribuições espaciais. N=número de orientações cristalográficas obtidas em cada mineral. Detalhes no texto.

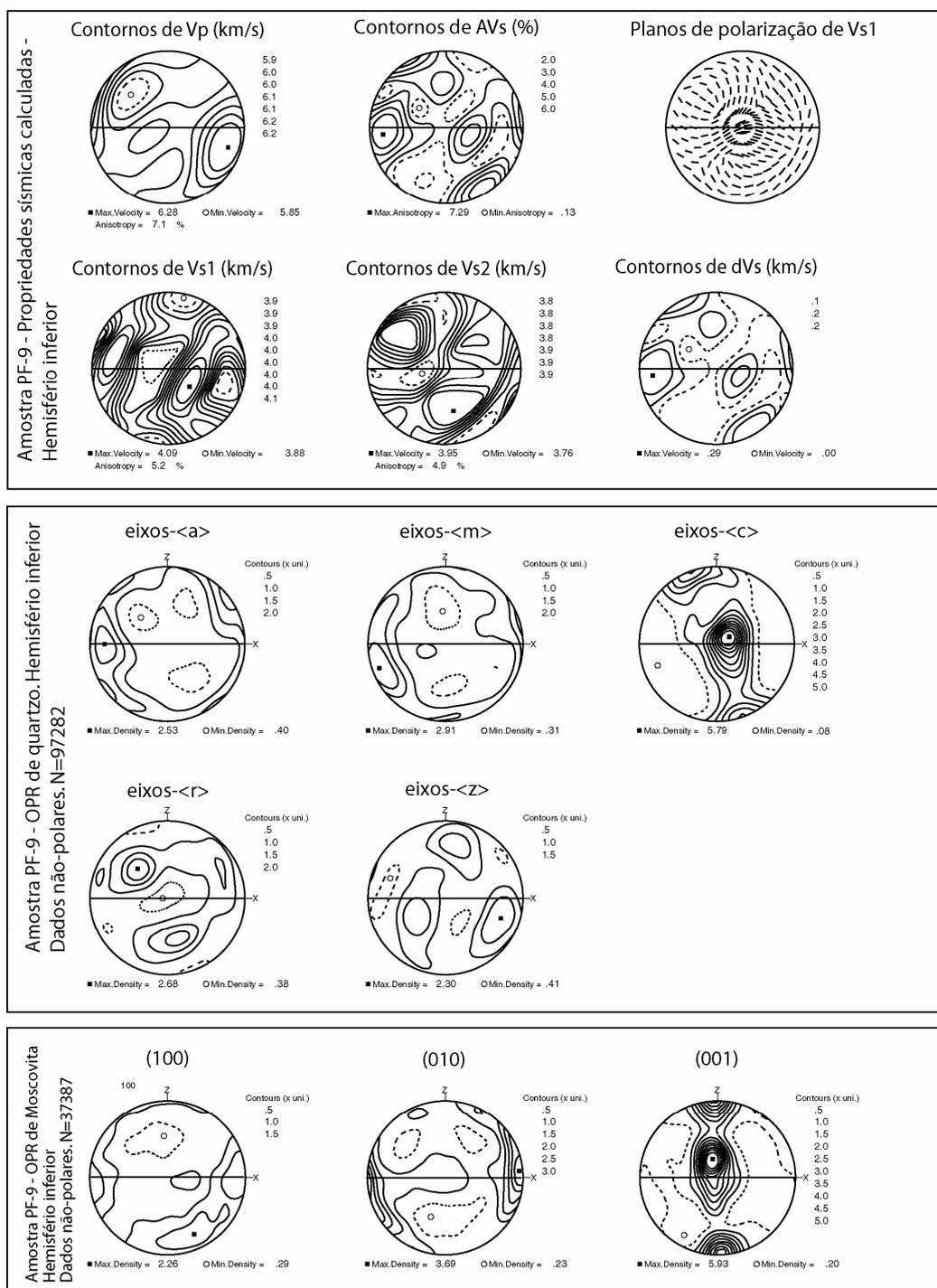


Figura 6.5 – Distribuição tridimensional das propriedades sísmicas e figuras de pólo com as distribuições preferenciais de quartzo e moscovita da amostra PF-9. Vp, Vs1 e Vs2 referem-se, respectivamente, as velocidades das ondas compressoriais e de cisalhamento rápida e lenta, enquanto AVs e dVs referem-se a anisotropia geral e a diferença absoluta entre essas duas ondas de cisalhamento ortogonais. Nessa amostra, observa-se duas concentrações fortes de eixos (001), uma paralelamente ao eixo Z de referência, e uma próxima de Y. A distribuição dos eixos (100) e (010) também é bastante contrastante com as outras amostras analisadas, o que resulta em mudanças importantes na distribuição espacial dos máximos e mínimos das velocidades e suas anisotropias. N=número de orientações cristalográficas obtidas em cada mineral. Detalhes no texto.

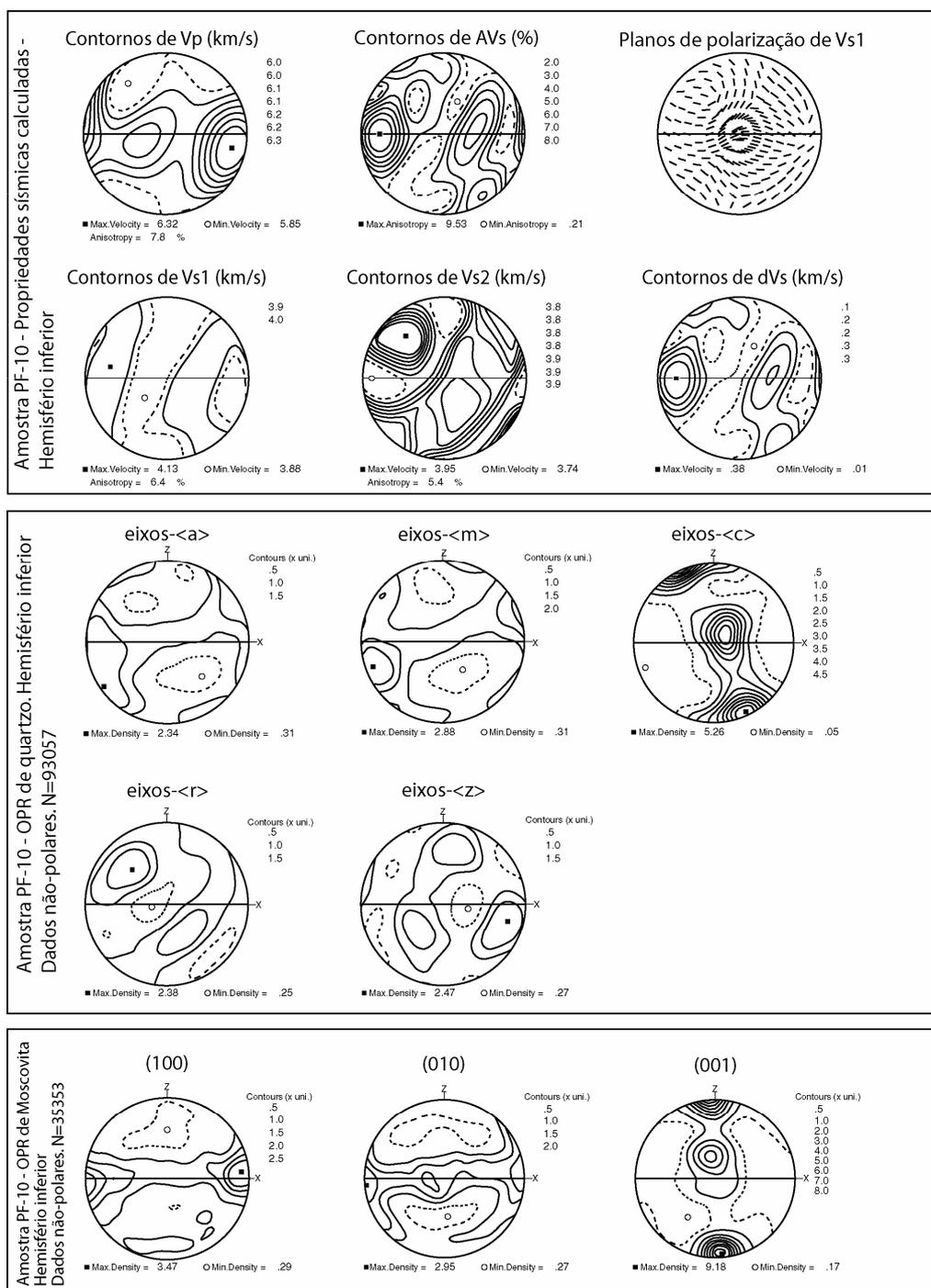


Figura 6.6 – Distribuição tridimensional das propriedades sísmicas e figuras de pólo com as distribuições preferenciais de quartzo e moscovita da amostra PF-7. Vp, Vs1 e Vs2 referem-se, respectivamente, as velocidades das ondas compressoriais e de cisalhamento rápida e lenta, enquanto AVs e dVs referem-se a anisotropia geral e a diferença absoluta entre essas duas ondas de cisalhamento ortogonais. Nessa amostra a concentração de (001) próximo ao eixo Y de referência é menor, enquanto (100) e (010) formam uma guirlanda paralela ao plano XY de referência. Essa forte concentração permite que os contornos de máxima velocidade de ondas P também formem uma guirlanda paralela a guirlanda desses dois eixos. N=número de orientações cristalográficas obtidas em cada mineral. Detalhes no texto.

As V_{s2} se propagam paralelamente aos planos romboédricos $\{z\}$ ou paralelamente à máxima concentração de eixos- $\langle c \rangle$ dos cristais de quartzo. Contudo, outras formas cristalográficas podem contribuir significativamente para a propagação da velocidade máxima de V_{s2} , como os prismas de segunda ordem $\{a\}$ e os romboedros $\{r\}$.

A anisotropia máxima das ondas de cisalhamento, dada pelos diagramas de AVs e dVs, é paralela à máxima concentração de eixos- $\langle a \rangle$ nas amostras PF-6, PF-8 e PF-9, enquanto na PF-8, PF-9 e PF-10 o máximo de anisotropia é paralelo à concentração máxima de $\langle m \rangle$ e mínima de $\langle c \rangle$.

A relação direta entre o $AV_{s_{min}}$ e as formas cristalográficas do quartzo são mais complexas. Os mínimos valores de AVs e dVs podem ser paralelos a mínima concentração de pólos das formas prismáticas (PF-6 e PF-9), a máxima concentração de eixos- $\langle c \rangle$ (PF-7), a máxima concentração de pólos de $\langle z \rangle$ (PF-6 e PF-7), ou ainda paralelo a mínima concentração dos eixos desses últimos romboedros (PF-10).

A influência da orientação cristalográfica das lamelas de moscovita nas amostras estudadas é relativamente forte. A $V_{p_{max}}$ é paralela aos pólos de (100) e à lineação de estiramento do sistema de referência na amostra PF-6, enquanto na amostra PF-9 essa mesma propriedade é paralela aos pólos de (010). Na amostra PF-10 a $V_{p_{max}}$ é paralela tanto aos pólos de (100) quanto de (010). A $V_{s1_{max}}$ é subparalela as mínimas concentrações de eixos de (100) e (010), enquanto a $V_{s1_{min}}$ é subparalela a mínima concentração de pólos de (100) e (001). Na amostra PF-7, a $V_{s1_{min}}$ é perpendicular aos planos basais da moscovita.

As ondas S mais lentas parecem ser controladas basicamente pela orientação cristalográfica dos cristais de quartzo, mas $V_{s2_{max}}$ e $V_{s2_{min}}$ também são subparalelas às mínimas e máximas concentrações de pólos de (100) respectivamente, na amostra PF-7. Na amostra PF-9 essa relação é inversa, e a $V_{s2_{max}}$ é paralela à máxima concentração de eixos de (100) e $V_{s2_{min}}$ paralela à mínima concentração de eixos de (100). A $AV_{s_{max}}$ é subparalela a máxima concentração de eixos de (010) nas amostras PF-6, PF-7, PF-9 e PF-10. A mínima anisotropia é perpendicular aos planos basais de moscovita nas amostras PF-9 e PF-10.

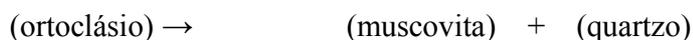
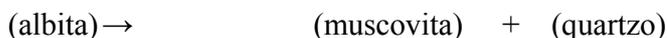
Uma feição importante e particular da amostra PF-6 é que a distribuição das velocidades (V_p , V_{s1} e V_{s2}) dentro da rede estereográfica mostra a mesma simetria trigonal observada nas figuras de distribuição das ondas sísmicas dentro do monocristal de quartzo. Isso sugere uma contribuição bastante forte da orientação preferencial desse mineral na determinação das

distribuições das propriedades sísmicas no interior da amostra PF-6. Os desvios apresentados nos máximos e mínimos dessas velocidades provavelmente são reflexo da interferência ocasionada pelas lamelas de moscovita. Distribuições que reflitam as propriedades de simetria de um monocrystal em um agregado policristalino são bastante raras de serem observadas. Isso ocorre porque o desenvolvimento de orientações cristalográficas preferenciais tende a causar a dispersão dessas propriedades, como discutido abaixo. Apesar de ser menos óbvia, essa simetria ainda pode ser observada nas figuras de pólo das formas cristalográficas do quartzo dessa amostra, particularmente em relação às dos romboedros {r} e {z}.

6.3 Discussão

As crostas média e crosta inferior são mineralogicamente e estruturalmente complexas. Isso se deve a: (i) grande quantidade de minerais de baixa simetria cristalográfica; (ii) ocorrência de reações metamórficas e hidrotermais ocasionando mudanças importantes nas rochas; e (iii) presença de variados tipos de estruturas e geometrias, que registram diretamente as variações das propriedades reológicas nesses dois ambientes (*e.g.* Carter & Tsenn 1987; Moores & Twiss 1995). A atuação conjunta dessas variáveis em diferentes níveis provoca modificações importantes em porções significativas desses ambientes.

Na crosta média e inferior, o desenvolvimento de zonas de alta deformação geralmente ocasiona a formação de orientações cristalográficas preferenciais dos minerais e favorece o desenvolvimento de reações metamórficas para a substituição de minerais reologicamente mais competentes por fases menos resistentes à deformação (*e.g.* Mainprice *et al.* 1990; Jefferies *et al.* 2006). A mudança na mineralogia de uma rocha ocasiona dois efeitos principais em suas propriedades sísmicas. O primeiro deles é a mudança na densidade do agregado policristalino, que pode sofrer modificações drásticas se as reações químicas forem pervasivas por todo material e se a composição da rocha for muito rica na fase mais resistente ao processo deformacional. O outro efeito importante é que essas mudanças de fase podem dar origem a minerais muito mais anisotrópicos do que seus predecessores. Um exemplo típico é o caso de zonas de alta deformação de fácies xisto verde com abundância de fluídos afetando rochas ricas em feldspato alcalino e plagioclásio sódico. Nessas condições, ambos os minerais sofrem reações de amolecimento devido a presença de água no sistema, seguindo as reações:



O resultado dessas reações é a geração de seqüências de quartzo milonitos intercalados com filonitos de espessuras variadas (*e.g.* Imber *et al.* 1997; Jefferies *et al.* 2006). Essas duas rochas no interior de uma zona de cisalhamento possuirão propriedades sísmicas bastante contrastantes entre si, e diferentes das apresentadas pelo seu protólito.

Além disso, a ocorrência de quartzitos intercalados com rochas metapelíticas é bastante comum em associações de margem continental passiva metamorfisadas e deformada por processos orogenéticos em ambientes colisionais. Apesar desta última situação ser a mais plausível para explicar a intercalação entre rochas metassedimentares de composições variadas na região de Saas Fee, a interpretação dos resultados de anisotropia sísmica nos moscovita-quartzo milonitos estudados pode ser utilizada para ambos os casos. Isso ocorre porque os processos responsáveis pela deformação, recristalização e formação de orientações preferenciais podem ocorrer em ambos os ambientes, gerando microestruturas e tramas cristalográficas semelhantes, se ambas as rochas forem deformadas em condições metamórficas e de deformação semelhantes.

6.3.1 Comparação entre as velocidades e anisotropias calculadas com os dados de quartzitos e quartzo milonitos

As velocidades e anisotropias sísmicas calculadas a partir dos dados de orientação cristalográfica das amostras PF-6 - PF-10 são bastante coerentes com os resultados apresentados por diversos autores para rochas ricas em quartzo. Segundo Mainprice *et al.* (1990) as V_p nos milonitos quartzíticos das Linhas de Simplon (LS) e Insúbrica (LI) variam entre 5,7 km/s e 6,7km/s, com uma anisotropia variável entre 10% e 12% para as amostras da LS e entre 7% e

14% para as amostras da LI. A dVs entre as ondas S varia entre 0 km/s e 0,6 km para as amostras da LS e entre 0 km/s e 0,8 km/s nos quartzo milonitos da Linha de Insúbrica. Em um estudo posterior, Mainprice *et al.* (1993) demonstra que as Vp nos quartzitos de Tongue variam entre 5,8 km/s e 6,5 km/s, o que fornece uma anisotropia de 11,3%.

No trabalho de Lloyd & Kendall (2005) as velocidades de propagação e anisotropias de ondas sísmicas P e S foram determinadas para amostras coletadas ao longo de uma zona de cisalhamento decimétrica. Nesse estudo foi demonstrado que as Vp variam entre 5,66 km/s até 6,47 km/s, enquanto as Vs1 variam entre 3,83 km/s e 4,5 km/s. As Vs2 possuem velocidades mais lentas, entre 3,7 km/s e 4,38 km/s. A variação das Vp em direção ao centro da zona de alta deformação é bastante pequena. Por outro lado, a AVp aumenta de 11% fora dessa zona para 12,8% no limite entre o muro e região de mais alta deformação, onde a anisotropia de ondas compressionais é igual a 12,5%. A anisotropia das ondas S isoladas é mais significativa em direção à rocha milonítica madura, variando de 7% até 15% para Vs1 e entre 6% até 15% para Vs2, fora da zona de cisalhamento e no quartzo milonito maduro respectivamente. Esse mesmo contraste de velocidades das ondas S também é refletido em seu grau de birrefringência, que muda de 9,49% ou 0,4 km/s no muro da zona de alta deformação e atinge 16,15% (ou 0,7 km/s) dentro da rocha quartzo milonítica.

Christensen & Mooney (1995) determinaram experimentalmente em condições variáveis de pressão e temperatura as velocidades de propagação de ondas P em uma amostra de quartzito. As velocidades obtidas variaram entre 5,85 km/s e 6,15 km/s, com uma anisotropia média resultante entre 1% e 3,2%. Também sob condições experimentais variadas, Punturo *et al.* (2006) demonstrou que as velocidades de ondas P em quartzitos variam 5,62 km/s e 5,97 km/s em temperaturas constantes e pressões variáveis entre 25 e 600 MPa e entre 5,94 km/s e 5,49 km/s com pressão constante de 600 MPa e temperatura variando entre 100°C e 600°C. As anisotropias médias obtidas variaram entre 7,93% e 4,14% nos experimentos de temperatura constante, e entre 5,8% e 6,76% nos de pressão constante. Nesse mesmo trabalho, as velocidades das ondas de cisalhamento variaram entre 3,44 km/s - 3,55 km/s (pressão variada) e 3,51 km/s - 3,26 km/s (temperatura variada), com uma birrefringência variável entre 0,03 km/s e 0,09 km/s.

De maneira geral as velocidades mínimas de propagação de ondas P e S (tanto Vs1 quanto Vs2) são ligeiramente maiores nas amostras PF-6 – PF-10 se comparadas com os resultados dos estudos supracitados, enquanto as velocidades máximas de propagação e a anisotropia de ondas

compressionais e de cisalhamento são ligeiramente inferiores às velocidades obtidas nesses trabalhos. Tanto os estudos experimentais quanto os que utilizaram o método de cálculo indireto para a quantificação das propriedades sísmicas nos quartzo milonitos utilizaram amostras quase que puramente compostas por quartzo (geralmente >99%). As amostras estudadas no presente capítulo, contudo, possuem uma percentagem modal de moscovita variável entre 16% e 28%. A presença de uma quantidade modal relativamente grande de muscovita em qualquer agregado sob condições de deformação induz a formação de uma trama bastante marcante no mesmo. Além disso, a anisotropia das propriedades sísmicas do monocristal de moscovita é mais forte que no monocristal de quartzo, de forma que de alguma maneira essas propriedades deverão interferir positivamente ou negativamente para as propriedades sísmicas do agregado geral, além de modificar a densidade do mesmo.

De fato, quantidades modais variáveis entre 10 e 30% de moscovita em um agregado de quartzo causam uma interferência negativa nas propriedades sísmicas do agregado de quartzo como um todo (Figs. 6.10 e 6.11). Como sugerido por Mainprice *et al.* (1990) e demonstrado novamente no presente trabalho, essa interferência ocasiona a diminuição das velocidade máximas de propagação das ondas P e S, e um leve aumento nas velocidades mínimas. Em primeiro lugar podemos tomar como exemplo as 5 amostras estudadas, que apresentam uma variação modal de muscovita entre 16% (PF-6) e $\cong 28\%$ (PF-7, PF-9 e PF-10). Nessas, a $V_{p_{máx.}}$ e a $V_{p_{mín.}}$, bem como a $V_{s1_{mín.}}$ são constantes em todas as amostras. Por outro lado, as $V_{s1_{máx.}}$ e as $V_{s2_{máx.}}$ são bem maiores na amostra PF-6 e relativamente constantes nas amostras com quantidade de muscovita por volta de 28% (Fig. 6.7). O gráfico das relações de anisotropia entre as amostras mostra que todas as anisotropias são maiores na amostra com menor quantidade modal de moscovita, enquanto os menores valores são encontrados na amostra PF-9, que possui a maior porcentagem modal desse mineral (Fig. 6.8). Valores intermediários dessa propriedade podem ficar mais difusos no gráfico, tendo em vista que em três das cinco amostras a diferença entre a proporção modal de moscovita é $< 1\%$.

Esse efeito fica claro também na comparação entre as propriedades sísmicas dos agregados e as figuras de pólo dos cristais de moscovita. Nas cinco amostras estudadas o pólo de $V_{p_{mín.}}$ cai sistematicamente próximo à região do pólo das guirlandas de eixos (100) e (010). Isso significa que a velocidade de ondas P é sempre menor em uma posição perpendicular à uma foliação marcada por muscovitas. Dessa maneira, a adição de um volume limitado de muscovita

faz com que as anisotropias do agregado no geral decresçam, mas a anisotropia paralela à foliação aumente.

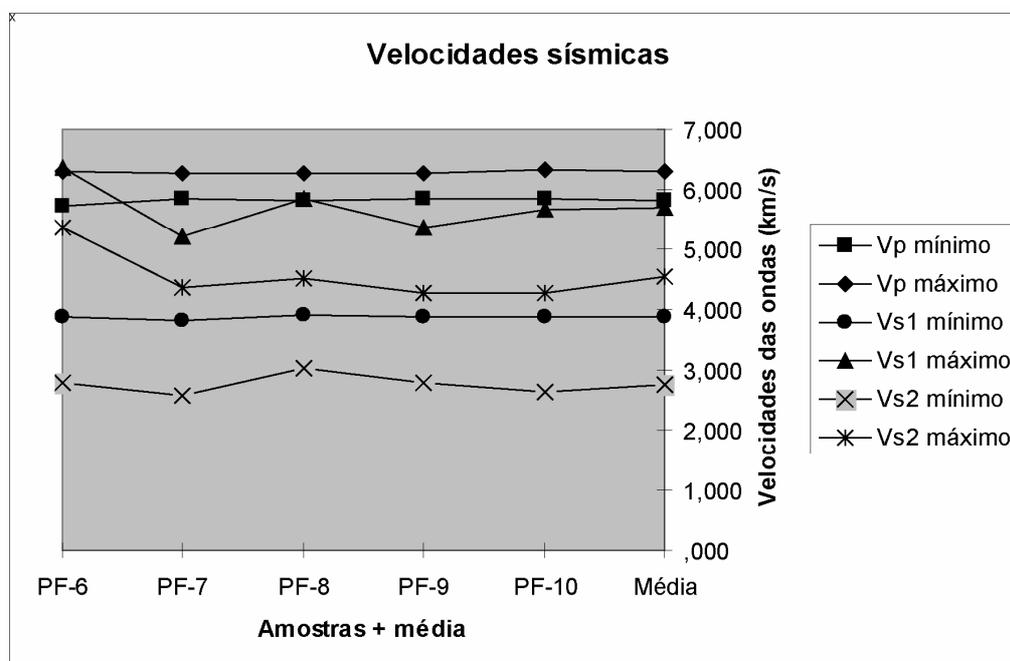


Figura 6.7 – Gráfico ilustrando as velocidades de propagação máximas e mínimas para as ondas P, S1 e S2 em cada uma das amostras analisadas, além da média das mesmas. Note como Vs1máx. e Vs2máx. são consideravelmente maiores na amostra PF-6, e como as velocidades das ondas P e a Vs1mín. são bastante constantes em todas as amostras, apesar das variações nas composições modais e de textura cristalográfica.

Para corroborar esse pressuposto, foram calculados os coeficientes de reflexão para incidência perpendicular de ondas sísmicas, através da Equação 6.7, como sugerido por Mainprice *et al.* (1990).

$$R_C = \frac{(\rho_m V_{P_m} - \rho_r V_{P_r})}{(\rho_m V_{P_m} + \rho_r V_{P_r})} \quad (6.7)$$

onde ρ é a densidade, V_p é a velocidade das ondas compressoriais e os subscritos *m* e *r* referem-se a essas propriedades nos milonitos e no agregado policristalino randômico. Como o cálculo das velocidades de propagação no agregado de orientação aleatória utiliza as velocidades calculadas para o milonito, já levando em consideração sua percentagem modal de muscovita, então $\rho_m = \rho_r$, fazendo com que o coeficiente de reflexão seja dependente apenas das velocidades

do milonito e do agregado randômico. Tomando-se como exemplo a amostra PF-6, que possui uma percentagem modal de 16% de moscovita, pode-se deduzir que se o efeito desse mineral for desconsiderado no cálculo das propriedades sísmicas, teremos que $V_{p_{\min}}=5,69$ km/s, $V_{p_{\max}}=6,32$ km/s ($AV_p=10,5\%$) e $V_{p//Z} = 6,2$ km/s, o que resulta em uma $V_{p_{\text{iso}}}$ de 6,005 km/s e um $R_c=0,015$. Por outro lado, levando-se em consideração os 28% de moscovita, temos que $V_{p//Z}=5,9$ km/s, e o fator R_c é igual a 0,009. Se realizarmos o mesmo processo para a amostra PF-7, com quase 28 % de moscovita, temos que $V_{p_{\max}}=6,27$ km/s, $V_{p_{\min}}=5,72$ km/s ($AV_p=8,2\%$) e $V_{p//Z}= 6,1$ km/s, enquanto na amostra real esses mesmos fatores são 6,22km/s, 5,82km/s, 6,7% e 5,9km/s, respectivamente. O cálculo de R_c para amostra sem quartzo revela um valor de 0,006, enquanto na amostra real esse valor já sobe para 0,01.

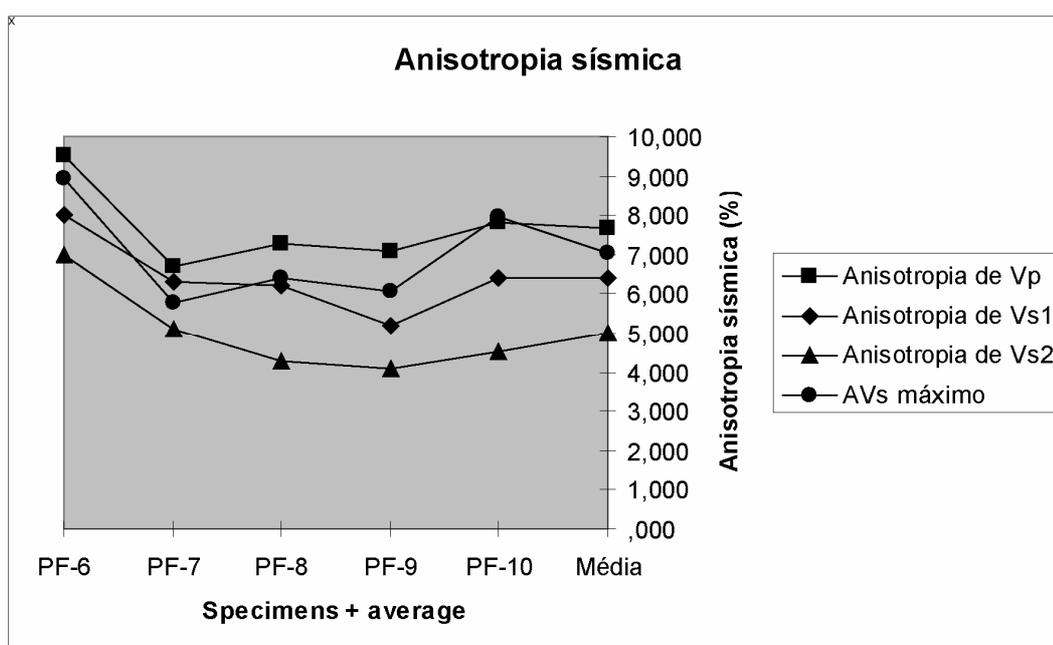


Figura 6.8 – Gráfico ilustrando as anisotropias das ondas isoladas P, S1 e S2, além do grau de anisotropia entre as duas ondas de cisalhamento, em cada uma das amostras analisadas, além da média das mesmas. Note como todas as anisotropias são maiores na amostra com menor proporção modal de moscovita (PF-6), e a variação de AVs em amostras com composição modal semelhantes (PF-7, 9 e 10). Detalhes no texto.

Como se pode observar, existe uma discrepância entre o pressuposto apresentado por Mainprice *et al.* (1990) e os resultados obtidos para a amostra PF-6. Segundo o referido autor, o coeficiente de refletividade deveria aumentar de valor com o aumento da quantidade modal de muscovita, o que não ocorre na amostra com menor percentagem modal desse mineral. Talvez

isso ocorra porque a equação para o cálculo do fator Rc leva em consideração as velocidades de propagação no milonito e no agregado randômico, e como essas velocidades tentem a diminuir com o aumento progressivo das quantidades de muscovita (até um limite de $\cong 20-30\%$ de muscovita), é correto afirmar-se que esse coeficiente também diminua. Como é demonstrado no Capítulo 7, e para a amostra PF-7 descrita acima, a adição de mais de 25% de muscovita no quartzo milonito faz com que as velocidades de propagação das ondas e as anisotropias aumentem nessa rocha. Conseqüentemente, acima desse valor também deverão aumentar as velocidades no agregado isotrópico e o coeficiente de reflexão para incidência perpendicular das ondas P.

No caso específico do trabalho de Christensen & Mooney (1995), as velocidades de propagação das ondas compressoriais estão de acordo com os dados obtidos nas amostras PF-6 – PF-10. Contudo, os dados de anisotropia dessas ondas são bem mais baixos dos que os calculados nas amostras aqui estudadas. Como os referidos autores não fazem referência aos aspectos texturais/estruturais das amostras, torna-se difícil determinar com exatidão qual o motivo que leva a esse grau de anisotropia tão baixo para o quartzito analisado pelos mesmos. Em princípio, a anisotropia baixa deve ser o reflexo da ausência de orientação cristalográfica preferencial do agregado, o que é bastante comum em quartzitos recristalizados não deformados. Dessa maneira, a variação entre 1% e 3% reflete a anisotropia de cada um dos cristais de quartzo orientados aleatoriamente dentro do volume de rocha, como no caso de um arenito rico em quartzo.

6.3.2 Comparação entre as propriedades sísmicas anisotrópicas dos monocristais e dos agregados policristalinos

As diferenças entre as propriedades sísmicas anisotrópicas dos monocristais em relação às propriedades calculadas para as cinco amostras estudadas são bastante significativas e claramente refletidas nas figuras de distribuição das velocidades. Em primeiro lugar, a simetria trigonal do monocristal de quartzo paralela ao eixo- $\langle c \rangle$, refletida em suas propriedades sísmicas como a repetição dos máximos e mínimos de velocidade dentro da rede estereográfica (Fig. 6.1 a) desaparece nos diagramas de distribuição das velocidades dos agregados policristalinos, com exceção da amostra PF-6 (Figs. 6.2, 6.3, 6.4, 6.5 e 6.6). O mesmo ocorre nos diagramas de anisotropia e de diferença absoluta entre as ondas de cisalhamento, onde é possível identificar

também a simetria pseudo-hexagonal paralela ao eixo- $\langle c \rangle$ devido a repetição sextupla dos máximos de anisotropia e diferença absoluta ao longo do círculo primitivo dos estereogramas.

Esse efeito também ocorre em relação aos cristais de moscovita, pois nenhuma das figuras de distribuição das velocidades e anisotropias sísmicas dos agregados sequer se assemelha às figuras das propriedades anisotrópicas dos monocristais desse mineral.

Contudo, o efeito mais importante está relacionado com as diferenças nas velocidades de propagação e nas anisotropias entre os monocristais e os agregados policristalinos de quartzo e muscovita (Mainprice *et al.* 1990; Burlini *et al.* 1993; Mainprice *et al.* 2000; Lloyd & Kendall 2005). As velocidades das ondas P e S, bem como o grau de anisotropia das mesmas são muito maiores nos monocristais do que nas amostras estudadas. Por exemplo, a $V_{p_{máx.}}$ é de 7,03 km/s no monocristal de quartzo e de 8,14 km/s no de muscovita, enquanto no agregado policristalino é de 6,32 km/s. Isso fornece uma diferença mínima na ordem de 11% e 25% em relação às máximas velocidades de propagação no monocristal de quartzo e muscovita, respectivamente. Esse mesmo comportamento é observado em relação às ondas de cisalhamento.

A $V_{s1_{máx.}}$ é 5,06 km/s para o monocristal de muscovita e 5,11 km/s para o monocristal de quartzo. Nos agregados policristalinos, essa mesma propriedade é de 4,22 km/s, o que fornece uma diferença entre velocidades de 18% e 19% para os monocristais de muscovita e quartzo respectivamente. Além disso, a anisotropia gerada pela propagação de ondas sísmicas nos monocristais é muito maior do que a calculada para o agregado policristalino. No caso das ondas P, a anisotropia gerada é de aproximadamente 28% no monocristal de quartzo e quase 48% no de muscovita, enquanto no agregado policristalino a maior anisotropia para essas ondas é de 9,5%. O mesmo ocorre para $V_{s1_{mín.}}$ e $V_{s2_{mín.}}$, onde nos monocristais a anisotropia resultante é de 31% e 68 % para V_{s1} para o monocristal de quartzo e muscovita respectivamente e 35% e 39% para V_{s2} , novamente em relação ao quartzo e a muscovita. Já no agregado essa variação é bem menor, ficando em torno de 8 % para V_{s1} e V_{s2} .

O desenvolvimento de orientações cristalográficas preferenciais à um processo de milonitização em um agregado policristalino tem o efeito de deslocar e/ou dispersar a distribuição das velocidades e anisotropias observadas nos monocristais, além de diminuir consideravelmente suas magnitudes. Esse efeito resulta da distribuição de orientações médias no agregado policristalino (Lloyd & Kendall, 2005). Se todos os cristais de quartzo de um agregado policristalino possuísem orientações idênticas, então a distribuição das velocidades de

propagação das ondas sísmicas desse agregado continuaria a refletir as simetrias trigonal e pseudo-hexagonal observadas no monocristal de quartzo, com magnitudes semelhantes inclusive. Contudo, como observa-se nas figuras de pólo de distribuição das formas cristalográficas de quartzo, os eixos- $\langle c \rangle$ distribuem-se ao longo de uma guirlanda altamente inclinada com o plano de foliação, enquanto os eixos dos prismas de primeira e segunda ordem são simétricos à orientação do eixo- $\langle c \rangle$ e formam máximos localizados próximos ao eixo X do sistema de referência. Por mais forte que fosse essa orientação, o exato paralelismo entre as formas cristalinas dos diversos grãos que compõe um agregado é virtualmente impossível de ocorrer. Conseqüentemente, isso provoca uma diminuição progressiva das magnitudes dessas propriedades, à medida que as relações de paralelismo entre os cristais do agregado ficam mais distantes.

O cálculo das propriedades sísmicas dos agregados policristalinos leva em consideração essa média volumétrica da distribuição preferencial das formas cristalográficas do quartzo, onde para cada medida é feita a relação entre a orientação da cristalográfica com a constante elástica do monocristal. Se para cada orientação cristalográfica a propriedade do monocristal está em uma posição diferente, então a dispersão das propriedades sísmicas no agregado é resultado da média dessas orientações. Isso irá se refletir diretamente nas constantes elásticas dos agregados, como demonstrado no capítulo 7.

6.3.3 Relações entre propriedades sísmicas anisotrópicas e estruturas macroscópicas (foliações e lineações)

A comparação entre as figuras de pólo das orientações cristalográficas com figuras de distribuição das propriedades sísmicas dentro de um mesmo sistema de referência (foliação vertical E-W e lineação horizontal também E-W) permite o estabelecimento de quais estruturas macroscópicas podem ser diretamente correlacionadas com as velocidades e anisotropias sísmicas. Os resultados das cinco amostras analisadas neste estudo mostram que existe o desenvolvimento de uma forte orientação cristalográfica tanto nos cristais de quartzo quanto nas lamelas de moscovita. O desenvolvimento dessas orientações está relacionado com a atuação de uma componente de cisalhamento simples concomitantemente à formação da dobra onde estas amostras foram coletadas (*cf.* Cap. 4). Muitas das regiões de maior ou menor concentração de

eixos dessas formas cristalográficas podem ser diretamente correlacionadas com as estruturas mesoscópicas dos tectonitos (*e.g.* máxima concentração de eixos- $\langle m \rangle$ de quartzo paralelos à lineação, mínima concentração de (100) e (010) perpendicular à foliação).

As informações sobre as propriedades sísmicas dos moscovita-quartzo milonitos mostra que essa deformação modifica os valores absolutos das velocidades de propagação e consequentemente os valores da anisotropia. Essa comparação pode ser feita tanto em relação a dados obtidos em porções menos deformadas desses agregados, ou em relação aos dados calculados para essas rochas considerando as mesmas isotrópicas. No trabalho de Lloyd & Kendall (2005) foram analisadas três amostras de um veio de quartzo decimétrico deformado plasticamente em regiões distintas de uma zona de alta deformação com cisalhamento simples dominante (Law *et al.* 1990; Lloyd 1992). A análise das orientações cristalográficas dessas amostras demonstra o desenvolvimento de uma forte orientação cristalográfica dentro do quartzo milonito *sensu stricto*. A configuração das distribuições das figuras de polo das formas cristalográficas do quartzo é do tipo monocristal com macla Dauphiné, onde o máximo de eixos- $\langle c \rangle$ é predominantemente subperpendicular ao plano de foliação do sistema de referência, com uma máxima orientação dos pólos dos prismas $\{m\}$ e $\{a\}$ paralelamente ao eixo-X do mesmo. Segundo os autores, nesses tectonitos a $V_{p_{máx}}$ e os valores mínimos de V_{s2} , AVs e dVs são alinhados paralelamente à máxima concentração de eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo e perpendicularmente ao plano de foliação, enquanto a velocidade mínima de ondas P alinha-se paralelamente à máxima concentração de eixos- $\langle a \rangle$, marcando, dessa forma, a direção de extensão do sistema. Além disso, altos valores de V_{s1} , AVs e dVs somados aos menores valores de ondas P definem o plano de foliação desse sistema (XY). A velocidade mínima da onda de cisalhamento mais rápida alinha-se paralelamente aos pólos dos romboedros $\{z\}$ ou ocorre ao longo de uma distribuição de pequenos círculos englobando tanto esses pólos como os eixos- $\langle c \rangle$ dos cristais de quartzo.

Contudo, devido à presença de quantidades modais variadas de quartzo e moscovita em nossas amostras, essas relações não são claras e em alguns casos diferem significativamente dos dados apresentados pelos referidos autores.

No geral as $V_{p_{máx}}$ ocorrem ao longo do plano de foliação do sistema de referência, onde duas dessas amostras (PF-9 e PF-10) mostram o pólo de velocidade máxima paralelo ao eixo-X de referência, enquanto nas amostras PF-6 e PF 7 esse pólo cai em uma posição intermediária entre X e Y (Figs. 6.2-6.6 e 6.9). Nas amostras PF-7, PF-8 e PF-9, a $V_{p_{min}}$ ocorre

subperpendicularmente ao plano de foliação do sistema. Os pólos de $Vs1_{máx.}$ também se distribuem ao longo do plano XY do sistema, mas não possuem a mesma relação axial apresentada pela $Vp_{máx.}$. Nas amostras PF-7, PF-9, e PF-10 as $Vs2_{mín.}$ distribuem-se ao longo do plano XY do sistema de referência, enquanto os pólos de $Vs2_{máx.}$ estão posicionados em posições intermediárias entre o plano de foliação e seu pólo. A $AVs_{máx.}$ e a $dVs_{máx.}$ são encontradas dispersas ao longo do plano de foliação do sistema de referência, enquanto os valores mínimos possuem um comportamento mais difuso ao longo da rede (Fig. 6.9).

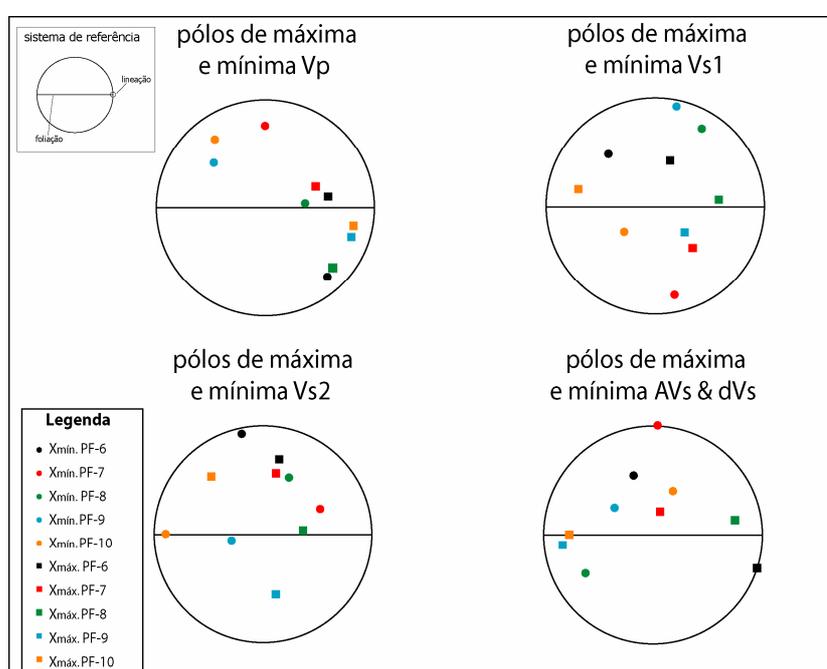


Figura 6.9 – Figura esquemática mostrando as relações entre os pólos de máxima e mínima Vp , $Vs1$, $Vs2$, AVs e dVs e os eixos e planos do sistema de referência. Nota-se uma forte concentração das $Vp_{máx.}$, $Vs1_{máx.}$ e $AVs/dVs_{máx.}$ em torno da foliação de referência, com a tendência dos primeiros e dos últimos estarem alinhados paralelamente a X. Os mínimos dessas propriedades tendem a tomarem posições intermediárias entre esses eixos. Maiores detalhes no texto.

Se o cálculo das propriedades sísmicas anisotrópicas de um agregado depende das orientações cristalográficas dos minerais presentes na rocha e das constantes elásticas desses minerais em relação à essas orientações, então é necessário a análise de três fatores principais nas rochas estudadas: (i) qual a variação modal entre quartzo e moscovita nesses agregados; (ii) qual a distribuição cristalográfica preferencial desses dois minerais dentro do agregado em cada uma das amostras e (iii) como diferenças nessa distribuição podem interferir no cálculo final da

distribuição das ondas sísmicas e suas anisotropias dentro desse agregado (*e.g.* Burlini *et al.* 1993; Mainprice *et al.* 2000; Bascou *et al.* 2001, Bascou 2002).

Nas cinco amostras estudadas existe uma variação modal relativamente importante no conteúdo de moscovita dessas rochas. Levando-se em consideração de que quanto maior o valor de moscovita no sistema, maior é sua capacidade de influenciar nas direções de propagação das ondas sísmicas, então as amostras com maiores valores desse mineral tem suas propriedades sísmicas controladas pelo seu efeito. Esse parece ser um argumento válido para as direções de maior anisotropia de ondas de cisalhamento (AVs e dVs), pois nas amostras com maior valor de moscovita, os maiores valores de anisotropia são sempre paralelos/subparalelos ao plano de foliação. Por outro lado, na amostra PF-6, cuja quantidade modal de moscovita é menor, o pólo de maior anisotropia está inclinado em relação à foliação do sistema de referência, na borda do estereograma. Esse eixo ocorre paralelamente à máxima de concentração de eixos- $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$ de quartzo e possivelmente sofre também efeito da forte orientação dos eixos (100) e (010) das lamelas de moscovita, subparalelos à essa posição. Contudo, o efeito dos cristais de moscovita nas proporções supracitadas parece não possuir muita influência no que tange às direções de máximas e mínimas velocidades de propagação das ondas P e S.

Esse efeito é bem visível entre as amostras PF-6 e PF-7, nos diagramas de distribuição das velocidades de ondas P e de cisalhamento mais lenta. No primeiro caso, a $V_{p_{máx}}$ de PF-6 é paralela ao pólo de $V_{p_{máx}}$ da amostra PF-7, que possui uma percentagem de moscovita quase 13 % maior. Além disso, esses dois pólos estão relativamente próximos aos pólos de $V_{p_{máx}}$ das amostras PF-9 e PF-10, que também possuem uma alta quantidade modal desse mineral. O mesmo ocorre com pólos das $V_{s2_{máx}}$ nas amostras PF-6 e PF-7, que são subparalelos entre si e são plotados em uma posição intermediária entre a foliação e seu pólo. Isso mostra que amostras com composições modais distintas de moscovita possuem a mesma direção de propagação para as ondas P e ondas S lentas. As amostras PF-7, PF-8 e PF-9, que também possuem valores modais de moscovita contrastantes, as $V_{s1_{mín}}$ são orientadas perpendicularmente ao plano de foliação do sistema de referência. Além disso, os pólos de velocidades máximas de V_{s1} ocorrem dispersos ao longo da foliação em três amostras, incluindo a PF-8 (20 % moscovita), enquanto que nas amostras PF-6 (16 %) e PF-7 (27%) esses mesmos pólos ocorrem em posições intermediárias entre a foliação e seu pólo. Isso demonstra novamente que, nessas concentrações, as lamelas de moscovita não possuem um efeito tão forte a ponto de controlar as direções de

propagação das velocidades máximas e mínimas das ondas P e S em relação às estruturas macroscópicas do sistema de referência.

Se o controle da distribuição das velocidades sísmicas e anisotropias independe da quantidade modal dos minerais nessas proporções acima, então o controle dessas propriedades é dado pela forma que as orientações cristalográficas estão distribuídas dentro dos agregados. Assim, é necessário que se faça uma análise cuidadosa dos diagramas dessas distribuições em relação as figuras de pólo de orientação cristalográfica dos cristais de quartzo e moscovita em relação ao sistema de referência.

As amostras PF-6, PF-7 e PF-10 mostram uma forte orientação das lamelas de muscovita paralelamente ao plano da foliação desse sistema, com máximos de (100) e (010) orientados paralelamente ao eixo-X. Essa trama parece controlar fortemente as direções de máxima propagação de ondas P nessas amostras (Figs. 6.2, 6.3 e 6.6). Nessas amostras, os pólos de $V_{p_{máx}}$ ocorrem paralelamente ao plano de foliação, relativamente próximos à lineação do sistema de referência. Nas amostras PF-7 e PF-10 ainda percebe-se que a distribuição das velocidades de ondas P ao longo do plano XY desse sistema segue aproximadamente as guirlandas de eixos (100) e (010) da moscovita (Figs. 6.3, 6.6 e 6.9). O pólo de $V_{p_{máx}}$ da amostra PF-9, orientado subparalelamente aos máximos das amostras acima, pode ser explicado devido à forte concentração de (010) paralelo a X, mesmo que a distribuição dos eixos (100) desenvolva uma guirlanda fortemente oblíqua em relação ao plano XY de referência (Fig. 6.5). Já a inclinação de $V_{p_{máx}}$ da amostra PF-8 parece resultar da concentração mais forte de (010) orientado à cerca de 30° para SE do eixo-X da referência ao longo da guirlanda oblíqua ao plano XY desse sistema.

É difícil avaliar qual dos eixos das lamelas de muscovita apresenta um papel mais importante no controle das velocidades de propagação das ondas-P. Se tomarmos como exemplo as amostra PF-8 e PF-9, veremos que mesmo com a forte trama inclinada de moscovita em relação ao plano da foliação de referência, a $V_{p_{máx}}$ ocorre sempre paralela à máxima concentração de (010). Isso pode ser corroborado particularmente na amostra PF-8, onde também ocorre orientação de (100) paralelamente ao eixo-X do sistema de referência, e mesmo assim a maior velocidade de propagação dessas ondas é paralela à maior concentração de (010), inclinado em relação à lineação do sistema. Além disso, a forte concentração de eixos- $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$ de quartzo paralelamente à essa lineação, e o desenvolvimento de guirlandas desses eixos levemente oblíquos em relação ao plano XY desse sistema podem contribuir para essa orientação das $V_{p_{máx}}$.

A $Vs2_{min}$ nas amostras PF-7, PF-9 e PF-10 ocorrem distribuídas paralelamente ao longo da foliação. Essa distribuição é o resultado da das composições modais mais ricas em moscovita nessas amostras, associado ao fato da forte concentração dessas lamelas paralelamente à foliação de referência, pelo menos para as amostras PF-7 e PF-10. No caso específico da amostra PF-9, a posição da $Vs2_{min}$ paralela ao plano de foliação ou é o resultado apenas da alta concentração de moscovita na amostra ou resulta também da interação com a orientação preferencial dos cristais de quartzo.

Contudo, as $Vs1_{max}$, $Vs1_{min}$, Vp_{min} e $Vs2_{max}$ não podem ser explicadas simplesmente pelo alto teor de moscovita no sistema ou mesmo pela forma da distribuição das formas cristalográficas desse mineral no agregado. Apesar de relativamente alta, a proporção de moscovita para quartzo é no mínimo 2,5 vezes menor. Além disso, a distribuição das orientações das lamelas de moscovita no agregado em duas dessas amostras (PF-8 e PF-9) mostra 2 orientações preferenciais fortes e distintas na mesma figura de pólo, de modo que uma orientação deve interferir na outra na hora dos cálculos das propriedades sísmicas anisotrópicas. De qualquer maneira, o quartzo deve exercer um papel fundamental na explicação dessas distribuições.

Nas amostras PF-6, PF-7 e PF-10, as Vp_{min} são orientadas paralelamente as menores concentrações de eixos de romboedros {z}, enquanto na PF-9 essa mesma propriedade é paralela à máxima concentração de eixos {r}. Já nas amostras PF-8, PF-9 e PF-10, a $Vs1_{max}$ é orientada paralelamente/subparalelamente ao plano XY do sistema de referência (dentro de um limite de 20° a partir deste – Fig. 6.9). Como o diagrama de distribuição das formas cristalográficas da moscovita para as amostras PF-8 e PF-9 mostra uma forte orientação de (100) e (010) ao longo de uma guirlanda fortemente oblíqua em relação a esse plano de referência, então é necessária uma outra explicação para que as $Vs1_{max}$ estejam orientadas nessa posição.

Os diagramas de distribuição das formas romboédricas {r} dos cristais de quartzo para essas amostras mostram os máximos de concentração subparalelos ao plano de foliação de referência, e estão localizados em posições bastante próximas dos máximos de $Vs1$. Esse amplo controle exercido pelas formas romboédricas dos cristais de quartzo consegue explicar satisfatoriamente tanto a distribuição das Vp_{min} em posições intermediárias dentro da rede estereográfica e as $Vs1$ paralelamente ao plano de foliação, sem relação com a orientação das moscovitas.

Apesar de não possuírem uma relação muito clara com as estruturas do sistema de referência, os máximos de V_s2 podem ser facilmente interpretados em relação às formas cristalográficas do quartzo que, por outro lado, possuem íntimas relações com os planos e eixos de referência. Nas amostras PF-8, PF-9 e PF-10, as $V_s2_{máx.}$ são orientadas paralelamente as maiores de concentrações de eixos- $\langle r \rangle$. Na amostra PF-7, a máxima velocidade de propagação dessas ondas é subparalela à máxima concentração de eixos- $\langle z \rangle$, demonstrando novamente a importância das formas romboédricas no controle da distribuição espacial da propagação das ondas sísmicas (*e.g.* Mainprice *et al.* 1993; Lloyd & Kendall 2005). Exceção é feita em relação à amostra PF-6, onde a $V_s2_{máx.}$ é paralela à maior concentração de eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo.

A dispersão dos máximos de anisotropia de ondas S ao longo do plano de foliação nas amostras PF-7, PF-8, PF-9 e PF-10 (Fig. 6.9) pode ser o reflexo de dois fatores principais. O primeiro refere-se as proporções modais de moscovita. Acima de 20% desse mineral, o mesmo passa a ser o controlador das AVs e dVs e, se a trama desse mineral for simples, então essas duas propriedades tenderão ao alinhamento com o plano de foliação de referência (*e.g.* Mainprice *et al.* 1990; Burlini *et al.* 1993 e Capítulo 7). Essa dispersão também reflete a distribuição relativa das orientações preferenciais das lamelas de moscovita bem como dos cristais de quartzo dessas rochas. Se tomarmos como exemplo o máximo de AVs da amostra PF-7 (Fig. 6.3), veremos que este é subparalelo ao eixo Y do sistema de referência, enquanto os outros máximos de AVs estão concentrados mais próximos ao círculo primitivo da rede estereográfica. Se compararmos as figuras de pólo de quartzo e muscovita dessa amostra com as das amostras PF-9 e PF-10, veremos que nessas duas últimas a concentração de (010) ao longo do plano de foliação do sistema de referência é relativamente menor que na amostra PF-7. Além disso, existe uma forte concentração de pólos dos romboedros $\{r\}$ exatamente na posição onde ocorre o máximo de anisotropia na amostra PF-7, o que não ocorre nas outras duas amostras. A concentração dos valores de máxima anisotropia de ondas S orientados paralelamente ao plano da foliação do sistema de referência deve ter sido auxiliado também pela distribuição de eixos- $\langle a \rangle$ e eixos- $\langle m \rangle$ nessas amostras.

6.3.4 O efeito de dobras nas distribuições das propriedades sísmicas nos moscovita-quartzo milonitos

Um fator frequentemente desconsiderado no estudo de propriedades sísmicas anisotrópicas em rochas crustais e que até o momento não havia sido levado em consideração, tendo sido apenas mencionado por Mainprice *et al.* (1990) refere-se ao efeito que dobras podem ocasionar nas direções de máxima e mínima propagação de ondas sísmicas e anisotropias. Sabe-se que essas estruturas podem ter sido formadas antes, durante ou depois do desenvolvimento de uma determinada orientação cristalográfica preferencial, e em cada caso, as relações entre as formas cristalográficas e as dobras são diferentes (*e.g.* Ball 1960; Carreras *et al.* 1977; Stünitz 1991; Casey & Williams 2000). Se a formação de uma determinada orientação cristalográfica é resultado da atuação de um regime de cisalhamento simples, espera-se que as distribuições de eixos- $\langle c \rangle$, $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$ sejam assimétricas em relação as estruturas macroscópicas do sistema de referência. No caso dos eixos- $\langle c \rangle$, a distribuição ocorre predominantemente ao longo de uma guirlanda única /cruzada, inclinada em relação ao eixo Z do sistema de referência, enquanto os pólos dos prismas $\{a\}$ e $\{m\}$ são simetricamente relacionados a esses eixos- $\langle c \rangle$ e devem possuir o mesmo grau de assimetria, só que em relação ao eixo X desse sistema. No geral o efeito das dobras é o de rotação passiva desses elementos.

O cálculo das propriedades sísmicas de um agregado deformado plasticamente é dependente das distribuições das orientações cristalográficas dos diferentes minerais em suas proporções modais no interior do agregado. Se essas distribuições cristalográficas podem ser modificadas pelo efeito de dobras, então em princípio as direções de máxima e mínima propagação das velocidades sísmicas também sofrerão o efeito dessas estruturas. Por exemplo, imagina-se um caso hipotético onde as direções de máxima propagação de ondas P sejam controladas pela maior concentração de eixos- $\langle a \rangle$ de quartzo. Em um dos flancos essa concentração está levemente inclinada em relação ao eixo-X do sistema de referência no hemisfério ENE da figura de pólo, enquanto no outro flanco esse máximo tem a mesma inclinação só que para o hemisfério ESE. Se esse é o caso, e se o pressuposto acima está correto, então o pólo de máxima propagação de ondas-P deve mostrar a mesma variação. Agora tomemos como exemplo uma rocha rica em filossilicatos com uma forte orientação preferencial, dando origem a um plano de foliação. Se nesse caso específico as ondas P se propagassem mais

rapidamente paralelamente aos planos basais (001) desse mineral, e se é a orientação desses planos que dá origem à foliação, então a mudança progressiva na atitude da foliação do flanco em direção a charneira de uma dobra teoricamente deve provocar uma mudança progressiva na direção de máxima propagação dessas ondas.

O cálculo das propriedades sísmicas das cinco amostras mostra que, em princípio, apenas as ondas compressoriais mostram um comportamento sistemático de variação em relação aos diferentes elementos da dobra onde essas amostras foram coletadas. Nas amostras do flanco normal, ambos os máximos de V_p são subparalelos entre si e caem em uma posição ao longo do plano da foliação, em uma posição intermediária entre X e Y do sistema de referência no hemisfério ENE da figura de pólo (Fig. 6.12). No flanco inverso, esses pólos também são subparalelos entre si, ocorrem paralelamente à foliação, mas caem no quadrante ESE da rede. Em ambos os casos, esses pólos de $V_{p_{máx}}$ estão próximos da linha que marca o plano XY de referência, bem como do círculo primitivo da rede. Por outro lado, a $V_{p_{máx}}$ na amostra da charneira está altamente oblíqua tanto aos máximos das amostras do flanco normal quanto inverso. Isso poderia resultar da interferência ocasionada pela trama secundária de moscovita presente nessa amostra. Contudo, a figura de pólo de (001) da amostra PF-9 (Fig. 6.5) mostra também uma forte concentração desses eixos mais próximos a Y, e mesmo assim a $V_{p_{máx}}$ ocorre mais próxima ao plano XY.

As figuras de pólo de quartzo e moscovita das amostras supracitadas demonstram que nenhum dos minerais parece controlar esse máximo de propagação. No caso das tramas de quartzo, as concentrações de eixos- $\langle m \rangle$ e $\langle a \rangle$ na posição onde estão localizados os máximos de V_p nas amostras supracitadas não são tão altas. Além disso, a distribuição das lamelas de moscovita nas amostras PF-6, PF-7 e PF-10 é bastante homogênea ao longo do plano de foliação do sistema de referência, mas mostra a presença de duas orientações distintas nas amostras PF-8 e PF-9. Contudo, nenhum dos máximos de concentração de pólos (100) e (010) é paralelo ao $V_{p_{máx}}$. Assim, a única explicação possível está relacionada com mudança sistemática da atitude da foliação ao longo da superfície dobrada. Isso não significa que as orientações cristalográficas desses minerais não desempenhem papel algum na determinação das direções desses máximos de propagação. Especificamente nas amostras PF-6, PF-7 e PF-10, os eixos de (100) e (010), somados aos pólos dos prismas $\{m\}$ e $\{a\}$ distribuem-se ao longo de guirlandas paralelas ou levemente inclinadas em relação ao plano XY do sistema de referência.

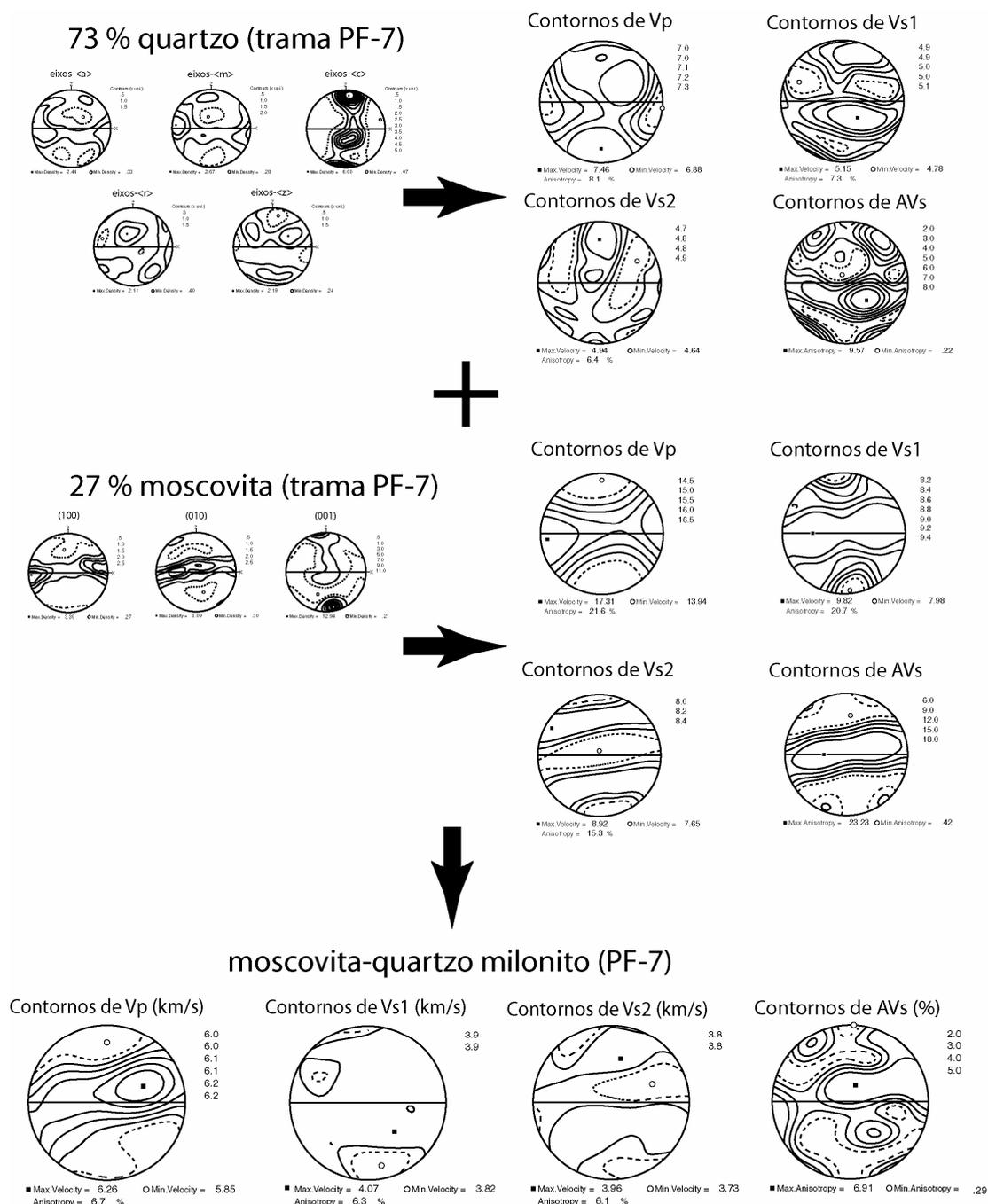


Figura 6.10 – Figura esquemática ilustrando como as propriedades sísmicas podem sofrer interferência devido a diferentes orientações cristalográficas do quartzo e moscovita, com suas respectivas proporções modais dentro da amostra PF-7. São apresentadas as propriedades sísmicas do quartzo com a orientação preferencial à esquerda, bem como da moscovita. Note como os máximos dessas propriedades, calculadas pela trama de quartzo, estão em ângulo com os máximos das mesmas determinados pela trama de moscovita. Essas relações angulares causam interferência destrutiva dessas propriedades, ocasionando atenuação de suas magnitudes. Apesar da baixa proporção modal de moscovita, observa-se que a $V_{p\text{máx.}}$, a $AV_{\text{máx.}}$ e a $V_{s2\text{mín.}}$ ocorrem ao longo de um plano de isotropia transversal paralelo as guirlandas de (100) e (010) de moscovita. Isso demonstra a forte anisotropia apresentada por esses minerais.

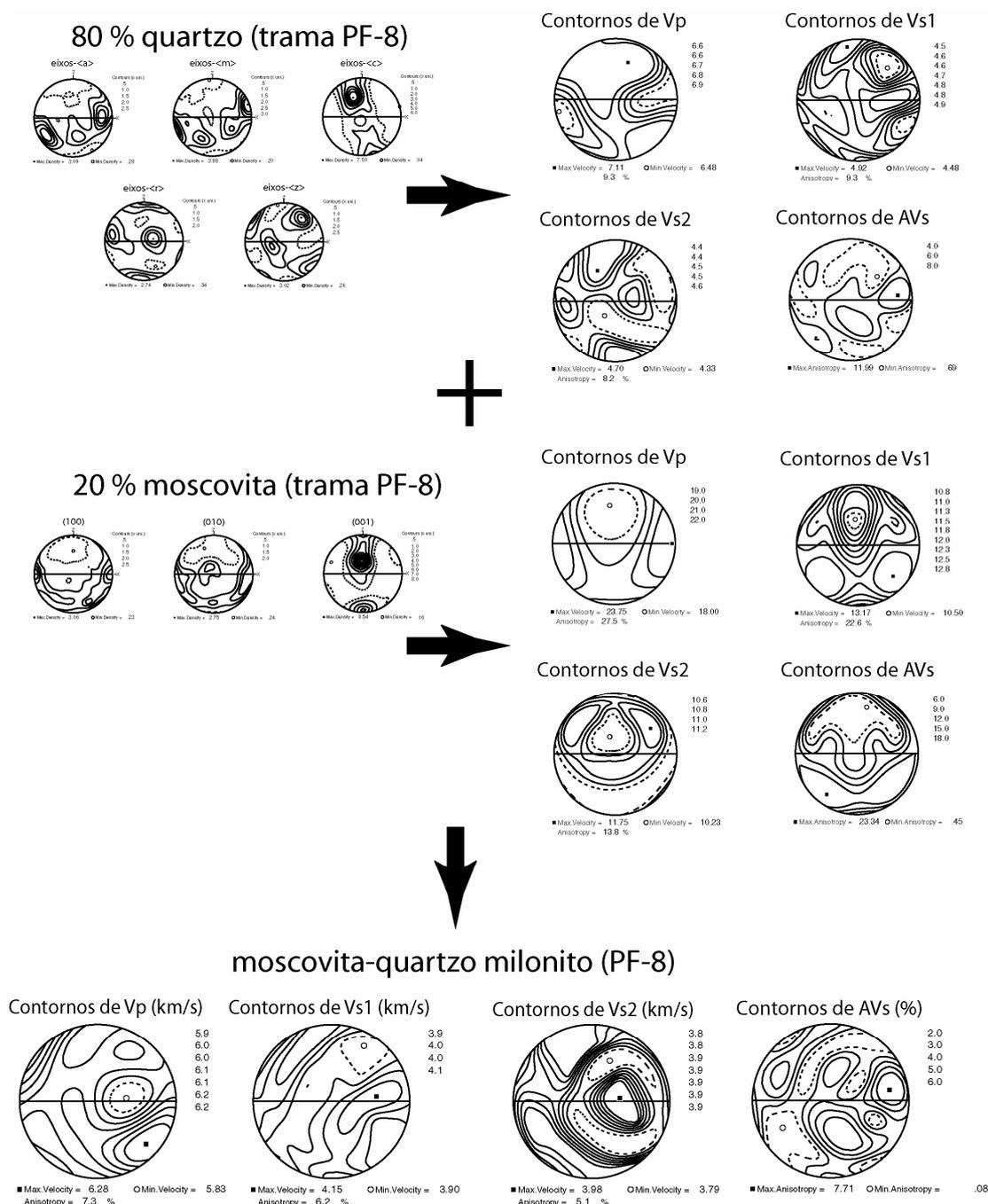


Figura 6.11 – Figura esquemática ilustrando como as propriedades sísmicas podem sofrer interferência devido a diferentes orientações cristalográficas do quartzo e moscovita, com suas respectivas proporções modais dentro da amostra PF-8. São apresentadas as propriedades sísmicas do quartzo com a orientação preferencial à esquerda, bem como da moscovita. Nessa amostra, existem duas orientações preferenciais de (001) de moscovita, uma paralela a Z e outra próxima de Y. Isso faz com que as distribuições de (100) e (010) também possuam comportamento diferente do apresentado na amostra PF-7 (Fig. 6.10). Dessa maneira, a determinação das propriedades sísmicas para a moscovita com essa orientação anômala é totalmente diferente da apresentada na figura 6.10, o que resulta em distribuições das velocidades de difícil interpretação para o agregado como um todo, como pode ser observado nas figuras de pólo na parte inferior. Apesar de algumas dessas propriedades possuírem relações axiais com alguns eixos cristalográficos de quartzo e moscovita, suas relações com os eixos de referência ficam bastante descaracterizadas.

Assim, o resultado das interações entre as orientações preferenciais desses dois minerais marca o plano da foliação, o que resulta nessas diferenças entre as $V_{p_{máx.}}$ nos flancos da estrutura.

As direções de $V_{s2_{máx.}}$ e $V_{s2_{mín.}}$ também são subparalelas nas amostras PF-6 e PF-7, localizadas no hemisfério NE da rede estereográfica e modificam-se progressivamente de posição na amostra PF-8, ficando o $V_{s2_{máx.}}$ à NW e o $V_{s2_{mín.}}$ à SW. Na amostra PF-10, esses pólos estão em posições exatamente opostas as amostras PF-6 e PF-7, como se a figura de distribuição das velocidades de PF-10 fosse o reflexo dessas outras duas (Fig. 6.13). Esse efeito é semelhante ao ocasionado por processos de dobramento afetando rochas miloníticas, onde um dos flancos dessa estrutura indica um sentido de transporte tectônico aparentemente inverso ao outro. Por sua posição dentro da rede estereográfica, é provável que o máximo de V_{s2} seja deslocado provavelmente pela mudança na orientação da guirlanda de eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo, enquanto os pólos de mínima propagação parecem não possuir relação com as formas cristalográficas desses minerais.

Contudo, não é possível fazer esse mesmo tipo de relação para $AV_{s_{máx.}}$, $AV_{s_{mín.}}$, $V_{s1_{máx.}}$, $V_{s1_{mín.}}$ e $V_{p_{mín.}}$. Isso provavelmente ocorre porque a distribuição das orientações de moscovita não são tão simples em todas as amostras. Em todas as figuras de pólo, mas principalmente nas das amostras PF-8 e PF-9, existe sempre a presença de uma segunda orientação preferencial de moscovita oblíqua à XY. Essa trama, também é levada em consideração no cálculo das propriedades sísmicas anisotrópicas do agregado. Se duas orientações preferenciais de moscovita possuem um determinado ângulo entre si e a mesma concentração dentro de um agregado, espera-se que o cálculo das direções de suas propriedades sísmicas reflita a direção média dessas duas tramas (Figs. 6.10 e 6.11). Somando as orientações cristalográficas mostradas pelos cristais de quartzo, o resultado pode-se tornar bastante complexo. Isso ocorre porque alguns eixos cristalográficos de quartzo (*e.g.* $\langle a \rangle$, $\langle m \rangle$) podem ser paralelos à trama de moscovita paralela ao plano de foliação de referência, enquanto a máxima concentração de eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo pode tanto somar-se a trama de (001) de moscovita paralela a Z quanto a orientação oblíqua mais próxima de Y.

6.3.5 O efeito dos limites de grão nas propriedades sísmicas anisotrópicas

Uma série de outras variáveis além da orientação preferencial da rede cristalina podem estar envolvidas na determinação das propriedades elásticas de um agregado policristalino. Estas incluem a presença de fraturas e poros, a orientação de forma dos cristais e até mesmo a forma destes grãos. Segundo Wendt *et al.* (2003) é possível quantificar o papel desempenhado por cada um desses fatores em uma rocha. Isso pode ser feito através da determinação experimental das velocidades sísmicas de amostras microestruturalmente conhecidas juntamente com o cálculo das mesmas através dos dados de orientação cristalográfica (*e.g.* Burlini e Kunze 2000). Além disso, é necessária a utilização de parâmetros matemáticos complexos (Ponte Castañeda & Willis 1995) para a análise das propriedades elásticas das amostras e para comparação com os dados obtidos experimentalmente, de modo a determinar se os valores de cada uma dessas propriedades é fisicamente plausível.

Apesar de não terem sido realizadas medidas experimentais nas amostras estudadas aqui de modo a quantificar o efeito de cada uma dessas propriedades, pode-se, em princípio, discutir o efeito dos limites de grão nos cálculos das propriedades sísmicas, através da determinação dos principais tipos de limites e suas relações com as direções de propagação das ondas sísmicas.

Os limites de grão são microestruturas volumetricamente importantes principalmente em rochas de grão fino e representam regiões energeticamente carregadas devido ao acúmulo de deslocamentos nessas posições do cristal, formando redes tridimensionais dentro da rocha. Esse acúmulo de defeitos intracristalinos faz com que as propriedades elásticas dessas regiões sejam diferentes das do cristal em si. Como as propriedades elásticas de um determinado agregado são dependentes das forças de coesão entre os cristais, e como é relativamente provável que se formem fraturas alinhadas à esses limites, é provável que muitas das características mecânicas dessas rochas sofram forte influência desses elementos.

Segundo Mainprice *et al.* (1993), Lloyd *et al.* (1997); Wheeler *et al.* (2001, 2003) e Lloyd (2004), os limites de grão podem ser agrupados em dois grupos principais, denominados de limites de grão inclinados e rotacionados, que são intimamente relacionados ao tipo de defeito intracristalino presente. Em cristais de quartzo, os limites inclinados são geralmente paralelos às formas prismáticas desse mineral (e paralelos ao plano YZ do sistema de referência), enquanto os

rotacionados são paralelos aos planos basais e conseqüentemente paralelos ao plano de foliação do sistema de referência.

Os limites de grão rotacionados podem resultar dos deslizamentos romboédricos e basais na direção $\langle a \rangle$ e poderiam contribuir, juntamente com os planos (001), para as direções de propagação máxima de V_p , AVs e dVs e para as direções de mínima propagação das ondas de cisalhamento mais lentas nas amostras estudadas (Lloyd & Kendall 2005). Já os mínimos de $Vs1$ de três amostras, orientadas perpendicularmente ao plano de foliação, em regiões de alta concentração de eixos- $\langle c \rangle$, são o resultado de duas características da rede de limites de grão. A primeira refere-se à intersecção entre limites de grão desenvolvidos por sistemas de deslizamento que utilizam $\langle a \rangle$ como vetor direcional principal (com ou sem a atuação da Macla de Dauphiné) ou pelos limites de grão rotacionados paralelamente ao plano XZ, devido à atuação combinada de deslizamentos romboédricos e prismáticos em $\langle a \rangle$. Além disso, a determinação de limites de grão orientados preferencialmente as formas romboédricas dos cristais de quartzo (Castro & Lagoeiro 2005) podem contribuir significativamente para os mínimos de propagação de ondas compressoriais, que são perpendiculares à essa forma em 4 das 5 amostras, e para os mínimos de $Vs1$ e AVs , perpendiculares aos romboedros em 2 amostras.

Contudo, as duas últimas hipóteses ainda precisam ser intensamente testadas de modo que essas idéias sejam verificadas. A análise de tramas cristalográficas mais simples de moscovita em torno de camadas dobradas pode ser um caminho a ser trilhado no entendimento das variações direcionais das propriedades sísmicas ao longo dessas superfícies. Por outro lado, medidas experimentais dessas propriedades em agregados ricos em quartzo, juntamente com o cálculo das mesmas através dos dados de orientação cristalográfica, podem fornecer informações importantes a respeito de quanto da anisotropia presente nessas rochas resulta dessas orientações *sensu stricto*, e quanto resulta do alinhamento dos limites de grão.

6.4 Sumário & Conclusões

O desenvolvimento de orientações cristalográficas em moscovita-quartzo milonitos provoca de anisotropia das propriedades sísmicas desses agregados. Através da relação entre as orientações preferenciais de quartzo e moscovita, as constantes elásticas desses minerais e a

proporção modal de cada uma dessas fases no interior dos agregados, é possível determinar as velocidades e direções de propagação de ondas P e S, bem como suas anisotropias.

Os moscovita-quartzo milonitos da região de Saas Fee apresentam uma anisotropia relativamente alta tanto em relação às ondas compressoriais quanto cisalhantes. Para as ondas P, essa anisotropia gira em torno de 7 e 9 %, enquanto que para as ondas S, essa anisotropia atinge valores de 11 %. Os mínimos e máximos de propagação dessas ondas são fortemente controlados pela trama cristalográfica de quartzo. Contudo, apesar de ocorrer em proporções modais relativamente pequenas, a moscovita possui um efeito considerável no controle direcional dessas propriedades, principalmente por se tratar de um mineral fortemente anisotrópico para a propagação de ondas sísmicas.

O desenvolvimento de orientações cristalográficas preferenciais nos moscovita-quartzo milonitos tem o efeito de dispersar as direções de propagação das propriedades sísmicas determinadas a partir das constantes elásticas dos monocristais de quartzo e moscovita. Além disso, o desenvolvimento dessas orientações preferenciais nos agregados ocasiona um efeito de atenuação das magnitudes das velocidades e anisotropias desses monocristais. Os coeficientes de Poisson para cada uma das 5 amostras resultaram em baixos valores, corroborando a alta presença de quartzo nessas amostras.

É possível que a presença de dobras na crosta média e inferior ocasione mudanças direcionais nos máximos e mínimos de propagação das ondas sísmicas, principalmente das ondas P e S lentas. Além disso, é possível que o desenvolvimento de limites de grão orientados também possuam um efeito nas determinações das propriedades sísmicas dos moscovita-quartzo milonitos. Contudo, serão necessários estudos de maior detalhe para testar essas hipóteses e verificar sua validade.

O presente capítulo mostra como o desenvolvimento de orientações cristalográficas preferenciais pode influenciar no desenvolvimento de anisotropias das propriedades sísmicas de moscovita-quartzo milonitos. Além disso, esse capítulo apresenta a quantificação dessas propriedades a partir dos dados de orientação cristalográfica de quartzo e moscovita, como a trama cristalográfica desses minerais interfere nas propriedades sísmicas e qual o efeito ocasionado pela milonitização e recristalização nessas propriedades.

CAPÍTULO SETE

SIMULAÇÕES DAS PROPRIEDADES SÍSMICAS ANISOTRÓPICAS EM QUARTZO MILONITOS COM PROPORÇÕES MODAIS VARIADAS DE MOSCOVITA

“Nature, to be commanded, must be obeyed.”

Francis Bacon (*Novum Organum*, 1620)

Capítulo 7

Simulações das propriedades sísmicas anisotrópicas em quartzo milonitos com proporções modais variadas de moscovita

7.1 Introdução

A presença de moscovita dentro de um agregado rico em quartzo ou como uma fase dominante de um determinado litotipo causa uma modificação importante nas velocidades, direções e anisotropias de propagação de ondas sísmicas. O efeito mais óbvio da presença desse mineral em um agregado de quartzo é o aumento ocasionado na densidade geral do mesmo, visto que a densidade do quartzo é de $2,65 \text{ g/cm}^3$, enquanto a da moscovita é $2,834 \text{ g/cm}^3$. No caso das velocidades e anisotropias, o efeito não é tão óbvio. Como sugerido por Mainprice *et al.* (1990), a adição de 20% de moscovita com uma orientação de (001) paralelo à Z em um sistema puramente quartzítico faz com que as magnitudes das velocidades de propagação e as anisotropias diminuam em cerca de 2%. Por outro lado, essa porcentagem modal provoca um aumento da anisotropia perpendicular à foliação. Alguns trabalhos (*e.g.* Barruol & Mainprice 1993; Barruol & Kern 1996) utilizaram orientações cristalográficas de diferentes minerais para simular as propriedades sísmicas em agregados empíricos de composições variadas e observar o efeito de cada uma dessas fases na determinação dessas propriedades. Contudo, simulações completas em rochas bimineralicas partindo-se de um membro inicial com 100% de um mineral e 0% de outro, até um membro final com 100% da segunda fase e 0% da primeira ainda não foram realizadas.

A utilização de rochas bimineralicas nesse tipo de simulação parece ser bastante propícia, pois a variação entre os dois membros finais fornece 11 velocidades e anisotropias máximas e mínimas para cada amostra, ao contrário das 66 dessas variáveis geradas pela variação modal de três minerais. Além disso, quanto maior a quantidade de fases minerais dentro de um agregado, maior será a interferência exercida nas propriedades sísmicas anisotrópicas entre minerais isolados, o que pode resultar em padrões extremamente complexos de distribuição das velocidades de propagação das anisotropias do agregado como um todo.

No presente capítulo, são apresentados os resultados de uma simulação partindo-se de um membro com 100% de quartzo e 0% de moscovita, e chegando a um agregado com 100% de moscovita e 0% de quartzo, cada qual com sua própria orientação cristalográfica. Além de permitir determinar como a presença desses minerais podem interferir positivamente/negativamente na propagação de ondas sísmicas, é possível prever a propagação dessas ondas tanto em um quartzito/quartzo milonito como em um xisto/filonito.

7.2 Metodologia

Para a simulação das propriedades sísmicas a partir da variação modal entre quartzo e moscovita, foram selecionadas as amostras PF-6, PF-7 e PF-10. Nestas, a distribuição dos eixos cristalográficos de quartzo é bastante semelhante si, apenas com uma variação de assimetria de eixos- $\langle c \rangle$, $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$. Além disso, a distribuição de (100), (010) e (001) nessas três amostras é a trama cristalográfica que mais se aproxima de um padrão ideal de OPR de moscovitas em rochas miloníticas (e.g. O'Neil *et al.* 1987). Como trata-se de uma simulação cuja variável principal é a composição modal entre quartzo e moscovita, as composições originais das amostras não interferem nos resultados obtidos.

As orientações cristalográficas de quartzo e moscovita das amostras PF-6, PF-7 e PF-10 são apresentadas nas figuras 7.1, 7.2 e 7.3, respectivamente, enquanto as propriedades sísmicas dos monocristais desses minerais, determinadas a partir de suas constantes elásticas (McSkimin *et al.* 1965; Vaughan & Guggenheim 1986) são apresentadas nas figuras 7.4 a (quartzo) e 7.4 b (moscovita). Para o cálculo das propriedades sísmicas com variação modal entre esses dois minerais, foram utilizados os programas ANISch5 e VpG (Mainprice 2005). Através do primeiro, que realiza o cálculo das constantes elásticas do agregado e sua distribuição tridimensional, é possível selecionar entre utilizar a contagem modal feita durante a aquisição dos dados de orientação (no caso, a contagem realizada pelo mapeamento do sistema MEV/EBSD) ou utilizar as proporções entre os minerais obtidas por outras metodologias.

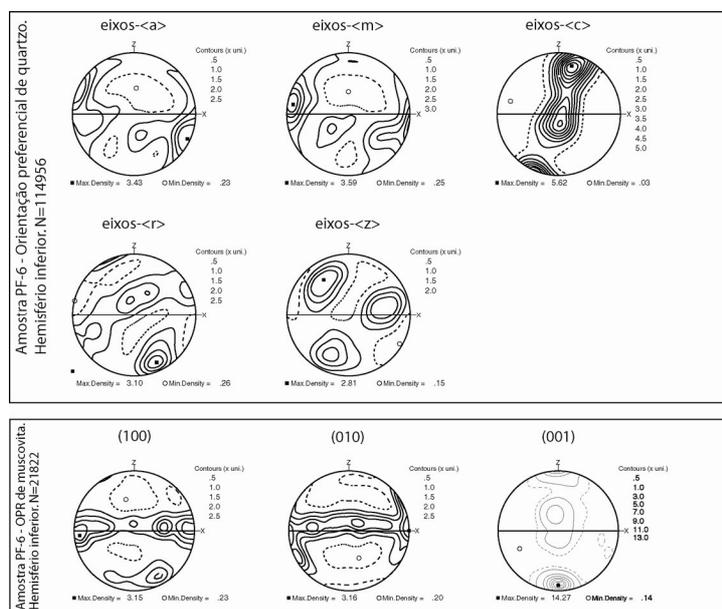


Figura 7.1 – Figuras de polo das orientações cristalográficas de eixos- $\langle a \rangle$, $\langle m \rangle$, $\langle c \rangle$, $\langle r \rangle$ e $\langle z \rangle$ de quartzo e (100), (010) e (001) de moscovita da amostra PF-6. Nota-se o desenvolvimento de uma forte guirlanda única assimétrica de eixos- $\langle c \rangle$, sendo as concentrações de $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$ dispostas simetricamente à essa guirlanda. Os eixos (100) e (010) distribuem-se ao longo de guirlandas paralelas ao plano de foliação, enquanto (001) aparece com forte concentração paralela à Z, com alguma concentração desses eixos mais próximos de Y. Hemisfério inferior da rede de igual área, N=número de medidas.

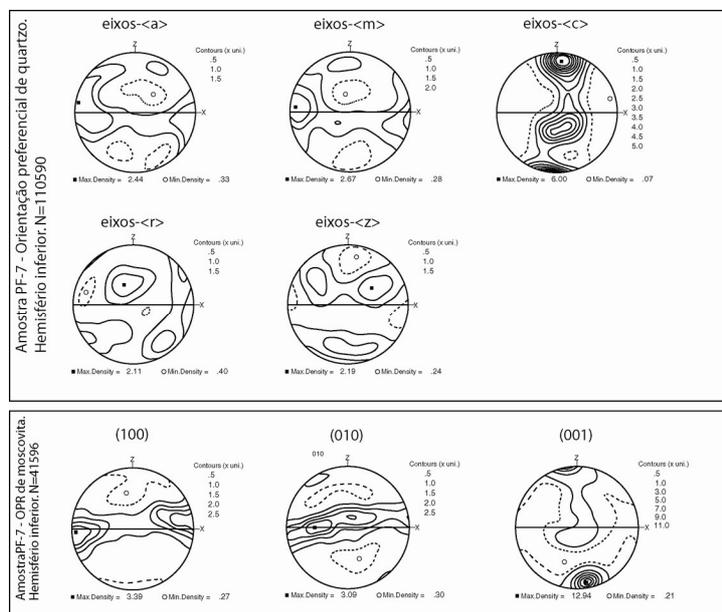


Figura 7.2 – Figuras de polo das orientações cristalográficas de eixos- $\langle a \rangle$, $\langle m \rangle$, $\langle c \rangle$, $\langle r \rangle$ e $\langle z \rangle$ de quartzo e (100), (010) e (001) de moscovita da amostra PF-7. Os eixos- $\langle c \rangle$ ocorrem ao longo de uma guirlanda única assimétrica centrada em Y e os eixos- $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$ ao longo de uma guirlanda paralela ao plano XY de referência, com forte concentração desses eixos paralelo a X. Os eixos (100) e (010) distribuem-se ao longo de guirlandas paralelas ao plano de foliação, enquanto (001) aparece com forte concentração paralela à Z, com concentração fraca desses eixos mais próximos de Y. Hemisfério inferior da rede de igual área, N=número de medidas.

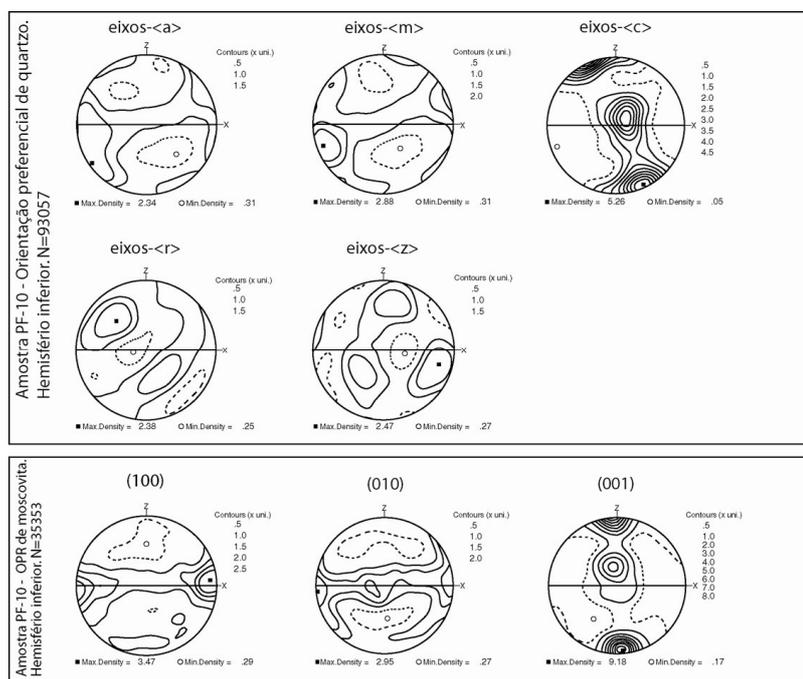
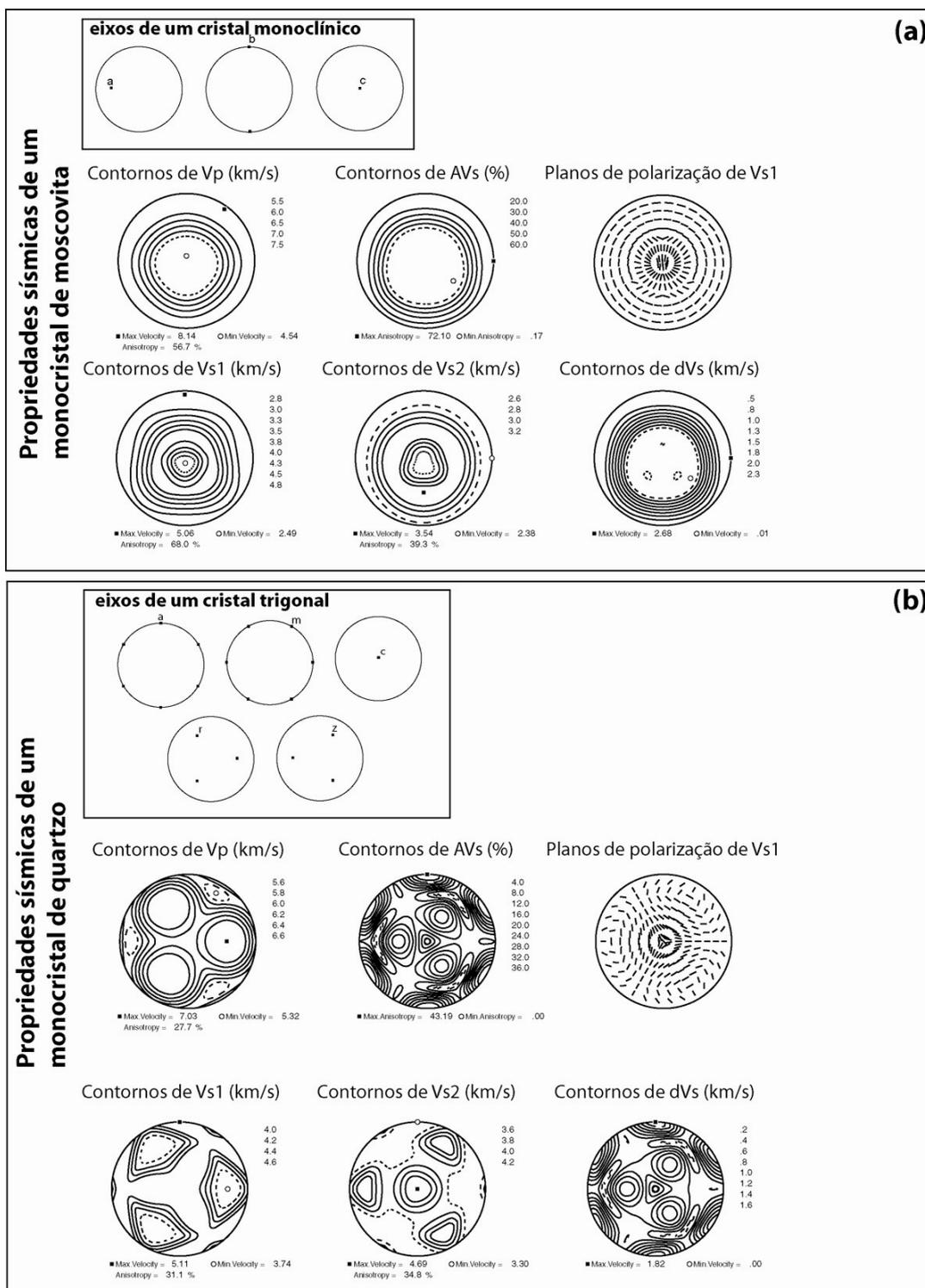


Figura 7.3 – Figuras de polo das orientações cristalográficas de eixos- $\langle a \rangle$, $\langle m \rangle$, $\langle c \rangle$, $\langle r \rangle$ e $\langle z \rangle$ de quartzo e (100), (010) e (001) de moscovita da amostra PF-10. Os eixos- $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$ ocorrem dispersados ao longo de uma guirlanda de grande círculo oblíqua ao plano de foliação de referência, mostrando o mesmo sentido de assimetria da guirlanda única centrada em Y de eixos- $\langle c \rangle$. Os eixos (100) e (010) distribuem-se ao longo de guirlandas paralelas ao plano de foliação, enquanto (001) aparece com forte concentração paralela à Z, com uma segunda orientação preferencial sendo marcada pela concentração mais forte desses eixos próximos de Y. Hemisfério inferior da rede de igual área, N=número de medidas.

Por se tratar de uma rocha bimineralica, optou-se em não utilizar a contagem de pontos realizada durante o mapeamento das orientações cristalográficas e determinar as propriedades sísmicas do agregado com as variações modais possíveis entre esses dois minerais em intervalos de 10% de cada mineral. As velocidades, anisotropias e direções de propagação de ondas P e S foram calculadas com a utilização do programa VpG (Mainprice 2005) segundo programa supracitado, e foram determinadas no hemisfério inferior da rede de igual área de Schmidt, utilizando as médias de Voigt-Reuss-Hill.



7.3 Magnitudes das velocidades com a variação composicional

A variação das velocidades máximas e mínimas das ondas compressoriais e de cisalhamento com a variação progressiva da composição modal de moscovita é bastante constante em todas as amostras, e os dados são sumarizados na Tabela 7.1.

As velocidades máximas de ondas P para as três amostras simuladas descrevem uma espécie de meia-hipérbole com a variação modal de moscovita (Fig. 7.5 a). No agregado sem moscovita, as velocidades são relativamente altas, com uma média de 6,29 km/s, e decrescem levemente até o teor de moscovita atingir 20%. A partir deste ponto, as velocidades máximas de ondas compressoriais ($V_{p_{máx.}}$) aumentam progressivamente, primeiro de forma sutil, até o limite de 40% de moscovita. Então, os valores sobem rapidamente com o aumento na quantidade de moscovita, atingindo uma média de 7,00 km/s com 100 % desse mineral. As velocidades mínimas de ondas compressoriais ($V_{p_{mín.}}$) apresentam um comportamento inverso, pois as velocidades aumentam levemente até teores de moscovita novamente de 20% e diminuem acentuadamente até o máximo de 100% de moscovita no sistema (Fig. 7.5 b). Levando-se em consideração apenas a orientação preferencial do quartzo nos cálculos, a média de $V_{p_{mín.}}$ é de 5,74 km/s, enquanto com 100% de moscovita esse mesmo valor diminui para 5,5 km/s. O comportamento de semi-hipérbole também pode ser observado para as anisotropias das ondas compressoriais (AVp), com um leve decréscimo nos valores entre 20-30% de moscovita, aumentando substancialmente a partir de um conteúdo de 40% desse mineral. Em média, essas anisotropias são de 9,1% nos agregados com 100% de quartzo e atingem valores próximos a 24% desconsiderando-seo quartzo nessas determinações (Fig. 7.5 c).

As ondas de cisalhamento mais rápidas (V_{s1}) mostram um comportamento distinto das ondas P, visto que os máximos das velocidades ($V_{s1_{máx.}}$) dessas ondas diminuem com o aumento da proporção modal de moscovita e tornam-se estáveis a partir de uma composição com 40% de quartzo e 60% de moscovita. Em média, as $V_{s1_{máx.}}$ com 100% de quartzo são da ordem de 4,36 km/s, enquanto com 100% de moscovita esses valores decrescem para 3,96 km/s (Fig 7.6 a). Já as ($V_{s1_{mín.}}$) mostram uma distribuição linear negativa com o aumento da quantidade de moscovita, com valores médios de 3,99 km/s para 100 % de quartzo e 3,31 km/s para 100% de moscovita (Fig. 7.6 b). A anisotropia dessas ondas mostra uma distribuição semelhante a uma meia hipérbole, com valores iniciais médios de 9 % (100 % quartzo), decrescendo levemente em teores

de moscovita de 20 %, e aumentando progressivamente até atingir valores médios de 18%, com 100 % de moscovita (Fig. 7.6 c).

Tanto as velocidades máximas quanto mínimas das ondas de cisalhamento mais lentas ($Vs2_{máx.}$ & $Vs2_{mín.}$) apresentam distribuições lineares negativas com a diminuição progressiva da porcentagem modal de quartzo nos cálculos. Com 0% de moscovita no sistema, a $Vs2_{máx.}$ é de 4,18 km/s e a $Vs2_{mín.}$ é de 3,87 km/s. Com 100% de moscovita, esses valores decrescem para 3,61 km/s e 3,05 km/s, respectivamente (Figs. 7.7 a & b). A $AVs2$ mostra uma distribuição tipo meia-hipérbole. Ocorre um leve decréscimo dos valores iniciais médios de 7,3% (100 % de quartzo) com a adição de até 20 % de moscovita, e esses valores aumentam continuamente até atingirem anisotropias médias da ordem de 17% com 100% de moscovita (Fig. 7.7 c).

A anisotropia geral das ondas de cisalhamento (AVs) também possui uma distribuição em uma meia hipérbole com o aumento das proporções de mica utilizadas nas determinações das propriedades sísmicas (Fig. 7.8 a). Com 100% de quartzo, a AVs é igual a 9,06%, e a adição de 20% de moscovita faz esse valor decrescer para 7,46%. A partir deste, o grau de birrefringência das ondas de cisalhamento aumenta progressivamente até atingir valores médios de 23%, com 100% de mica. Os valores mínimos de AVs apresentam um comportamento aleatório em relação a variação modal constante nos teores de moscovita (Fig. 7.8 b), mas como os valores são muito baixos e a diferença entre os mesmos também, essa variação resulta de erros de cálculo.

O mesmo ocorre para os valores da diferença absoluta de velocidade entre $Vs1$ e $Vs2$ (dVs), pois os máximos dessa propriedade apresentam o mesmo comportamento de meia hipérbole descrito acima (Fig. 7.8 c), enquanto os valores mínimos mostram uma distribuição aleatória em relação a variação da composição modal de moscovita (7.8 d). Com 100% de quartzo, a dVs máxima é da ordem de 0,44 km/s, decrescendo para 0,34 km/s com a adição de 20% de mica, e aumentando substancialmente até atingir valores médios de 0,81 km/s com 100% de moscovita

Essas variações nas magnitudes das propriedades sísmicas anisotrópicas também são observadas nas velocidades de propagação de ondas P e S considerando os agregados como isotrópicos, nas velocidades das ondas orientadas paralelamente ao eixo-z de referência, nas razões entre essas velocidades e nos coeficientes de Poisson determinados a partir das velocidades de cada uma das composições modais variadas. Esses dados são sumarizados na Tab. 7.2.

PF-6		Vp máx. (km/s)	Vp mín. (km/s)	AVp (%)	AVs máx. (%)	AVs mín. (%)	Vs1 máx. (km/s)	Vs1 mín. (km/s)	AVs1 (%)	Vs2 máx. (km/s)	Vs2 mín. (km/s)	AVs2 (%)	dVs máx. (km/s)	dVs mín. (km/s)	Densidade (kg/m ³)	
%	moscovita															
0		6,32	5,69	10,50	12,68	0,21	4,39	3,96	10,30	4,23	3,83	9,90	0,52	0,01	2650	
10		6,30	5,72	9,60	11,40	0,20	4,28	3,92	8,70	4,14	3,79	8,60	0,46	0,01	2668	
20		6,31	5,74	9,40	10,27	0,17	4,18	3,87	7,70	4,05	3,73	8,40	0,41	0,01	2687	
30		6,33	5,75	9,50	9,59	0,16	4,11	3,79	8,10	3,98	3,66	8,40	0,38	0,01	2705	
40		6,38	5,76	10,20	10,26	0,16	4,04	3,69	9,10	3,91	3,59	8,70	0,39	0,01	2724	
50		6,46	5,72	12,20	12,64	0,05	3,99	3,62	9,70	3,87	3,51	9,70	0,47	0,00	2742	
60		6,57	5,66	14,90	15,06	0,11	3,98	3,56	11,00	3,81	3,42	10,90	0,56	0,00	2760	
70		6,70	5,61	17,70	17,48	0,22	3,98	3,51	12,70	3,77	3,31	12,90	0,65	0,01	2779	
80		6,82	5,56	20,40	19,90	0,24	3,98	3,44	14,50	3,71	3,20	14,60	0,72	0,01	2797	
90		6,95	5,51	23,20	22,34	0,19	3,99	3,39	16,30	3,66	3,10	16,80	0,80	0,01	2816	
100		7,09	5,47	25,80	24,81	0,48	3,99	3,33	18,10	3,61	2,99	18,90	0,87	0,02	2834	

PF-7		Vp máx. (km/s)	Vp mín. (km/s)	AVp (%)	AVs máx. (%)	AVs mín. (%)	Vs1 máx. (km/s)	Vs1 mín. (km/s)	AVs1 (%)	Vs2 máx. (km/s)	Vs2 mín. (km/s)	AVs2 (%)	dVs máx. (km/s)	dVs mín. (km/s)	Densidade (kg/m ³)	
%	moscovita															
0		6,27	5,77	8,20	9,49	0,22	4,34	4,04	7,20	4,17	3,90	6,70	0,39	0,01	2650	
10		6,24	5,84	6,60	7,68	0,08	4,23	3,97	6,40	4,09	3,86	5,80	0,31	0,00	2668	
20		6,25	5,87	6,20	6,16	0,13	4,13	3,89	6,10	4,01	3,79	5,70	0,25	0,01	2687	
30		6,26	5,84	7,10	7,45	0,41	4,04	3,80	6,30	3,95	3,71	6,30	0,29	0,02	2705	
40		6,28	5,78	8,30	9,54	0,32	4,01	3,71	8,00	3,89	3,62	7,20	0,37	0,01	2724	
50		6,34	5,73	10,00	11,64	0,18	3,99	3,62	9,70	3,85	3,53	8,40	0,44	0,01	2742	
60		6,44	5,69	12,00	13,76	0,16	3,97	3,54	11,40	3,79	3,44	9,50	0,51	0,01	2760	
70		6,55	5,65	14,70	15,98	0,11	3,96	3,46	13,40	3,73	3,36	10,50	0,58	0,00	2779	
80		6,65	5,61	17,00	18,28	0,27	3,96	3,39	15,50	3,68	3,27	11,90	0,66	0,01	2797	
90		6,76	5,57	19,20	20,57	0,11	3,96	3,32	17,60	3,64	3,18	13,50	0,74	0,00	2816	
100		6,86	5,54	21,40	22,92	0,15	3,96	3,25	19,60	3,60	3,09	15,20	0,81	0,00	2834	

PF-10	Vp máx. (km/s)	Vp mín. (km/s)	AVp (%)	AVs máx. (%)	AVs mín. (%)	Vs1 máx. (km/s)	Vs1 mín. (km/s)	AVs1 (%)	Vs2 máx. (km/s)	Vs2 mín. (km/s)	AVs2 (%)	dVs máx. (km/s)	dVs mín. (km/s)	Densidade (kg/m ³)
0	6,28	5,77	8,50	10,27	0,22	4,36	3,96	9,60	4,16	3,89	6,60	0,42	0,01	2650
10	6,27	5,84	7,10	8,99	0,25	4,24	3,93	7,80	4,08	3,84	5,90	0,36	0,01	2668
20	6,29	5,88	6,80	9,23	0,03	4,17	3,89	7,00	4,00	3,78	5,50	0,37	0,00	2687
30	6,34	5,84	8,10	9,67	0,08	4,12	3,85	6,90	3,93	3,73	5,40	0,38	0,00	2705
40	6,41	5,80	10,00	10,28	0,26	4,08	3,76	8,10	3,89	3,67	5,90	0,40	0,01	2724
50	6,49	5,74	12,10	11,29	0,37	4,04	3,68	9,20	3,85	3,57	7,50	0,43	0,01	2742
60	6,59	5,69	14,60	12,77	0,30	4,01	3,61	10,60	3,80	3,47	9,10	0,48	0,01	2760
70	6,69	5,64	17,00	14,62	0,39	3,99	3,54	11,90	3,75	3,37	10,80	0,54	0,01	2779
80	6,79	5,58	19,50	16,69	0,22	3,97	3,47	13,40	3,71	3,27	12,70	0,61	0,01	2797
90	6,91	5,53	22,10	18,95	0,32	3,95	3,41	14,70	3,66	3,16	14,60	0,68	0,01	2816
100	7,02	5,49	24,60	21,22	0,00	3,94	3,36	16,00	3,62	3,07	16,50	0,75	0,00	2834

Tabela 7.1 – Sumário dos resultados obtidos na simulação das propriedades sísmicas das amostras PF-6, PF-7 e PF10, partindo-se de um membro inicial com 100% de quartzo e chegando-se a uma composição final com 100% de moscovita, com variação de 10% em 10% para cada estágio simulado. Essas simulações foram baseadas nas orientações cristalográficas desses dois minerais, apresentadas nas figuras de polo das figuras 7.1, 7.2 e 7.3. $Vp_{máx}$ e $Vp_{mín}$ referem-se às velocidades máximas e mínimas de ondas P, enquanto AVp mostra anisotropia dessas ondas. $AVs_{máx}$ e $AVs_{mín}$ mostram o grau de birrefringência máximo e mínimo das ondas de cisalhamento, enquanto $Vs1_{máx}$, $Vs1_{mín}$ e AVs1 mostram, respectivamente, a velocidade máxima, mínima e a anisotropia das ondas de cisalhamento mais rápidas. Por outro lado, $Vs2_{máx}$, $Vs2_{mín}$ e AVs2 referem-se à essas mesmas propriedades, só que relacionadas com as ondas de cisalhamento mais lentas. $dVs_{máx}$ e $dVs_{mín}$ mostram o máximo e o mínimo de diferença absoluta entre as duas ondas de cisalhamento ortogonais. As densidades foram obtidas diretamente nos processos de cálculo, já que as mesmas são necessárias na determinação das propriedades sísmicas de cada um dos agregados.

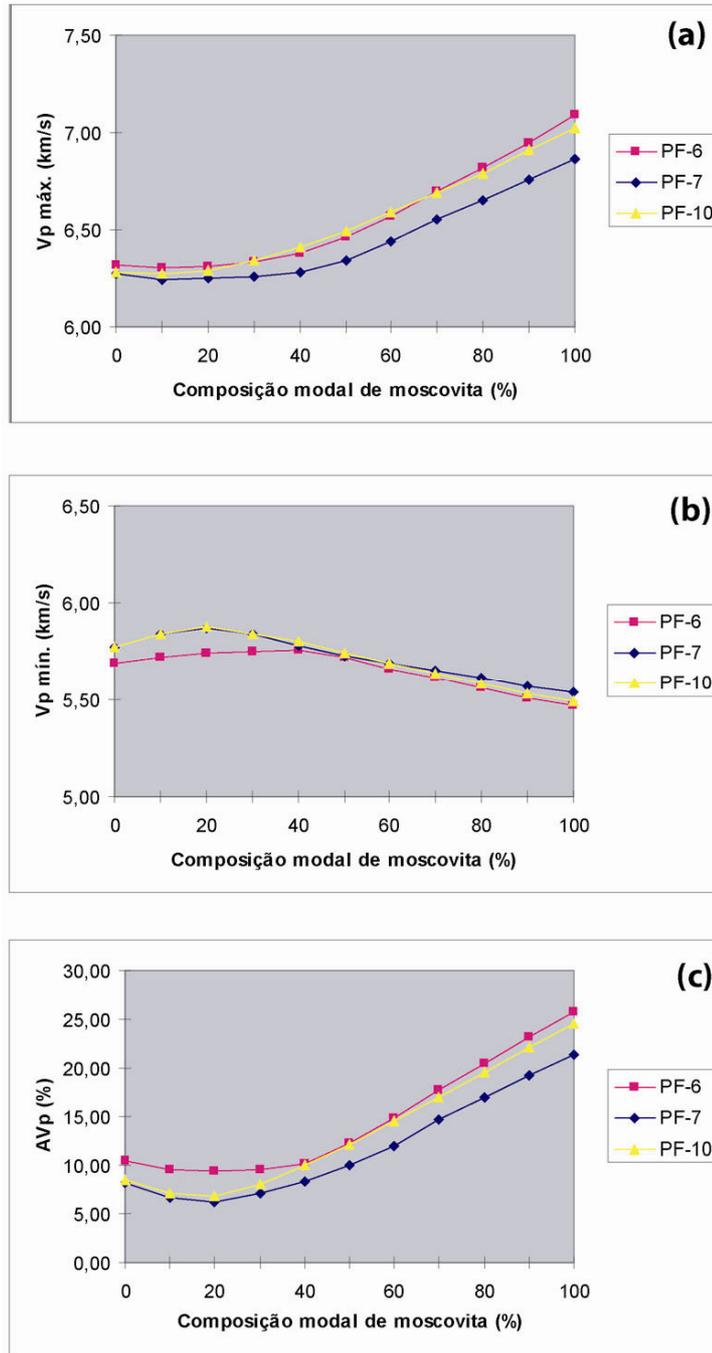


Figura 7.5 – Gráficos ilustrando o comportamento das magnitudes das velocidades e anisotropia das ondas compressoriais com o aumento da proporção modal de moscovita, e consequente diminuição da proporção de quartzo, partindo-se de um membro com 100% de quartzo. Nota-se uma leve diminuição da velocidade de máxima propagação dessas (a) ondas com a adição inicial de moscovita, seguida de um aumento constante até atingir o pico de velocidade. A velocidade mínima de propagação (b) mostra um comportamento contrário, pois a adição inicial de moscovita provoca um leve aumento dessa propriedade, que posteriormente decresce até atingir o mínimo valor em 100% de moscovita. Como a velocidade máxima aumenta e a mínima diminui de valor, então a tendência geral é que a anisotropia dessas ondas aumente, como mostrado em (c).

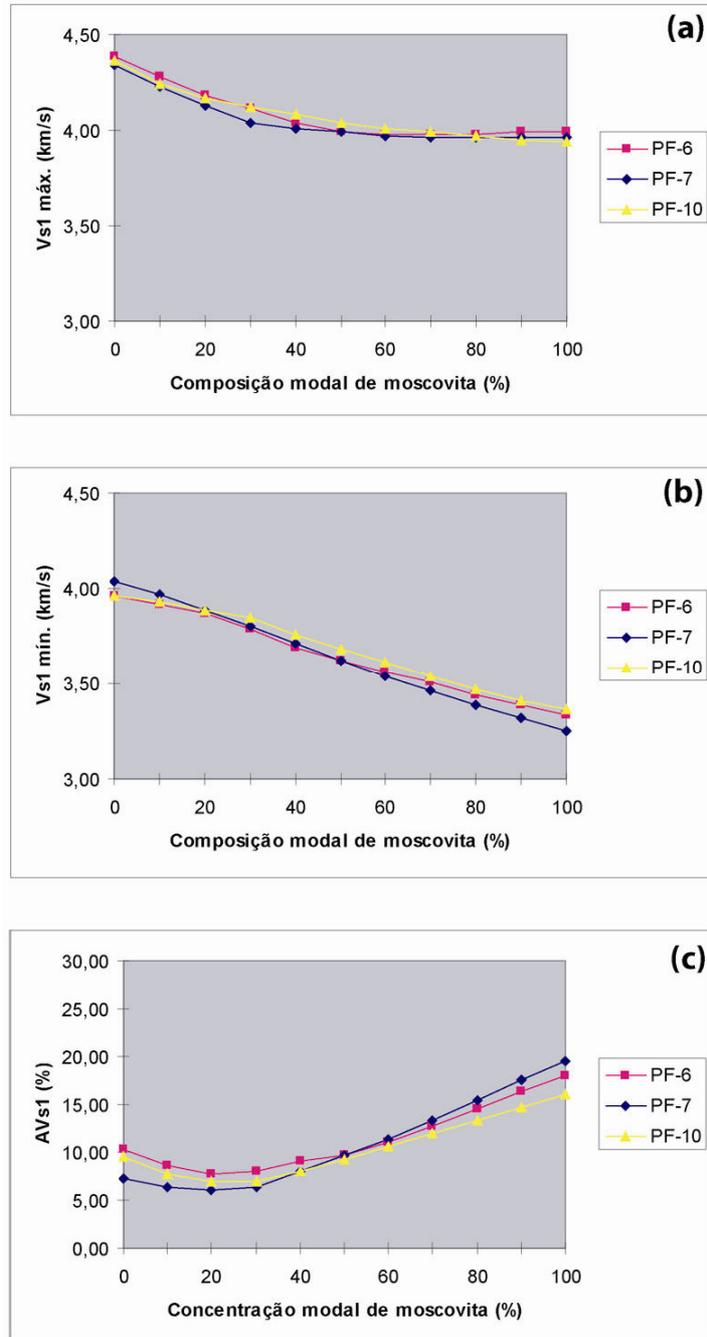


Figura 7.6 – Gráficos ilustrando o comportamento das magnitudes das velocidades e anisotropia das ondas de cisalhamento mais rápidas com o aumento da proporção modal de moscovita, e consequente diminuição da proporção de quartzo, partindo-se de um membro com 100% de quartzo. Nota-se que tanto as velocidades máximas (a) quanto as mínimas (b) diminuem com o aumento da proporção de moscovita, sendo que a primeira tende a estabilizar em proporções modais acima de 60% desse mineral, enquanto a segunda diminui constantemente. O grau de anisotropia dessas ondas mostra uma leve diminuição na adição inicial de moscovita, mas aumenta progressivamente quando a proporção modal atinge 30%, atingindo seu máximo em 100% de moscovita (c).

A velocidade das ondas-P nos agregados isotrópicos aumenta progressivamente com o aumento da porcentagem modal de moscovita, onde os valores variam entre 6,02 km/s para uma rocha com 100% de quartzo e 6,28 km/s para um agregado a base de mica (Fig. 7.9 a). As velocidades das ondas de cisalhamento nesses agregados diminuem com o aumento da proporção de mica, e as velocidades variam entre 3,47 km/s com 100% de moscovita e 4,11 km/s com 100% de quartzo (Fig. 7.9 b). Os valores da razão entre as velocidades de ondas compressoriais e de cisalhamento aumenta de maneira de linear com o acréscimo de micas, partindo de valores mínimos em torno de 1,46 e chegando a valores de 1,80 (Fig. 7.9 c).

O valor das velocidades de ondas compressoriais e de cisalhamento na orientação perpendicular ao plano de foliação do sistema de referência foram determinadas visualmente através dos diagramas de distribuição dessas velocidades espacialmente. Em ambos os casos, as velocidades de propagação nessa posição diminuem quase que linearmente com o aumento na proporção modal de mica (Figs. 7.10 a, b, c & d). Como se pode observar nos gráficos, alguns valores de $V_p//Z$, $V_{s1}//Z$ e $V_{s2}//Z$ não se encaixam nesse padrão linear. Isso resulta de erros da determinação visual, já que em muitos dos diagramas, os contornos paralelos ao eixo-Z do sistema de referência apresentam valores muito maiores que os polos de velocidade mínima de propagação, e a interpolação entre esses valores fica dificultada pela ausência de contornos com valores intermediários. As V_p variam entre 6,20 km/s e 5,60 km/s (Fig. 7.10 a), enquanto nas V_{s1} essa variação fica entre 4,30 km/s e 3,40 km/s (Fig. 7.10 b) e nas V_{s2} entre 4,10 km/s e 3,10 km/s (Fig. 7.10 c), com a proporção modal variável entre 100% de quartzo e 100 % de moscovita. Um fato que chama a atenção é que apesar das V_p , V_{s1} e V_{s2} perpendiculares à foliação apresentarem uma distribuição linear negativa em relação à proporção modal dos filossilicatos, a razão entre V_p/V_s paralelamente à Z mostra uma distribuição linear positiva (Fig. 7.10 d). Isso demonstra que esse fator não é controlado pela variação espacial das velocidades, mas sim pela composição das rochas, como já demonstrado na Figura 7.9 c. No caso das orientações paralelas a Z, os valores variam entre 1,4878 (100% quartzo) e 1,7231 (100% moscovita).

Os coeficientes de Poisson (σ) calculados a partir das velocidades isotrópicas dos agregados mostram uma distribuição aproximadamente linear positiva (Fig. 7.11 a). No agregado com 100% de quartzo, esse coeficiente possui valores médios da ordem de 0,065, enquanto com 100% de mica, os valores sobem para 0,2740, cerca de quatro vezes maior que o primeiro valor. Como demonstrado por Kern (1996) e Bascou (2002), valores muito baixos de σ geralmente são

correlacionados a uma alta percentagem modal de quartzo no sistema. No caso dessas simulações, altos valores do coeficiente de Poisson demonstram o efeito da moscovita na determinação das velocidades das ondas sísmicas nos agregados isotrópicos. Perpendicularmente à foliação, o coeficiente de Poisson também mostra uma distribuição linear positiva (Fig. 7.11 b), existindo, contudo, bastante variação entre os dados. Essa variação novamente só pode ser explicada pela imprecisão na determinação das velocidades perpendicularmente ao plano XY de referência. Os valores médios de σ com 100% de quartzo são de 0,09, enquanto nos agregados com 100% de mica esses valores atingem quase 0,25.

A variação da densidade com o aumento da proporção modal de moscovita utilizada nas simulações ocorre em uma distribuição linear positiva, com valores mínimos de 2650 kg/m^3 nos agregados de quartzo e 2834 kg/m^3 nas simulações baseadas unicamente nas orientações preferenciais de micas dessas rochas (Tab. 7.1).

Os coeficientes de reflexão das ondas sísmicas perpendiculares à foliação foram calculados para cada uma das variações na composição modal desses agregados. Para essas determinações foram utilizadas as velocidades para cada agregado isotrópico e as velocidades orientadas paralelamente ao eixo Z de referência. Os resultados obtidos para as três amostras estudadas estão sumarizados na Tabela 7.2.

7.4 Variação nas direções de propagação das ondas compressoriais, de cisalhamento e das anisotropias com a variação modal de moscovita

Assim como as magnitudes das velocidades das ondas sísmicas variam com o aumento da porcentagem modal de moscovita, também são observadas importantes variações nas direções de propagação das mesmas. De um modo geral essa variação torna-se sutil à medida que a orientação cristalográfica de moscovita passa a controlar as direções principais de propagação dessas propriedades. Contudo, os membros iniciais das simulações de cada uma dessas três amostras são inicialmente controladas pelas orientações de quartzo, e em muitos casos, mesmo a adição de 10 ou 20% de moscovita com sua orientação preferencial não ocasiona nenhum efeito visível nessas propriedades. As figuras de polo de quartzo e moscovita das amostras PF6, PF-7 e PF-10 são apresentadas nas figuras 7.1, 7.2 e 7.3.

PF-6		Vp iso. (km/s)	Vs iso. (km/s)	Vp/Vs iso.	Vp/lz (km/s)	Vs1/lz (km/s)	Vs2/lz (km/s)	Vs/lz (km/s)	Vp/Vs/lz	σ iso	σ /lz	Rc (Vp/lz)	Rc (Vs/lz)
%	moscovita												
0		6,005	4,103	1,4637	6,10	4,30	3,90	4,10	1,4878	0,06238	0,08799	0,00785	-0,00030
10		6,010	4,033	1,4904	6,10	4,20	3,80	4,00	1,5250	0,09059	0,12282	0,00743	-0,00405
20		6,025	3,958	1,5224	6,00	4,00	3,80	3,90	1,5385	0,12057	0,13420	-0,00208	-0,00732
30		6,040	3,885	1,5547	5,90	3,90	3,70	3,80	1,5526	0,14716	0,14556	-0,01173	-0,01106
40		6,070	3,808	1,5942	5,90	3,80	3,60	3,70	1,5946	0,17565	0,17590	-0,01420	-0,01432
50		6,090	3,748	1,6251	5,80	3,70	3,60	3,65	1,5890	0,19529	0,17214	-0,02439	-0,01318
60		6,115	3,693	1,6561	5,70	3,60	3,50	3,55	1,6056	0,21306	0,18316	-0,03512	-0,01968
70		6,155	3,643	1,6898	5,70	3,60	3,40	3,50	1,6286	0,23051	0,19738	-0,03838	-0,01995
80		6,190	3,583	1,7278	5,70	3,50	3,30	3,40	1,6765	0,24817	0,22384	-0,04121	-0,02614
90		6,230	3,535	1,7624	5,60	3,50	3,20	3,35	1,6716	0,26258	0,22135	-0,05325	-0,02687
100		6,280	3,480	1,8046	5,60	3,40	3,10	3,25	1,7231	0,27843	0,24606	-0,05724	-0,03418

PF-7		Vp iso. (km/s)	Vs iso. (km/s)	Vp/Vs iso.	Vp/lz (km/s)	Vs1/lz (km/s)	Vs2/lz (km/s)	Vs/lz (km/s)	Vp/Vs/lz	σ iso	σ /lz	Rc (Vp/lz)	Rc (Vs/lz)
%	moscovita												
0		6,020	4,113	1,4638	6,20	4,20	4,10	4,15	1,4940	0,06248	0,09414	0,01473	0,00454
10		6,040	4,038	1,4960	6,10	4,10	3,90	4,00	1,5250	0,09610	0,12282	0,00494	-0,00467
20		6,060	3,955	1,5322	6,00	3,90	3,90	3,90	1,5385	0,12901	0,13420	-0,00498	-0,00700
30		6,050	3,875	1,5613	6,00	3,80	3,70	3,75	1,6000	0,15220	0,17949	-0,00415	-0,01639
40		6,030	3,808	1,5837	5,90	3,80	3,70	3,75	1,5733	0,16847	0,16110	-0,01090	-0,00761
50		6,035	3,748	1,6104	5,80	3,70	3,60	3,65	1,5890	0,18621	0,17214	-0,01986	-0,01318
60		6,065	3,685	1,6459	5,80	3,60	3,50	3,55	1,6338	0,20741	0,20048	-0,02233	-0,01866
70		6,100	3,628	1,6816	5,70	3,50	3,40	3,45	1,6522	0,22644	0,21093	-0,03390	-0,02508
80		6,130	3,575	1,7147	5,60	3,50	3,30	3,40	1,6471	0,24229	0,20808	-0,04518	-0,02509
90		6,165	3,525	1,7489	5,60	3,40	3,20	3,30	1,6970	0,25714	0,23400	-0,04802	-0,03297
100		6,200	3,475	1,7842	5,60	3,40	3,10	3,25	1,7231	0,27099	0,24606	-0,05085	-0,03346

PF-10 % moscovita	Vp iso. (km/s)	Vs iso. (km/s)	Vp/Vs iso.	Vp//Z (km/s)	Vs1//Z (km/s)	Vs2//Z (km/s)	Vs//Z (km/s)	Vp/Vs//Z	σ iso	σ //Z	Rc (Vp//Z)	Rc (Vs//Z)
0	6,025	4,093	1,472205	6,10	4,20	4,00	4,10	1,4878	0,07169	0,08799	0,00619	0,00092
10	6,055	4,023	1,505283	6,10	4,10	3,90	4,00	1,5250	0,10502	0,12282	0,00370	-0,00280
20	6,085	3,960	1,536616	6,00	4,00	3,80	3,90	1,5385	0,13267	0,13420	-0,00703	-0,00763
30	6,090	3,908	1,558541	6,00	3,90	3,80	3,85	1,5584	0,15012	0,15004	-0,00744	-0,00741
40	6,105	3,850	1,585714	5,90	3,80	3,70	3,75	1,5733	0,16986	0,16110	-0,01708	-0,01316
50	6,115	3,785	1,615588	5,80	3,70	3,60	3,65	1,5890	0,18946	0,17214	-0,02644	-0,01816
60	6,140	3,723	1,649429	5,70	3,70	3,50	3,60	1,5833	0,20941	0,16820	-0,03716	-0,01673
70	6,165	3,663	1,683276	5,70	3,60	3,40	3,50	1,6286	0,22729	0,19738	-0,03919	-0,02269
80	6,185	3,605	1,715673	5,70	3,50	3,30	3,40	1,6765	0,24274	0,22384	-0,04081	-0,02926
90	6,220	3,545	1,754584	5,60	3,50	3,20	3,35	1,6716	0,25945	0,22135	-0,05245	-0,02828
100	6,255	3,498	1,78842	5,60	3,40	3,10	3,25	1,7231	0,27257	0,24606	-0,05525	-0,03668

Tabela 7.2 – Sumário das principais propriedades sísmicas calculadas a partir dos dados de velocidade resumidos na Tabela 7.1 para as simulações realizadas nas amostras PF-6, PF-7 e PF-10, partindo-se de um membro inicial com 100% de quartzo e chegando-se a uma composição final com 100% de moscovita, com variação de 10% em 10% para cada estágio simulado. Vpiso e Vviso referem-se às velocidades das ondas P e S considerando os agregados como isotrópicos, e Vpiso/Vviso refere-se a razão entre essas duas ondas. Vp//Z, Vs1//Z, Vs2//Z referem-se às velocidades das ondas compressoriais e das duas ondas de cisalhamento ortogonais em uma direção perpendicular ao plano de foliação do sistema de referência utilizado, enquanto Vs//Z refere-se a média entre Vs1 e Vs2 nessa direção. A razão entre as velocidades das ondas compressoriais e de cisalhamento é mostrada na coluna Vp/Vs//Z. O fator σ refere-se ao coeficiente de Poisson, para o agregado isotrópico e também para uma direção paralela à Z no sistema de referência. Rc refere-se ao coeficiente de refletividade para ondas compressoriais (Vp//Z) e de cisalhamento (Vs//Z) perpendicularmente ao plano XY de referência.

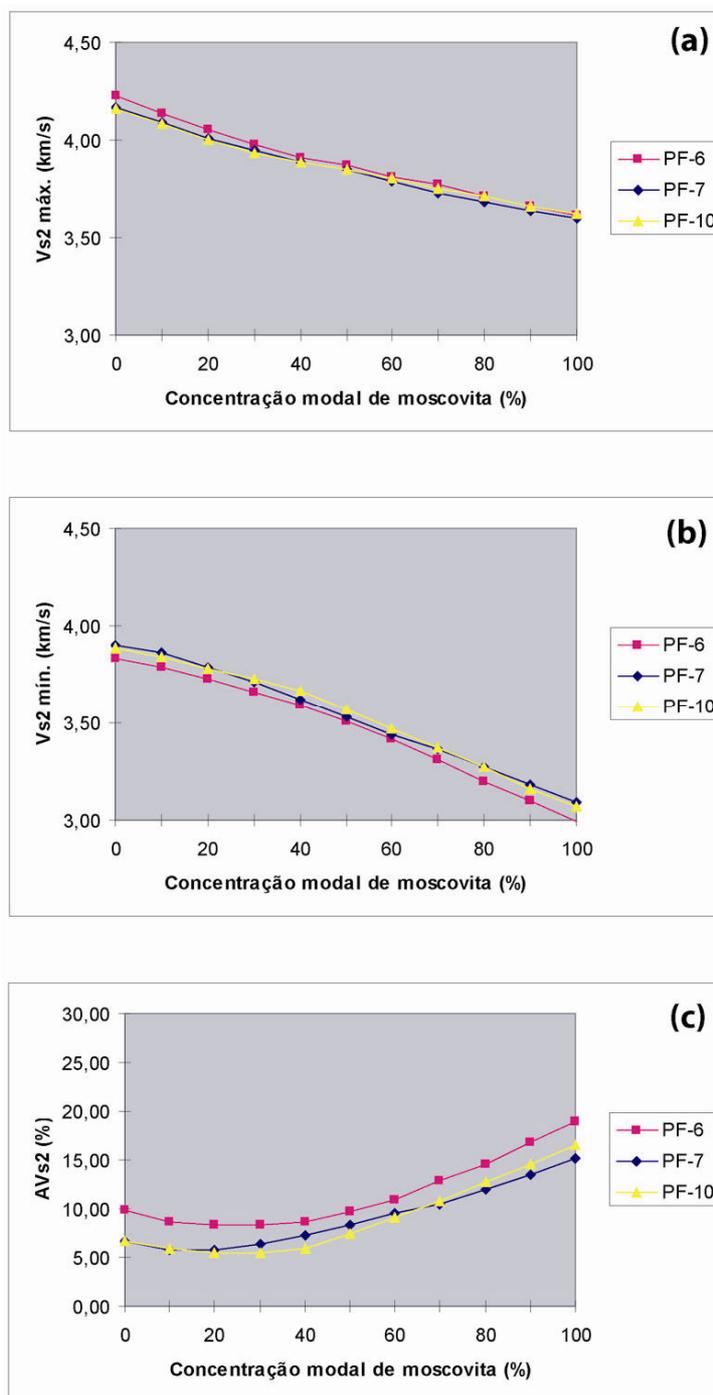


Figura 7.7 – Gráficos ilustrando o comportamento das magnitudes das velocidades e anisotropia das ondas de cisalhamento mais lentas com o aumento da proporção modal de moscovita, e consequente diminuição da proporção de quartzo, partindo-se de um membro com 100% de quartzo. As máximas (a) e mínimas (b) velocidades de propagação diminuem com o aumento do teor de moscovita nos agregados, enquanto a anisotropia mostra um comportamento semelhante ao apresentado pelas ondas de cisalhamento mais rápidas, novamente diminuindo com proporções modais baixas de moscovita e aumentando de valor progressivamente, e atinge o máximo de anisotropia em 100% de moscovita.

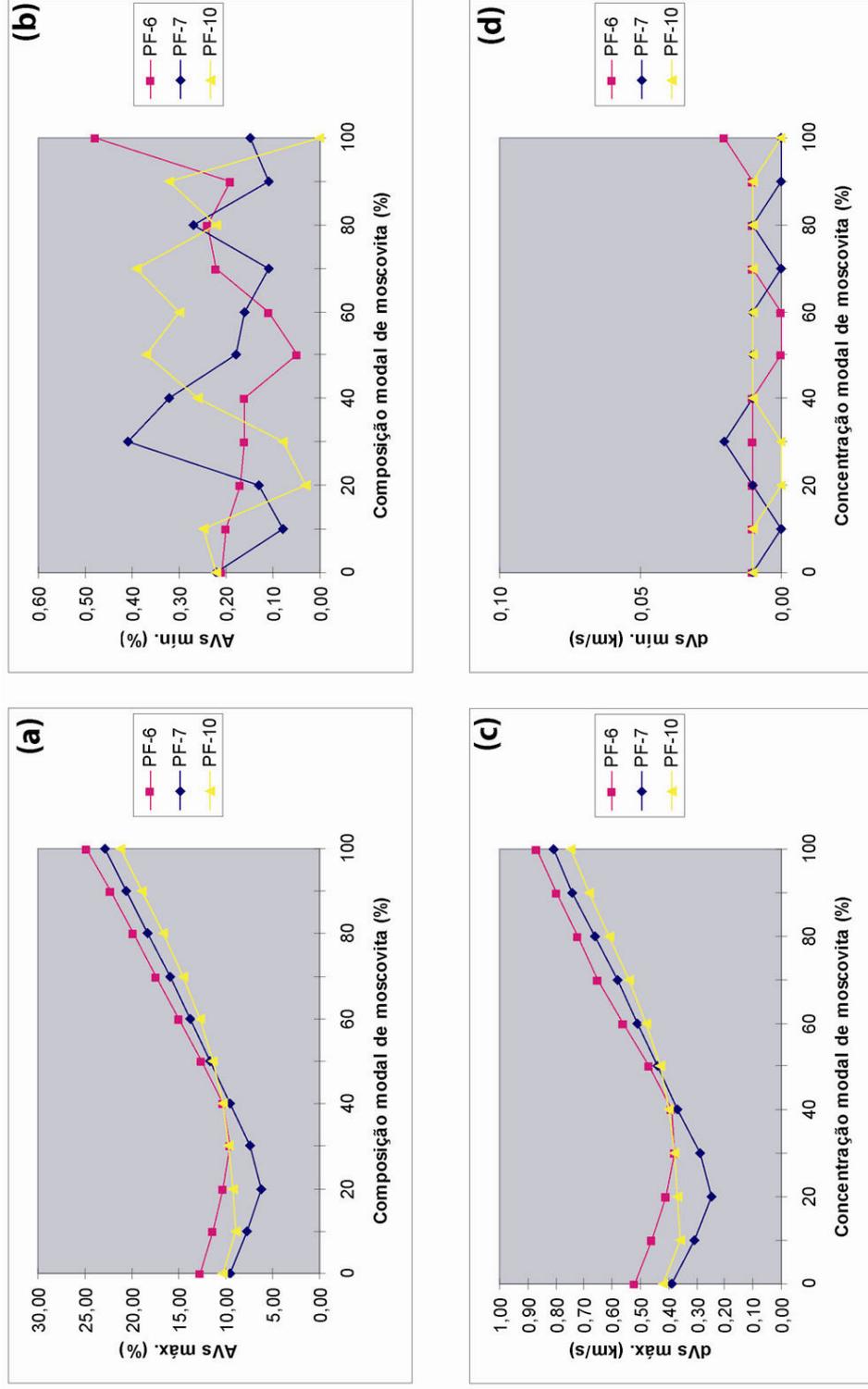


Figura 7.8 – Gráficos ilustrando o comportamento do grau de birrefringência das ondas de cisalhamento e da diferença absoluta entre as ondas de cisalhamento mais rápidas e lentas, com o aumento das proporções de moscovita e a diminuição de quartzo utilizadas nas simulações das propriedades sísmicas das três amostras estudadas. Nota-se uma diminuição dos valores dos máximos de ambas as propriedades (a & c) em composições modais variáveis entre 20 e 30% de moscovita e 70-80% de quartzo. A progressiva substituição de quartzo por moscovita faz com que esses valores aumentem novamente e atinjam seu máximo quando somente a trama de moscovita é considerada no cálculo dessas propriedades. As figuras b & d mostram o grau mínimo de birrefringência e a mínima diferença absoluta entre as duas ondas cisalhantes ortogonais e apresentam esse comportamento aleatório porque a diferença entre os valores dos picos é muito pequena, e provavelmente resulta de erros estatísticos referentes aos cálculos dessas propriedades.

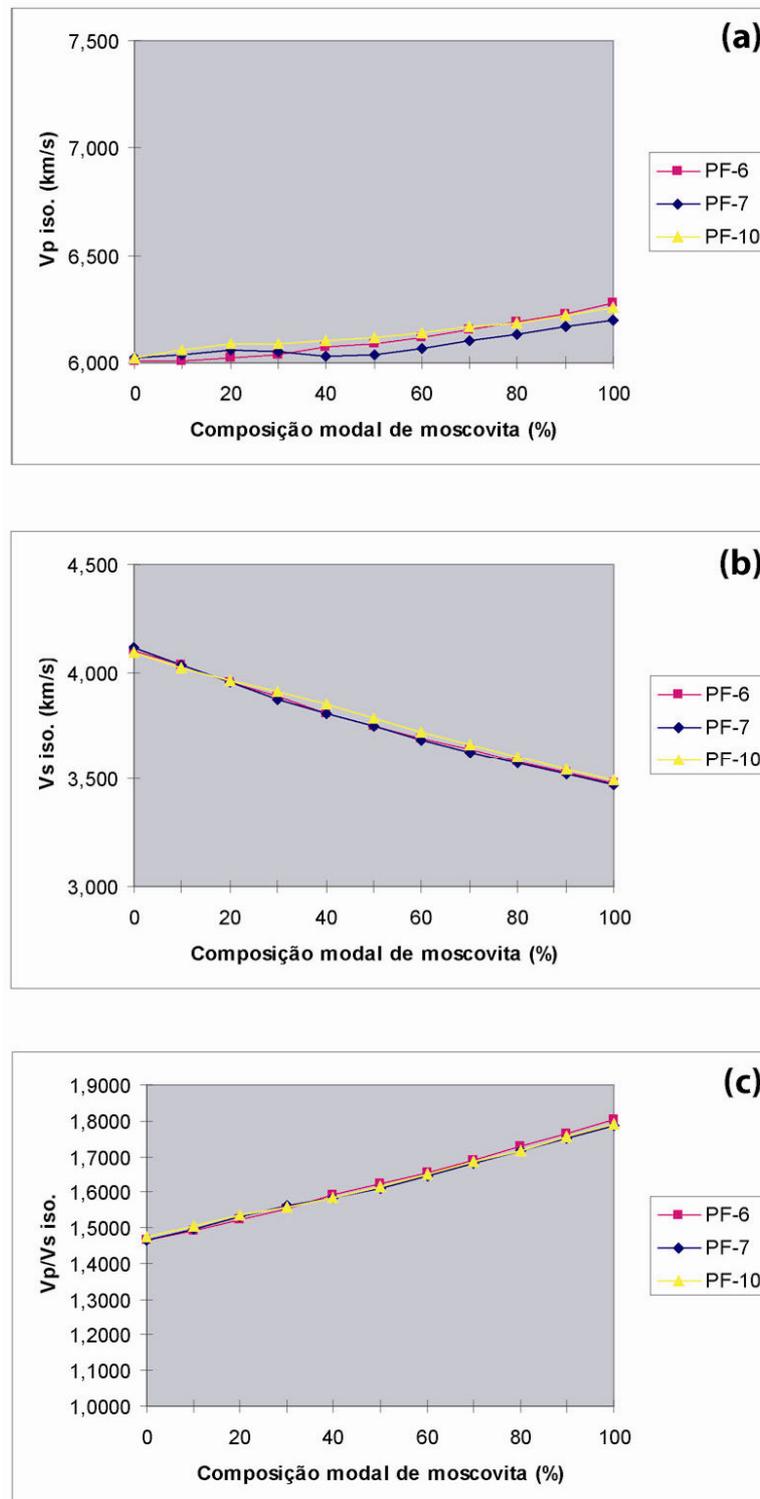


Figura 7.9 - Gráficos ilustrando o comportamento das velocidades das ondas P e S considerando os agregados como isotrópicos e a relação dessas velocidades com o aumento das proporções de moscovita utilizadas nas simulações. A velocidade das ondas P variam pouco com o aumento das quantidades modais de moscovita (a) enquanto a da onda S diminui substancialmente (b), o que provoca o aumento observado da razão entre essas duas ondas, mostrado em (c).

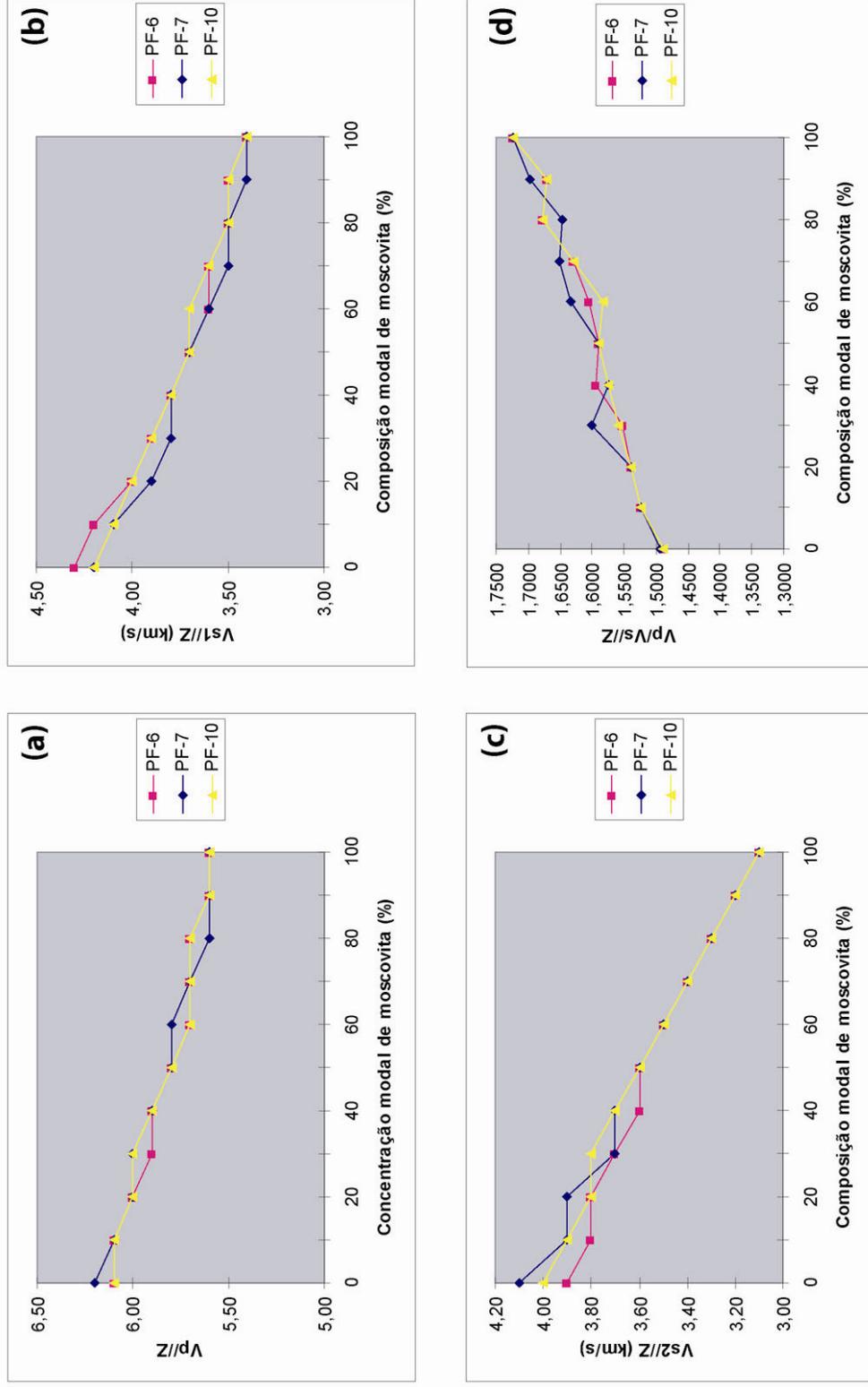


Figura 7.10 – Gráficos ilustrando a diminuição progressiva das velocidades das ondas P e S na direção perpendicular à foliação, a medida que a trama de quartzo é substituída pela de moscovita nas simulações. Esse efeito é ocasionado pelo forte alinhamento dos planos basais das lamelas desse último mineral paralelamente a essa foliação, e as pequenas discrepâncias observadas nos gráficos resultam da imprecisão da determinação visual dessas velocidades nos diagramas mostrados nas figuras 7.12, 7.13 e 7.14. Contudo, como observado em (d), a razão entre as ondas P e S aumenta, o que sugere que a atenuação das ondas de cisalhamento perpendicularmente a foliação desses agregados simulados é maior do que a ocasionada nas ondas compressoriais.

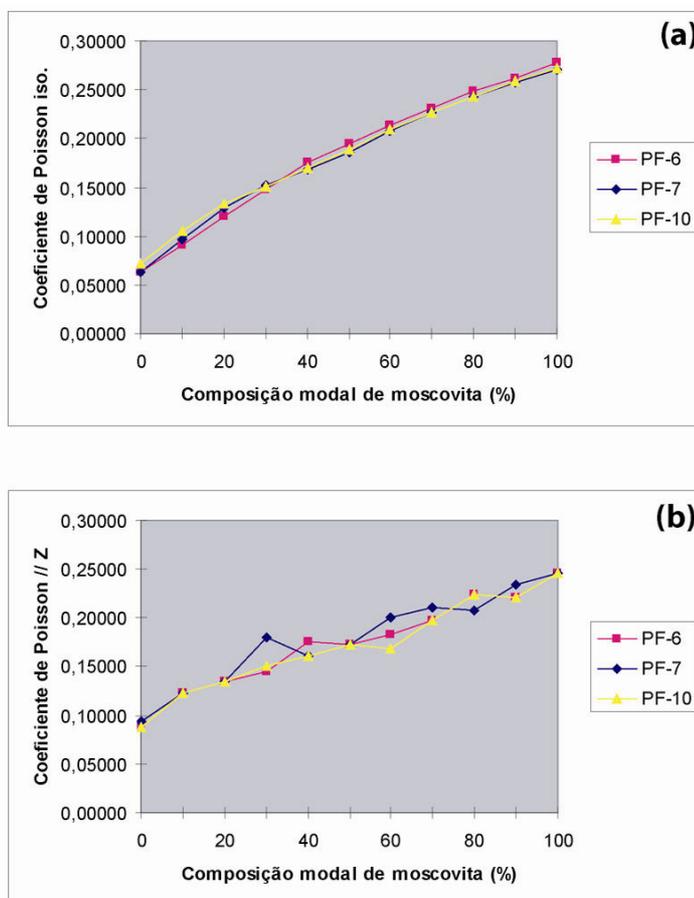


Figura 7.11 – Gráficos ilustrando o aumento do coeficiente de Poisson com o aumento progressivo da proporção modal de moscovita em relação à de quartzo, considerando os agregados isotrópicos (a), e também perpendicularmente ao plano de foliação de referência (b). Nota-se que o aumento ocorre em ambos os casos, o que demonstra apenas o efeito da composição dessas rochas, e não suas propriedades direcionais de orientação. As pequenas discrepâncias observadas em (b) referem-se aos pequenos erros resultantes da determinação visual das velocidades paralelamente à Z.

Com 100% de quartzo, observa-se que as figuras de distribuição das V_p das três amostras são diferentes entre si, onde tanto os polos de $V_{p_{máx.}}$ como $V_{p_{mín.}}$ estão em posições distintas. Nas amostras PF-6 e PF-10 (Figs. 7.12 e 7.14), a $V_{p_{máx.}}$ é paralela à máxima de eixos- $\langle z \rangle$ de quartzo, enquanto o polo de $V_{p_{mín.}}$ é paralelo à mínima concentração desses eixos e à máxima concentração de eixos- $\langle r \rangle$, $\langle m \rangle$ e $\langle a \rangle$. Por outro lado, $V_{p_{máx.}}$ é subparalela à máxima concentração de eixos- $\langle c \rangle$, enquanto a $V_{p_{mín.}}$ é subparalela às máximas concentrações de eixos- $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$ na amostra PF-7 (Fig. 7.13). Nessa, a $V_{p_{máx.}}$ também é subparalela ao polo da foliação no sistema de referência, enquanto $V_{p_{mín.}}$ é paralelo ao eixo-X deste.

As $V_{s1_{máx.}}$ também não são paralelas entre si nas três amostras onde foram realizadas as simulações, mas as $V_{s1_{mín.}}$ são paralelas nas amostras PF-6 e PF-7. A $V_{s1_{máx.}}$ na amostra PF-6 é

paralela à mínima concentração de eixos $\langle m \rangle$ e $\langle a \rangle$, enquanto nas PF-7 e PF-10 essa mesma propriedade localiza-se em uma posição de concentração relativamente baixa desses eixos, mas não exatamente na posição de mínima concentração. As $Vs1_{min.}$ dessas três amostras caem em posições de alta concentração de eixos- $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$, sendo que nas amostras PF-7 e PF-10 essa propriedade também é paralela ao eixo X do sistema de referência.

As $Vs2_{máx.}$ não são paralelas entre si nas três amostras mas estão localizadas em posições geométricamente correlacionáveis, orientadas paralelamente ou subparalelamente ao polo do plano XY de referência. Já as $Vs2_{min.}$ não possuem relação nas três amostras. No caso das $Vs2_{máx.}$, essa orientação está relacionada com a máxima concentração de eixos- $\langle c \rangle$, enquanto as $Vs2_{min.}$ são paralelas à máxima concentração de eixos- $\langle r \rangle$ ou localizadas em zonas de alta concentração desses polos (Figs. 7.12, 7.13 e 7.14).

As direções de AVs não possuem relações entre as amostras analisadas. Na amostra PF-6, a $AVs_{máx.}$ é subparalela à máxima concentração de eixos- $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$, enquanto a $AVs_{min.}$ das amostras PF-6 e PF-7 são paralelas à mínima concentração desses eixos. Já a amostra PF-10 mostra uma direção de máxima de anisotropia paralela as concentrações intermediárias de eixos- $\langle c \rangle$, $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$, enquanto a anisotropia mínima é paralela aos eixos- $\langle z \rangle$.

A adição de 10% de moscovita faz com que as $Vp_{máx.}$ fiquem paralelas ao plano da foliação do sistema de referência nas amostras PF-6 e PF-7. Contudo, na amostra PF-10 a $Vp_{máx.}$ não muda de posição em relação ao diagrama da amostra com 100% de quartzo, bem como as $Vp_{min.}$ nas três amostras estudadas.

Essa adição não provoca mudanças nas direções de propagação das $Vs1_{máx.}$ e $Vs1_{min.}$. Nas amostras PF-6 e PF-7, a $Vs2_{máx.}$ também não muda de posição, enquanto na PF-10 a presença de mica faz com que esse máximo mude da posição paralela ao eixo-Z do sistema de referência e se oriente paralelamente à Y. Na amostra PF-6, a $Vs2_{min.}$ está localizada em uma região de alta concentração de eixos- $\langle z \rangle$, enquanto na amostra PF-7 esse polo não muda de posição. Já na amostra PF-10, a adição de 10% de micas faz com que esse mínimo se oriente perpendicularmente ao plano XY de referência. A $Vs2_{min.}$ posiciona-se num contorno de máxima concentração de eixos- $\langle z \rangle$ na amostra PF-6, enquanto sua posição permanece inalterada em relação ao estereograma da simulação com 0% de moscovita na amostra PF-7. Essa mesma propriedade é reorientada para uma posição paralela ao eixo-Z de referência na amostra PF-10.

As direções de maior e anisotropia de ondas S ($AV_{S_{máx.}}$ & $dV_{S_{máx.}}$) permanecem inalteradas com a adição de 10% de mica nos cálculos nas amostras PF-6 e PF-7. Já as direções de mínima anisotropia aparecem levemente deslocadas em relação à simulação com 100% de quartzo, mas ainda orientadas paralelamente aos contornos de mínima concentração de eixos- $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$ de quartzo. Na amostra PF-10, essa adição de moscovita faz com que $AV_{S_{máx.}}$ se alinhe paralelamente às máximas concentrações de eixos- $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$ e também ao eixo-X do sistema de referência. Nessa amostra, a $AV_{S_{min.}}$ localiza-se em uma posição dentro da foliação, a cerca de 45° de X e Y.

A partir da adição de 20% de moscovita nos cálculos das propriedades sísmicas, não ocorrem mais mudanças drásticas nas orientações dos máximos e mínimos de propagação das ondas P, o que reflete o efeito progressivo desse mineral no controle dessas propriedades. O aumento nas proporções modais desse mineral faz com que progressivamente os polos de $V_p_{máx.}$ alinhem-se paralelamente ao plano XY de referência, geralmente em uma posição intermediária entre X e Y, e progressivamente migrem para posições paralelas à X, em proporções modais variáveis entre 40% e 70%, dependendo da amostra. Além disso, essa adição faz com que se estabeleça uma guirlanda de velocidades máximas de ondas P paralela ao plano XY. A partir da estabilização dessas posições, o único efeito observado é o aumento progressivo na magnitude dessas velocidades. Essa tendência ao alinhamento paralelo ao eixo X provavelmente é explicada pelas máximas concentrações de eixos (100) e (010) de moscovita nessas posições. No caso das $V_p_{min.}$, a adição de proporções variadas de moscovita faz com que as mesmas se alinhem progressivamente na posição paralela ao polo da foliação de referência, devido a forte concentração de eixos (001) nessa posição.

No caso das amostras estudadas, a concentração modal de moscovita necessária para que ocorra esse alinhamento varia entre 30% na amostra PF-7 e 80% na amostra PF-10. Isso ocorre provavelmente porque a primeira é a que possui menor concentração de eixos (001) oblíquos em relação à trama principal de moscovita, enquanto a amostra PF-10 possui uma alta concentração desses eixos relativamente próximos ao eixo-Y (Fig. 7.3). Se o cálculo das propriedades sísmicas leva em consideração todas as orientações medidas, então é correto afirmar-se que essas propriedades, controladas pela trama de moscovita, sofrem o efeito de ambas as orientações medidas e possuem direções que refletem a intensidade de cada uma dessas orientações. Assim, se a intensidade da trama oblíqua é baixa, como no caso da amostra PF-7, então para que a $V_p_{min.}$

alinhe-se em uma posição paralela ao polo da foliação, será necessária uma menor quantidade modal de moscovita com essa orientação, pois a orientação principal das lamelas terá um efeito muito maior do que a orientação secundária. Contudo, em uma amostra onde a concentração dessa trama oblíqua é mais alta (e.g. PF-10), a porcentagem modal necessária para gerar o mesmo efeito observado na amostra PF-7 é muito maior. Se levarmos em consideração apenas a orientação principal de moscovita, a $V_{p_{min}}$ será paralela à Z, enquanto os cálculos baseados nas orientações exclusivamente da trama oblíqua colocarão essa propriedade em uma posição provavelmente oblíqua aos eixos de referência. Assim, a determinação dessa propriedade levando em consideração as duas orientações concorrentes causa uma interferência negativa e faz com que esse $V_{p_{min}}$ alinhe-se com uma posição intermediária. Desse modo, é necessário um volume muito maior de medidas de orientação principal desse mineral para que o efeito da trama secundária seja progressivamente diminuído e essa propriedade se alinhe em sua posição deduzida a partir dos dados de propagação em um monocristal de moscovita com eixo (001) orientado paralelamente à Z.

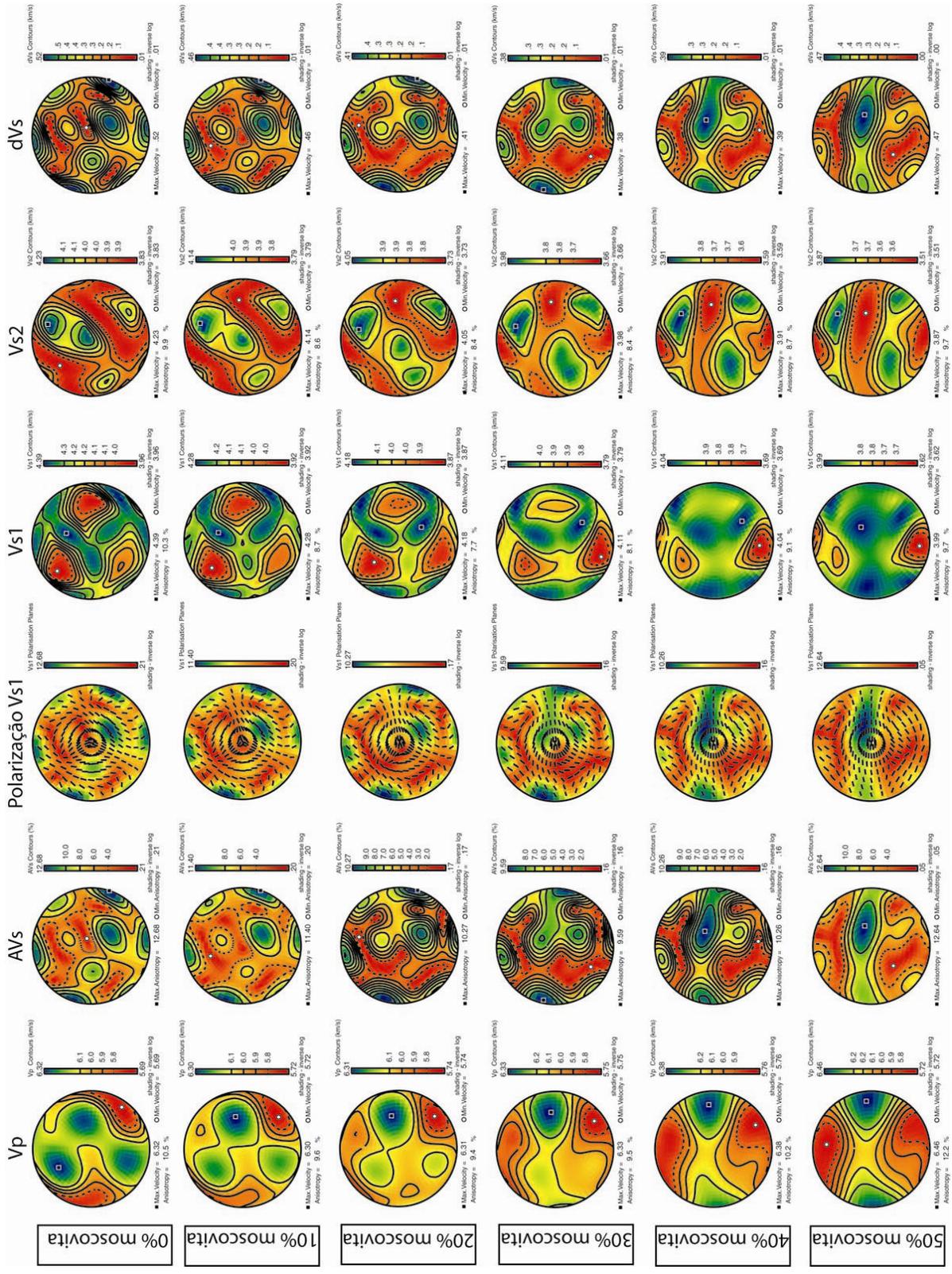
Processo semelhante é observado em relação ao polo $V_{s1_{min}}$. Nas três amostras, a partir da simulação com 20% de moscovita, esse polo tende a alinhar-se paralelamente ao eixo-Z do sistema de referência, no geral ao longo de guirlandas de pequeno círculo em torno desse eixo (Figs. 7.12, 7.13 e 7.14). Nesse caso, a trama oblíqua parece ter pouco efeito, pois na amostra PF-7, onde essa orientação é menos presente, 20% de moscovita são suficientes para que ocorra a relação de paralelismo supracitada, enquanto nas amostras PF-6 e PF-10, onde a trama secundária é mais forte, a adição de apenas 30% desse mineral resulta no mesmo efeito. A distribuição de $V_{s1_{max}}$ forma progressivamente uma guirlanda de grande círculo paralelamente ao plano XY, e desenvolve duas zonas de maior velocidade de propagação, ambas intermediárias entre os eixos X e Y de referência (Figs. 7.12, 7.13 e 7.14). Os polos de $V_{s1_{max}}$, a partir de concentrações modais de 50% de moscovita, sempre estão localizados em uma dessas duas posições, e podem variar entre si à medida que a adição de moscovita continua. É provável que isso demonstre o efeito ocasionado pelas orientações dos eixos (100) e (010) nas $V_{s1_{max}}$, enquanto a $V_{s1_{min}}$ parece refletir o efeito da forte concentração de eixos (001) perpendicularmente ao plano de foliação.

Na amostra PF-6 a $V_{s2_{max}}$ não muda de posição em todo o espectro de variação composicional utilizado na simulação, ocorrendo um efeito semelhante na amostra PF-10, quando

a partir da adição de 20% de moscovita essa propriedade parece tornar-se estável nessa posição (Fig. 7.12).

Nas três amostras foram desenvolvidas duas guirlandas de pequeno círculo de $Vs_{2_{máx.}}$, entre o plano de foliação do sistema de referência e seu polo. Com 50% de moscovita e 50% de quartzo, os máximos dessas velocidades permanecem estáveis em suas posições, o que não é observado na amostra PF-7 (Fig. 7.13). Nessa amostra, contudo, esse polo de $Vs_{2_{máx.}}$ sempre está localizado em uma dessas duas guirlandas, que são exatamente paralelas às observadas nas amostras PF-6 e PF-10. As $Vs_{2_{min.}}$ são distribuídas em três guirlandas, uma de grande círculo paralela ao plano de foliação e outras duas de pequeno círculo, em torno do eixo-Z do sistema de referência. Essas guirlandas começam a desenvolver-se em proporções variadas de moscovita, entre 30% (PF-7) e 50% (PF-10), e novamente parecem refletir o efeito que a trama oblíqua ocasiona na determinação dessas propriedades. Na amostra PF-6, a $Vp_{min.}$ varia entre uma posição paralela a Y e outra paralela a Z, enquanto nas amostras PF-7 e PF-10, esse mínimo está constantemente orientado paralelamente a Y a partir de proporções modais de 50% de moscovita.

Como esperado, as AVs e dVs apresentam um comportamento semelhante ao apresentado pelas componentes isoladas em relação à adição de moscovita. Entre 30% e 50% desse mineral, uma forte guirlanda de máxima anisotropia começa a desenvolver-se levemente inclinada em relação ao plano de foliação do sistema de referência (Figs. 7.12, 7.13 e 7.14). Essa inclinação segue aproximadamente à apresentada pelas guirlandas de distribuição de eixos (100) e (010) nas três amostras analisadas (Figs. 7.1, 7.2 e 7.3). Novamente, a amostra que necessita de menor porcentagem modal de moscovita (30-40%) para o início do desenvolvimento dessa guirlanda de maior anisotropia é a amostra PF-7, enquanto nas outras duas essas guirlandas são iniciadas somente com percentagens maiores desse mineral (40-60%). Os polos de máxima anisotropia nessas amostras estão sistematicamente orientados entre os eixos-X e Y de referência, e a partir das porcentagens citadas acima estes permanecem estáveis, apenas com modificações em suas magnitudes. Os polos de mínima anisotropia, por outro lado, mostram um comportamento mais variado e suas direções não são tão sistemáticas. Tanto a $AVs_{min.}$ quanto a $dVs_{min.}$ localizam-se em posições intermediárias entre a foliação e seu polo, sendo que as guirlandas de mínima anisotropia são paralelas àquelas de máxima velocidade das ondas de cisalhamento mais lentas.



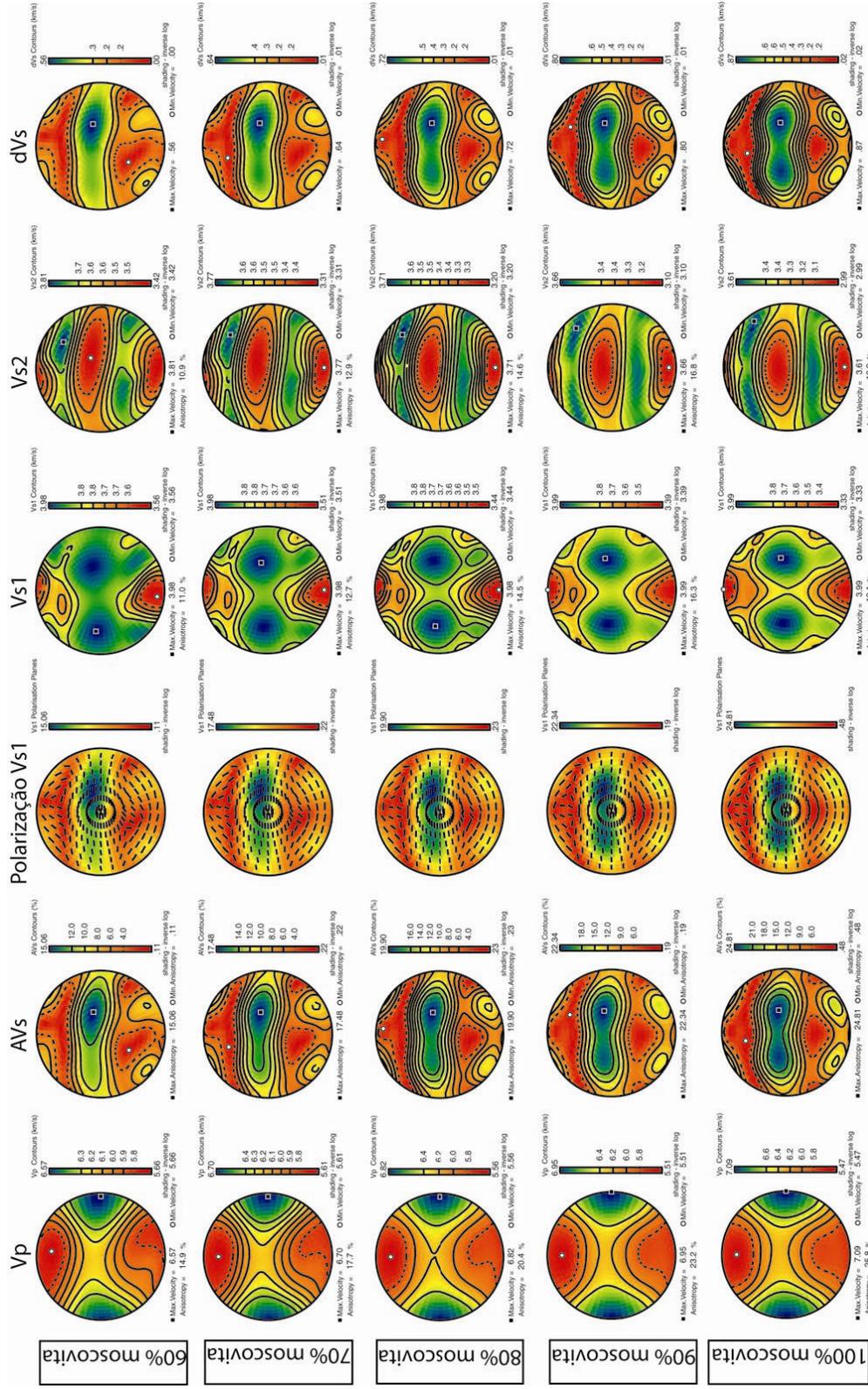
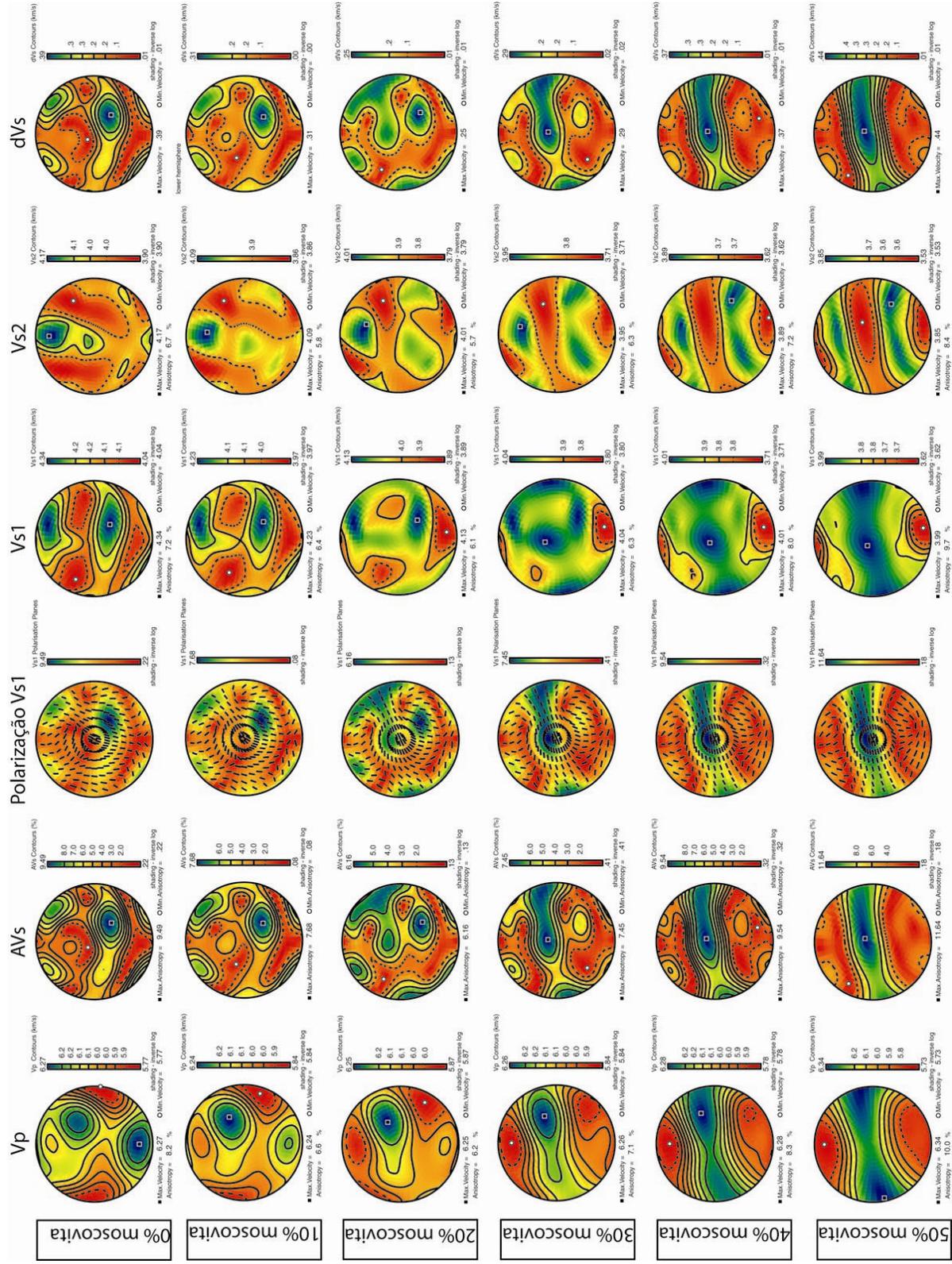


Figura 7.12 – Figuras de polo simuladas à partir dos dados de orientação cristalográfica de quartzo e moscovita da amostra PF-6, mostrando a variação espacial da distribuição das velocidades de ondas compressoriais e cisalhantes com o aumento da proporção modal de moscovita e diminuição de quartzo. O efeito dessa variação no grau de birrefringência das ondas de cisalhamento e na diferença absoluta entre Vs1 e Vs2, e suas distribuições espaciais também são observadas. Vp refere-se à velocidade das ondas P, AVs à anisotropia das ondas de S, Vs1 e Vs2 referem-se às velocidades das ondas cisalhantes mais rápidas e mais lentas, respectivamente, e dVs mostra a distribuição espacial da diferença resultante entre Vs1 e Vs2. Nota-se a formação de um plano de isotropia transversal paralelamente ao plano de foliação do sistema de referênci, para a máxima birrefringência das ondas de cisalhamento e para as velocidades mínimas de Vs2. Detalhes no texto.



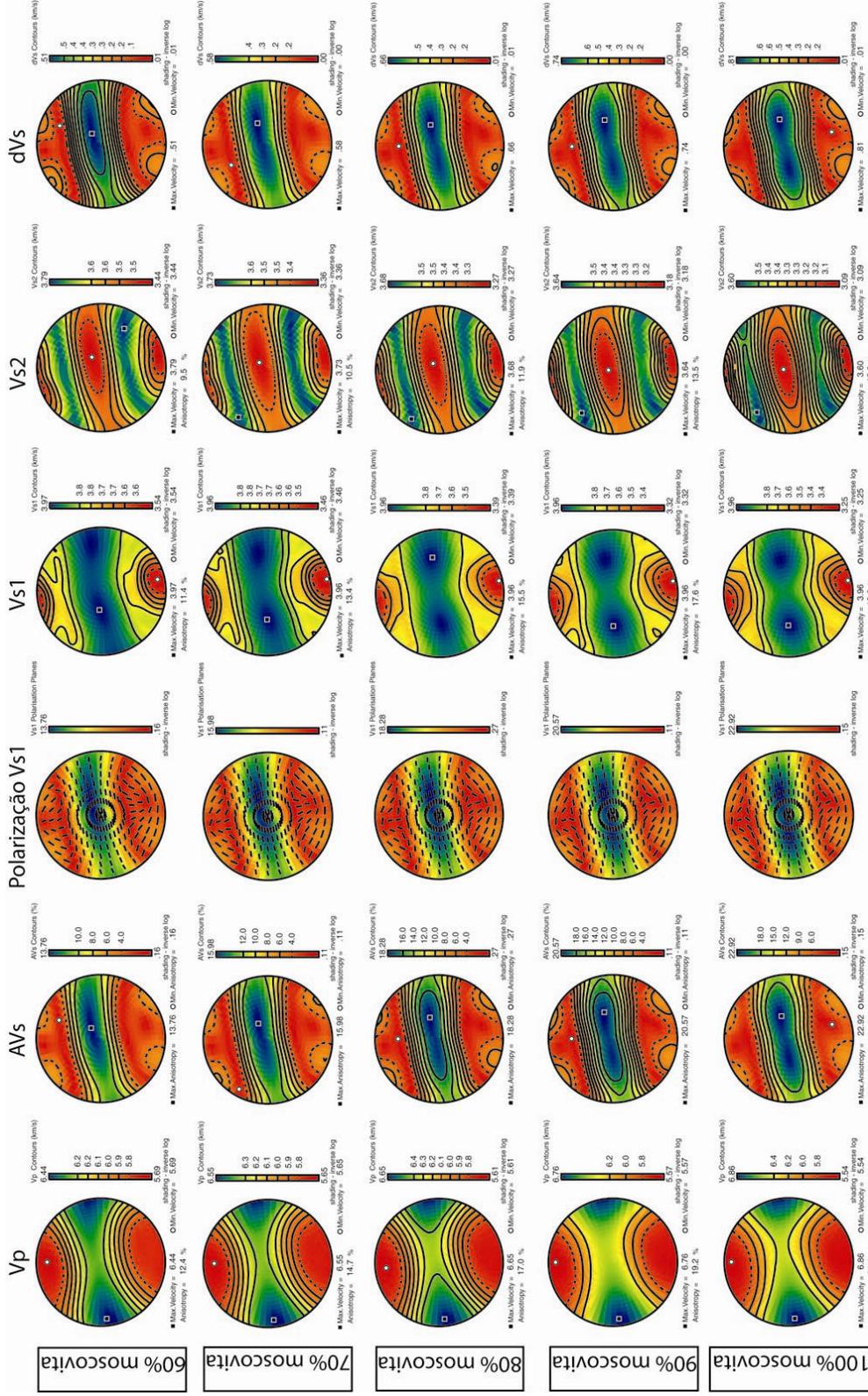
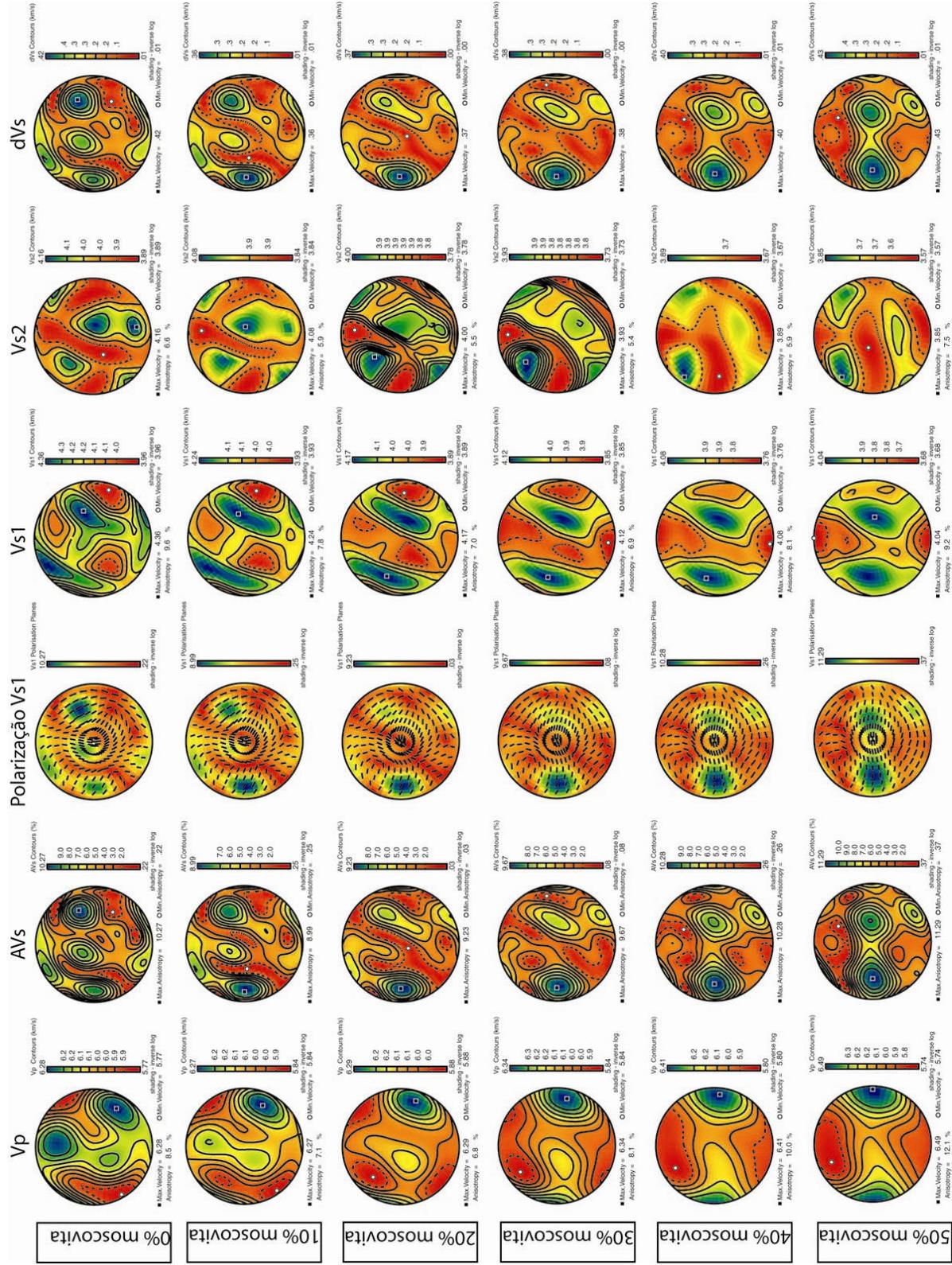


Figura 7.13 – Figuras de polo simuladas à partir dos dados de orientação cristalográfica de quartzo e moscovita da amostra PF-7, mostrando a variação espacial da distribuição das velocidades de ondas P, S e anisotropia dessas últimas, com o aumento da proporção modal de moscovita e diminuição de quartzo. Nessa amostra em particular, observa-se o desenvolvimento dos planos de isotropia transversal para Vp, AVs, Vs1, Vs2 e dVs, paralelamente à máxima concentração de eixos (100) e (010) de moscovita. Esse efeito é observado porque a trama secundária de moscovita dessa amostra é mais fraca do que nas amostras PF-6 e PF-10. Vp refere-se à velocidade das ondas P, AVs à anisotropia das ondas de S, Vs1 e Vs2 referem-se as velocidades das ondas cisalhantes mais rápidas e mais lentas, respectivamente, e dVs mostra a distribuição espacial da diferença resultante entre Vs1 e Vs2. Detalhes no texto.



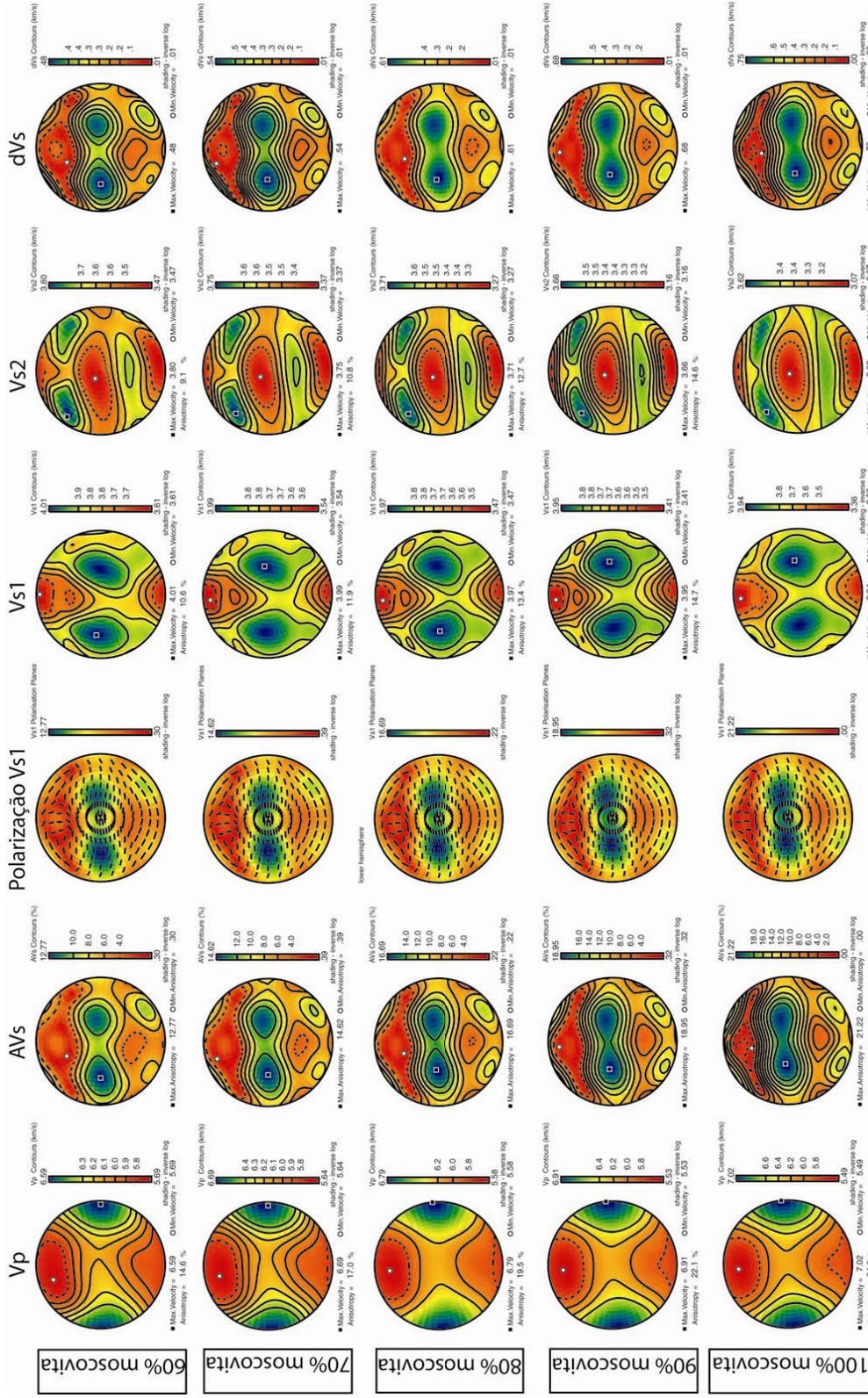


Figura 7.14 – Figuras de polo simuladas à partir dos dados de orientação cristalográfica de quartzo e moscovita da amostra PF-10. Nessas figuras observa-se a distribuição tridimensional das velocidades de ondas P (Vp), das duas ondas de cisalhamento ortogonais (Vs1 e Vs2), o grau de birrefringência entre essas ondas (AVs) e a diferença absoluta entre as mesmas (dVs). O plano de isotropia transversal é observado nos diagramas de AVs, dVs e Vs2, sendo que a presença do mesmo nos dois primeiros mostram que em grande parte do plano de foliação a anisotropia é alta e igualmente distribuída. Nesses diagramas, esse plano só é desenvolvido com concentrações de moscovita >90%. Já no diagrama de Vs2, esse plano mostra que paralelamente à foliação as velocidades são baixas e aproximadamente iguais em três dimensões. Maiores detalhes no texto.

7.5 Discussão

7.5.1 O efeito nas propriedades sísmicas da adição progressiva de moscovita em um agregado de quartzo

Como observado nas figuras 7.5 a 7.11, o aumento das proporções modais de moscovita e a conseqüente diminuição dos teores de quartzo nos agregados simulados causa uma influência marcante no controle nas propriedades sísmicas dos agregados. Contudo, muitas das relações observadas nas simulações apresentadas aqui diferem significativamente dos pressupostos teóricos propostos por diversos autores.

Segundo Schön (1996), Weiss *et al.* (1999) e Meissner (2006) o aumento da densidade de um dado agregado policristalino provoca um aumento direto das velocidades de propagação, sem especificar se isso em relação as ondas P ou S. Além disso, Schön (1996) e Weiss (1999) fazem uma correlação direta entre o aumento progressivo dos teores de SiO₂ em qualquer tipo de rocha e a diminuição progressiva dos valores das velocidades das ondas P. Ainda segundo Mainprice *et al.* (1990), a redução da densidade de um determinado agregado resultaria em um aumento de velocidade das ondas S, seguindo a relação matemática 7.1

$$V_S \propto \frac{1}{\sqrt{\rho}} \quad (7.1)$$

onde ρ é a densidade do agregado, mas desconsiderando as mudanças nas constantes elásticas dos mesmos.

As acertivas teóricas apresentadas por cada um desses trabalhos são parcialmente verdadeiras para muitas das propriedades apresentadas. Contudo, os referidos autores desconsideram em seus trabalhos fatores como: (i) o tipo de mineral que provoca o aumento da densidade; (ii) as constantes elásticas dos mesmos e suas propriedades sísmicas como monocristais e (iii) as relações de interferência ocasionadas entre essas propriedades dentro do agregado. Dessa forma, a argumentação apresentada pelos referidos autores parece ser parcialmente questionável com os dados obtidos nas simulações, visto que as variáveis desconsideradas pelos mesmos são muito comuns em determinados litotipos crustais, isto é, a

presença de micas ocasionando aumento de densidade e atuando como controladora das propriedades sísmicas de agregados relativamente ricos nesses minerais.

7.5.1.1 Ondas compressonais (P)

No caso das simulações das propriedades sísmicas com variação modal entre quartzo e moscovita, o aumento da densidade provoca um aumento direto nas $V_{p_{máx.}}$ somente a partir de proporções modais de moscovita superior a 30 %. A adição inicial de 10 % e 20 % de moscovita em um agregado com 90 e 80 % de quartzo ocasiona um leve aumento da densidade geral do agregado, mas causa um pequeno decréscimo desses valores. Essa mesma proporção inicial de moscovita ocasiona um aumento sutil nas $V_{p_{mín.}}$, que decresce à medida que mais moscovita é utilizada nas simulações. Esse aumento da densidade faz com que as $V_{s1_{máx.}}$, $V_{s1_{mín.}}$, $V_{s2_{máx.}}$, e $V_{s2_{mín.}}$ diminuam progressivamente, o que corrobora a relação matemática apresentada por Mainprice *et al.* (1990).

A diminuição de $V_{p_{máx.}}$ e o aumento de $V_{p_{mín.}}$ com proporções modais de 10 e 20% de moscovita não podem ser diretamente correlacionados com o aumento da densidade do agregado. Nessa situação, o efeito de interferência pela adição de valores limitados de moscovita e a diminuição proporcional de quartzo parecem ser os principais responsáveis por esse comportamento. As figuras de distribuição das velocidades de ondas P nos monocristais desses minerais mostram que a $V_{p_{máx.}}$ de quartzo está dentro da foliação, em um ângulo de 45° com X e Y (Fig. 7.4 a), enquanto a $V_{p_{mín.}}$ situa-se em uma posição subhorizontal à NE do sistema de referência. No monocristal de moscovita, a $V_{p_{máx.}}$ é subparalela à $V_{p_{mín.}}$ de quartzo, enquanto a $V_{p_{mín.}}$ é paralela à Y. Levando-se em consideração que nos estágios iniciais das simulações o fator controlador das propriedades sísmicas é a trama de quartzo, então a adição de proporções limitadas de moscovita ocasiona uma interferência negativa em relação às velocidades das ondas P. Esse efeito é mais claro na $V_{p_{mín.}}$ do monocristal de quartzo, pois esta é exatamente paralela à $V_{p_{máx.}}$ do monocristal de moscovita. Isso faz com que a adição de baixas quantidades desse mineral em um agregado de quartzo ocasione uma elevação direta de $V_{p_{mín.}}$. Relação semelhante pode ser feita com os valores de $V_{p_{máx.}}$. Nesse caso, como o polo de $V_{p_{máx.}}$ de quartzo está à 45° do eixo de $V_{p_{mín.}}$ da moscovita, então a diminuição desses valores com a adição de 10 e 20% de moscovita é bem mais sutil e praticamente imperceptível nos gráficos (contudo, *cf.* Tabela 7.1).

Acima de 20% de moscovita, as $V_{p_{máx}}$ aumentam progressivamente com a substituição de quartzo por moscovita nas simulações, enquanto as $V_{p_{mín}}$ diminuem de valor. Se observarmos as figuras de polo (Figs. 7.12, 7.13 e 7.14), veremos que o aumento das $V_{p_{máx}}$ ocorre paralelamente ao plano de foliação do sistema de referência e, em princípio, paralelo aos planos de clivagem das moscovitas. Já o polo de $V_{p_{mín}}$ alinha-se perpendicularmente a essas duas estruturas. No caso de ondas P, a direção de propagação das partículas é paralela à direção de propagação da onda em si. Como tanto os planos de clivagem como os planos de foliação representam planos de fraqueza dentro de agregados ricos em micas, então é relativamente mais fácil para uma onda se propagar ao longo dos mesmos, o que faz com que sua velocidade aumente. Por outro lado, a propagação perpendicular a esses planos é mais difícil, e isso provoca um decréscimo constante das $V_{p_{mín}}$ a medida que o quartzo é substituído por moscovita nas simulações.

7.5.1.2 Ondas de cisalhamento (S)

No caso das duas ondas de cisalhamento ortogonais, o aumento da densidade ocasionado pelo aumento das proporções modais de moscovita provoca uma diminuição linear das $V_{s1_{máx}}$, $V_{s1_{mín}}$, $V_{s2_{máx}}$, e $V_{s2_{mín}}$, seguindo a relação matemática da Equação 7.1. No caso específico de minerais fortemente anisotrópicos, como as micas em geral, a diminuição das velocidades pode ser igualmente interpretada em termos das constantes elásticas desses minerais.

A Equação 7.2 mostra as propriedades elásticas de um monocristal de moscovita, enquanto a Matriz 7.3 refere-se a essas propriedades em um monocristal de quartzo. Como era de se esperar, os valores diferentes de zero da Matriz 7.2 são variáveis quando comparados com os mesmos termos de uma matriz equivalente para um material isotrópico (equação 7.4). Além disso, os valores numéricos entre as matrizes 7.2 e 7.3 são contrastantes e refletem o maior e menor grau de anisotropia desses monocristais.

No módulo direto da diagonal principal da matriz 7.2, na parte superior esquerda da matriz, existem dois números com alto valor (C_{11} e C_{22}) e um número com valor mais baixo. Esse número de valor mais baixo (C_{33}) resulta das ligações covalentes fracas entre as lamelas de um monocristal de moscovita, enquanto os dois valores altos resultam das ligações interlamelares fortes desse mineral (Fig. 7.15 - McNeil & Grimsditch 1993). Na parte inferior direita dessa matriz, tem-se dois valores baixos e um valor mais alto. Os valores mais baixos referem-se à

resistência à deformação cisalhante nos planos basais desse mineral, que possuem as ligações químicas mais fracas, enquanto o valor mais alto refere-se a resistência à esse mesmo tipo de deformação dentro de cada uma dessas camadas do mineral.

O tensor de elasticidade mostra uma anisotropia em relação a um mesmo tipo de deformação em várias direções no interior de um mesmo cristal. Isso faz com que as determinações das propriedades sísmicas desse monocristal, e, posteriormente, de um agregado policristalino, possuam uma relação direta com essas orientações. Uma idéia suficientemente precisa pode ser obtida considerando as velocidades das ondas de cisalhamento, que são amplamente determinadas pelos elementos diagonais da matriz de elasticidade pela equação 7.2.

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} 1.810 & 0.488 & 0.256 & 0.000 & -0.142 & 0.000 \\ 0.488 & 1.784 & 0.212 & 0.000 & 0.011 & 0.000 \\ 0.256 & 0.212 & 0.586 & 0.000 & 0.010 & 0.000 \\ 0.000 & 0.000 & 0.000 & 0.165 & 0.000 & -0.052 \\ -0.142 & 0.011 & 0.01 & 0.000 & 0.195 & 0.000 \\ 0.000 & 0.000 & 0.000 & -0.052 & 0.000 & 0.720 \end{bmatrix} \quad (7.2)$$

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} 0.8680 & 0.0704 & 0.1191 & -0.1804 & 0.0000 & 0.0000 \\ 0.0704 & 0.8680 & 0.1191 & 0.1804 & 0.0000 & 0.0000 \\ 0.1191 & 0.1191 & 1.0575 & 0.0000 & 0.0000 & 0.0000 \\ -0.1804 & 0.1804 & 0.0000 & 0.5820 & 0.0000 & 0.0000 \\ 0.0000 & 0.0000 & 0.0000 & 0.0000 & 0.5820 & -0.1804 \\ 0.0000 & 0.0000 & 0.0000 & 0.0000 & -0.1804 & 0.3988 \end{bmatrix} \quad (7.3)$$

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda & 0.000 & 0.000 & 0.000 \\ \lambda & \lambda + 2\mu & \lambda & 0.000 & 0.000 & 0.000 \\ \lambda & \lambda & \lambda + 2\mu & 0.000 & 0.000 & 0.000 \\ 0.000 & 0.000 & 0.000 & \mu & 0.000 & 0.000 \\ 0.000 & 0.000 & 0.000 & 0.000 & \mu & 0.000 \\ 0.000 & 0.000 & 0.000 & 0.000 & 0.000 & \mu \end{bmatrix} \quad (7.4)$$

Os dois valores do módulo de cisalhamento, C_{44} e C_{55} da matriz 7.2, do monocristal de moscovita, mostram que ondas S que se propagam ao longo de um plano de clivagem desse mineral com polarização perpendicular à esses planos possuem velocidades lentas. Para uma melhor compreensão desse efeito, é necessário levar em consideração três fatores, que são: (i) o tipo de onda sísmica; (ii) a direção de polarização dessas ondas e (iii) a resistência do material na direção de polarização, nesse caso, dada pelos módulos de cisalhamento supracitados. No caso de uma onda de cisalhamento, a movimentação das partículas dentro de um material cristalino é perpendicular à sua direção de polarização (*e.g.* Anderson 1989; Lowrie 1997). Se uma onda de cisalhamento se propaga ao longo das clivagens, mas possui polarização perpendicular à esses planos, então a movimentação das partículas ocasionadas por sua passagem dentro desse monocristal ocorrerá preferencialmente dentro de cada uma das lamelas (Fig. 7.15 b). Como as ligações químicas covalentes são bem mais fortes dentro de cada uma dessas camadas, como demonstrado pelos elementos C_{11} e C_{22} da matriz, então a resistência ao cisalhamento é bem maior, o que faz com que as velocidades de propagação dessas ondas sejam menores nessa direção. Por outro lado o valor relativamente alto do elemento C_{66} da mesma matriz pode ser relacionado com a velocidade de propagação mais rápida de uma onda de cisalhamento, onde a mesma se propaga dentro do plano basal, mas com polarização paralela à esses planos. Novamente, a relação acima pode ser aplicada nessa situação, pois a polarização paralelamente aos planos de clivagem da moscovita irá provocar uma movimentação das partículas intercadas. Essas partículas possuem as ligações mais fracas e portanto, são menos resistentes ao cisalhamento (Fig. 7.15 b). Dessa forma, a propagação desse tipo de onda paralelamente aos planos de clivagem desse monocristal é bem mais eficiente, o que faz com que suas velocidades sejam, no geral, mais rápidas.

A moscovita é considerada transversalmente isotrópica (Vaughan & Guggenheim 1986; Burlini *et al.* 1993; Barruol & Mainprice 1993), ou seja, paralelamente a esse plano de clivagem não ocorrem variações significativas das suas propriedades físicas. Assim, é necessário apenas

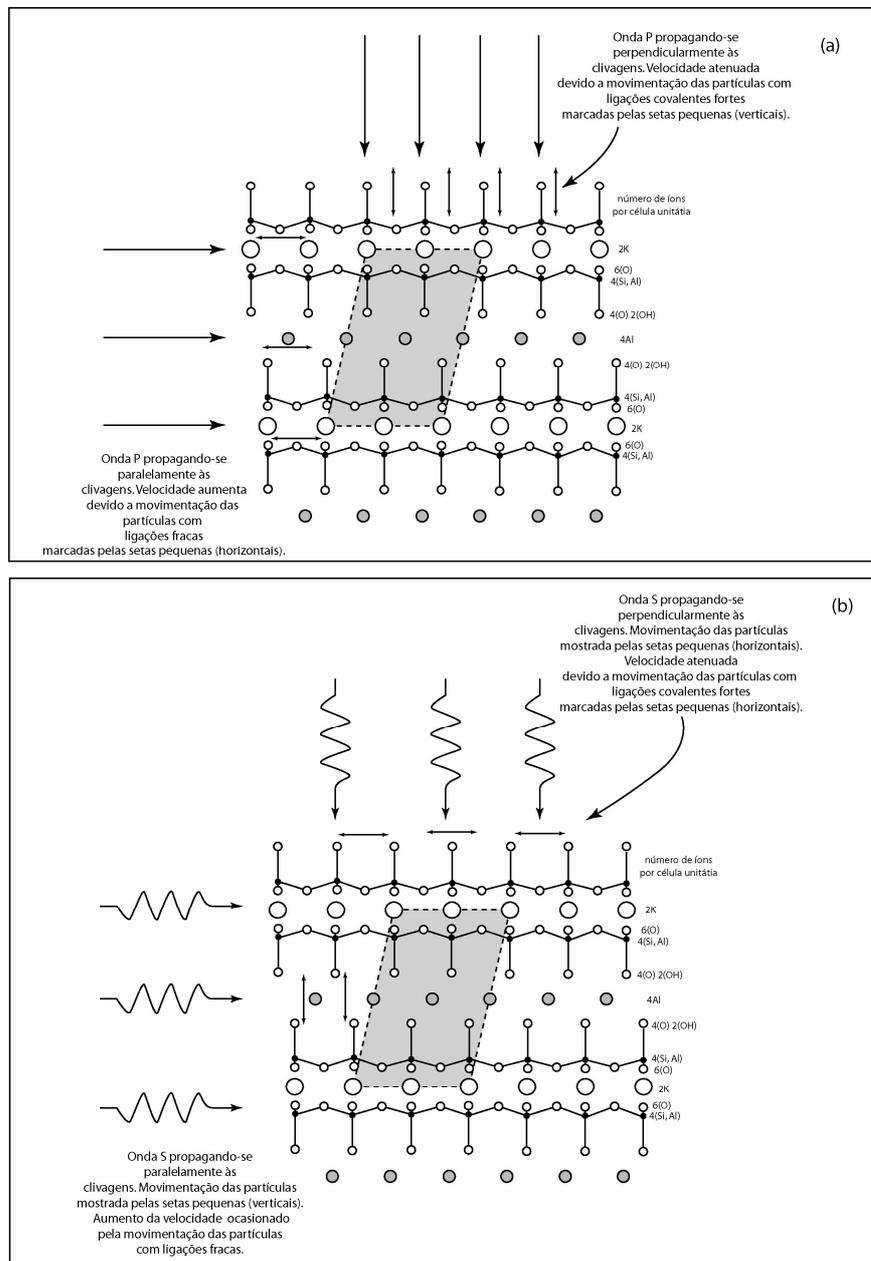


Figura 7.15 – Figura esquemática mostrando a estrutura interna da moscovita e a movimentação esperada das partículas desse mineral durante a propagação de uma onda compressional (a) e cisalhante (b). No primeiro caso, a movimentação das mesmas é paralela à direção de propagação da onda, enquanto no segundo, a movimentação das partículas ocorre perpendicularmente à direção de propagação. Modificado de Deer *et al.* (1996).

um desses valores da constante elástica para descrever seu comportamento tridimensional, e esse mineral, apesar de possuir simetria monoclinica, acaba sendo elasticamente como hexagonal em termos de suas propriedades elásticas (*e.g.* Vaughan & Guggenheim 1986; Barruol & Mainprice 1993).

Esse tipo de análise no caso das ondas compressionais é bem mais complexo, mas em princípio o baixo valor do elemento C_{33} da equação 7.2 mostra que ondas longitudinais com propagação perpendicular aos planos de clivagem apresentam baixas magnitudes.

Se o monocrystal de moscovita apresenta essas características anisotrópicas fortes, então a adição progressiva desse mineral com uma dada orientação cristalográfica preferencial deverá produzir também um forte efeito tanto nas magnitudes quanto nas direções de propagação de ondas sísmicas do agregado considerado. Para demonstrar isso, as matrizes calculadas para a amostra PF-7, a partir das orientações de quartzo e moscovita considerando o agregado com 100 % de quartzo (Equação 7.5), 50% de quartzo e 50% de moscovita (Equação 7.6) e 100 % de moscovita (Equação 7.7) são apresentadas abaixo, para fins de comparação.

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} 1.0038 & 0.0936 & 0.0680 & -0.0097 & 0.0336 & 0.0044 \\ 0.0936 & 0.8861 & 0.1023 & 0.0031 & -0.0195 & -0.0125 \\ 0.0680 & 0.1023 & 0.9734 & 0.0185 & -0.0160 & -0.0025 \\ -0.0097 & 0.0031 & 0.0185 & 0.4443 & -0.0095 & -0.0216 \\ 0.0336 & -0.0195 & -0.0160 & -0.0095 & 0.4675 & -0.0008 \\ 0.0044 & -0.0125 & -0.0025 & -0.0216 & -0.0008 & 0.4492 \end{bmatrix} \quad (7.5)$$

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} 0.9174 & 0.2001 & 0.1888 & 0.0018 & 0.0161 & 0.0039 \\ 0.2001 & 1.0872 & 0.2225 & -0.0090 & -0.0115 & -0.0349 \\ 0.1888 & 0.2225 & 1.0652 & -0.0015 & -0.0242 & -0.0045 \\ 0.0018 & -0.0090 & -0.0015 & 0.4297 & -0.0161 & -0.0141 \\ 0.0161 & -0.0115 & -0.0242 & -0.0161 & 0.3556 & 0.0014 \\ 0.0039 & -0.0349 & -0.0045 & -0.0141 & 0.0014 & 0.3680 \end{bmatrix} \quad (7.6)$$

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} 0.8710 & 0.3143 & 0.3041 & 0.0078 & 0.0032 & 0.0003 \\ 0.3143 & 1.3155 & 0.3606 & -0.0225 & -0.0064 & -0.0555 \\ 0.3041 & 0.3606 & 1.1750 & -0.0196 & -0.0305 & -0.0082 \\ 0.0078 & -0.0225 & -0.0196 & 0.4197 & -0.0210 & -0.0083 \\ 0.0032 & -0.0064 & -0.0305 & -0.0210 & 0.2781 & 0.0027 \\ 0.0003 & -0.0555 & -0.0082 & -0.0083 & 0.0027 & 0.3090 \end{bmatrix} \quad (7.7)$$

Na diagonal principal das matrizes 7.6 e 7.7 observa-se que os maiores valores referem-se aos elementos C_{22} e C_{33} na parte esquerda superior de ambas, e aumentam consideravelmente de valor com a adição de moscovita no cálculo das constantes elásticas do agregado. Por outro lado, o elemento C_{11} , que possuía alto valor no monocrystal de moscovita, apresenta um valor bem mais baixo e diminui no agregado policristalino à medida que se aumenta a proporção modal desse mineral na simulação. Essa variação de posição entre os elementos de valor mais alto na diagonal principal da matriz, no monocrystal e no agregado policristalino (Eqs. 7.2 e 7.7) ocorre porque existe uma variação direcional importante entre a determinação das propriedades sísmicas de um monocrystal e de um agregado. Se observarmos a figura de distribuição dos principais eixos cristalográficos do monocrystal de moscovita (Fig. 7.4) veremos que (001) está orientado no centro da rede, paralelamente à Y do sistema de referência, o que significa que os planos de clivagem são paralelos ao círculo primitivo da rede, assim como seus eixos (100) e (010). O elemento C_{33} refere-se às ligações fracas intralamelares, enquanto C_{11} - C_{22} estão relacionados com as ligações covalentes. Dessa maneira, o cálculo resultante das propriedades sísmicas desse monocrystal resulta que os polos $V_{p_{máx.}}$, $V_{s1_{máx.}}$ e $AV_{s_{máx.}}$ ocorrem ao longo do círculo primitivo da rede, em posições paralelas à essa clivagem, enquanto os polos $V_{p_{mín.}}$, $V_{s1_{mín.}}$ e $AV_{s_{mín.}}$ ocorrem no centro da rede.

Contudo, nas três amostras utilizadas na simulação, as propriedades sísmicas anisotrópicas foram calculadas para agregados cuja orientação preferencial de moscovita possui a maior concentração de (001) paralelamente ao eixo Z do sistema de referência, perpendicular à guirlanda de (100) e (010) desse mineral (Figs. 7.1, 7.2 e 7.3). Isso significa que tanto os planos de clivagem dos minerais desse agregado quando seus eixos correlacionados sofreram uma rotação de 90° em torno de X, em relação à posição do monocrystal. Assim, o elemento que passa a marcar o plano geral de maior “fraqueza”, paralelamente à foliação desses agregados é C_{11} , enquanto C_{22} e C_{33} passam a se referir a uma espécie de “média” das ligações covalentes interlamelares. Essa mesma rotação faz com que os elementos C_{55} e C_{66} apresentem no agregado policristalino com moscovita os valores mais baixos, enquanto o valor alto de resistência ao cisalhamento passe a ser C_{44} .

O aumento progressivo dos valores de C_{22} e C_{33} com o aumento das proporções de moscovita nas simulações mostra o efeito progressivo de interferência ocasionado pela adição desse mineral em um agregado inicialmente formado só por quartzo. Esse efeito é resultante

primeiramente da orientação cristalográfica relativamente forte das lamelas de moscovita utilizada nas simulações. À medida que se adiciona o efeito dessa trama na determinação das propriedades sísmicas, e se subtrai o efeito do quartzo, essas propriedades passam a ter seu controle determinado pela orientação preferencial de moscovita. Se os planos basais dados pelos diagramas de orientação são subparalelos ao plano de foliação do sistema referência, então uma onda de cisalhamento polarizada perpendicularmente à esses planos deve apresentar baixa velocidade, exatamente pelos mesmos motivos que ocasionam sua atenuação no monocristal. Esse parece ser o caso das ondas de cisalhamento mais lentas, pois a substituição da trama de quartzo pela de moscovita ocasiona o desenvolvimento de um plano de isotropia transversal de mínima velocidade paralelamente ao plano da foliação, enquanto a $V_{s2_{máx}}$ é plotada entre X e Z, no círculo primitivo da rede estereográfica. Por outro lado, se essa mesma onda tem polarização paralela aos planos basais do agregado, então sua velocidade tenderá a aumentar. Como as moscovitas estão orientadas paralelamente à foliação dessas rochas, e isso faz com que se desenvolva um plano de isotropia transversal, esse deverá estar relacionado com as maiores velocidades de propagação das ondas S mais rápidas (e.g. Fig. 7.16).

Os planos de isotropia transversal mostram que a propagação de ondas sísmicas paralelamente aos mesmos é aproximadamente homogênea e não muda significativamente em qualquer das direções paralelas a esses planos. Por outro lado, os elementos C_{11} e C_{22} do monocristal de moscovita (ou C_{22} e C_{33} na trama cristalográfica) demonstram que dentro das lamelas, a velocidade de propagação de ondas cisalhantes é atenuada em duas direções devido à resistência ao cisalhamento. Assim, é possível que o efeito geral de diminuição dessas velocidades à medida que mais moscovita é adicionada na simulação, resulte desse efeito.

Outro ponto importante refere-se à diminuição dos valores dos elementos nas matrizes dos agregados policristalinos em relação às matrizes dos monocristais. Cada um dos agregados simulados consiste de um ou dois minerais, cada qual com uma orientação preferencial específica. Se as orientações das formas cristalográficas dentro do agregado fossem aleatoriamente distribuídas, o comportamento geral desse agregado seria elasticamente isotrópico, mesmo na presença de minerais com forte anisotropia elástica, como as micas em geral. Contudo, a presença de orientação cristalográfica preferencial gera uma anisotropia das propriedades elásticas desse agregado, até mesmo quando os minerais formadores dessa orientação não possuem anisotropia forte (e.g. Mainprice *et al.* 2000; Bascou 2002).

Se tomarmos como exemplo as equações 7.2 e 7.8, que referem-se respectivamente as constantes elásticas do monocristal de moscovita e do agregado simulado com 100% desse mineral, veremos que os valores dos elementos da diagonal principal são bem menores nessa última. Além disso, os valores dos elementos externos à diagonal principal da matriz 7.8 são todos diferentes de zero, o que a torna mais complexa que a matriz 7.2. Isso ocorre porque além da forte trama simétrica paralela ao plano de foliação do sistema de referência, existe uma segunda orientação preferencial das lamelas de moscovita, mostrando eixos (001) orientados mais próximos de Y. Isso ocasiona uma interferência entre as propriedades elásticas calculadas para uma orientação e outra, o que resulta na diminuição dos valores dos elementos da diagonal principal e em uma maior complexidade dessa matriz, marcada pelos valores diferentes de zero fora dessa diagonal. Além disso, os valores das constantes elásticas de um agregado policristalino monomineralico sempre será menor que nos monocristais, por mais forte que seja a orientação cristalográfica. Isso ocorre porque invariavelmente não existe uma orientação preferencial perfeita dos minerais em uma rocha, a ponto das propriedades elásticas desse agregado se igualarem às propriedades do monocristal.

7.5.1.3 Anisotropias de ondas P e S

Os gráficos mostrando os valores de anisotropia das ondas P e S mostram, no geral, sempre o mesmo comportamento, com exceção apenas para o de mínima anisotropia e de mínima diferença absoluta de ondas S. No estágio inicial da simulação, com porcentagens de 10% e 20% de moscovita, ocorre invariavelmente um leve decréscimo nas magnitudes dessas propriedades devido a interferência ocasionada pela presença da trama desse mineral nos cálculos das mesmas. Essa interferência ocasiona uma leve diminuição das velocidades das ondas P e S, e uma diminuição na diferença entre os máximos e mínimos de propagação, o que consequentemente provoca uma diminuição sutil das anisotropias.

Se tomarmos como exemplo as $V_{p_{máx}}$ nos monocristais de quartzo e moscovita, a diferença angular entre as duas é de 60°. Como a mesma propriedade está em posições diferentes nos dois monocristais, então ocorre uma interferência negativa dessa propriedade, ou seja, a $V_{p_{máx}}$ do monocristal de quartzo será atenuada na presença de um monocristal de moscovita e vice-versa. O mesmo vale para os agregados simulados. As velocidades das ondas P em um

agregado de quartzo com orientação preferencial estão em uma posição inicial, enquanto essas mesmas propriedades estão em posições diferentes em um agregado com 100% de moscovita, também com forte orientação. Se adicionarmos 10% desse segundo mineral com essa forte trama, e com diferenças angulares entre as posições de máxima e mínima propagação das ondas P em relação aos agregado com 100% de quartzo, então uma interferência negativa será ocasionada, o que diminui levemente o efeito de anisotropia. Contudo, como minerais micáceos são fortemente anisotrópicos e tendem a controlar as propriedades sísmicas de um agregado, acima de 20% de porcentagem modal desse mineral as anisotropias aumentam progressivamente, até atingir seu valor máximo com 100% de moscovita.

É possível também fazer algumas inferências a partir dos dados numéricos das constantes elásticas. Se observarmos as três matrizes referentes as constantes elásticas dos agregados (Eqs. 7.5, 7.6 e 7.7), veremos que ocorre uma variação contínua desse valores da diagonal principal. Os elementos C_{11} , C_{44} , C_{55} e C_{66} diminuem progressivamente à medida que moscovita é adicionada nas simulações, enquanto C_{22} e C_{33} aumentam de valor. Além disso, a diferença absoluta desses valores dentro da diagonal principal de cada uma das matrizes aumenta a medida que a trama de quartzo é subtraída da simulação. Se essa diferença aumenta, é provável que as velocidades calculadas apresentem valores cada vez mais contrastantes entre si, o que diretamente aumenta o grau de anisotropia dessas ondas.

7.5.2 O efeito da adição de moscovita nas direções de propagação

O principal efeito observado nas direções de propagação com a substituição progressiva da trama de quartzo pela de moscovita nos cálculos das propriedades sísmicas é mostrado nas figuras 7.12, 7.13 e 7.14, sendo caracterizado pelas mudanças tridimensionais progressivas nos padrões de distribuição das velocidades e anisotropias. Devido à forte anisotropia e orientação cristalográfica apresentada pela moscovita, e devido à sua forte relação com os eixos do sistema de referência, todas as propriedades sísmicas tendem a se alinhar paralelamente à essa trama e conseqüentemente com esses eixos. Isso faz com as distribuições das velocidades das ondas compressionais, de cisalhamento e suas anisotropias passem a ter uma relação bastante simétrica com as estruturas macroscópicas às quais esses eixos referem-se. Esse mesmo tipo de relação não

é tão claro nos diagramas onde as propriedades sísmicas levaram em consideração apenas as tramas de quartzo.

Apesar da moscovita ser um mineral monoclinico, em relação as suas constantes elásticas o mesmo é tratado como hexagonal, visto que seus planos basais apresentam uma anisotropia muito pequena (*e.g.* Nye 1957; Vaughan & Guggenheim 1986; Burlini & Fountain 1993). Isso gera um plano de isotropia transversal, dentro dos quais não ocorrem variações das propriedades sísmicas nesse mineral. Como as propriedades sísmicas dos monocristais de moscovita são fortemente controladas pela orientação desses planos, e como os mesmos tendem a se orientar paralelamente ao plano de foliação de referência em um agregado policristalino, então as propriedades sísmicas resultantes terão as mesmas relações (*e.g.* Burlini & Fountain 1993; Weiss *et al.* 1999; Takanashi *et al.* 2001). Contudo, é importante lembrar que apesar de não possuir relações tão óbvias com os eixos do sistema de referência, as propriedades sísmicas simuladas em agregados com altas percentagens de quartzo possuem forte controle das formas cristalográficas desse mineral, como demonstrado no capítulo anterior.

A quantidade modal de moscovita necessária para a materialização dos planos de isotropia transversal nos diagramas de distribuição das propriedades sísmicas é variável nas três amostras utilizadas na simulação, pois depende de quão forte é a trama de eixos (001) orientados paralelamente à Z em relação à orientação desses eixos na trama secundária.

Pelos diagramas das figuras 7.12, 7.13 e 7.14, o plano de isotropia transversal para ondas compressionais começa a ficar bem marcado à partir da adição de 30% de moscovita nas simulações. Para essa propriedade, a presença desse plano reflete que paralelamente à foliação desse agregado a velocidade de propagação das ondas P é aproximadamente idêntica em todas as direções. A proporção modal de 30% de micas para o início da materialização desses planos é semelhante às composições modais de micas de rochas metapelíticas onde foram determinadas as propriedades sísmicas anisotrópicas e onde também foi determinado esse plano de isotropia transversal (*cf.* Burlini & Fountain 1993; Weiss *et al.* 1999).

Nas amostras PF-6 e PF-10, os planos de isotropia transversal são subparalelo ao plano XY de referência, enquanto na amostra PF-7 o mesmo mostra um ângulo de aproximadamente 15° com essa superfície. Em ambos os casos, a materialização desses planos está intimamente relacionada com a distribuição dos eixos (100) e (010) (Figs. 7.1, 7.2 e 7.3) e conseqüentemente paralelo ao plano de foliação das rochas. Próximo ao eixo X, o plano de isotropia transversal se

transforma em uma concentração única em torno da lineação, o que gera um aspecto ortorrômbico para essa distribuição (*e.g.* Weiss *et al.* 1999). Esse alinhamento em torno da lineação de referência demonstra o forte efeito da concentração de eixos (100) nessa posição, à medida que a trama de moscovita passa a controlar a distribuição das propriedades sísmicas. O polo de $V_{p_{min}}$ se orienta em uma posição intermediária próxima a Z não sendo exatamente paralelo a esse eixo devido a interferência ocasionada pela orientação secundária das lamelas de moscovita.

Na distribuição tridimensional da anisotropia dentro do agregado, mostrada nos diagramas de AVs e dVs das figuras 7.12, 7.13 e 7.14, o plano de isotropia transversal desenvolvido paralelamente ao plano XY refere-se exatamente ao plano de máxima anisotropia dos agregados. Contudo, diferentemente do plano de isotropia de ondas P, a presença desses planos nos diagramas AVs e dVs demonstram que paralelamente ao plano XY não existe variação tridimensional do grau de birrefringência, nem da diferença absoluta das velocidades dessas ondas, como demonstrado por Burlini & Fountain 1993 e Weiss *et al.* 1999.

O desenvolvimento do plano de isotropia transversal está de acordo com o comportamento dessa propriedade no monocristal, que mostra os planos de máxima anisotropia aproximadamente simétricos e orientados paralelamente ao plano equatorial da rede. Se a orientação cristalográfica das lamelas de moscovita fosse perfeitamente alinhada ao plano XY de referência, o plano de isotropia transversal das figuras 7.12, 7.13 e 7.14 seria mais completo e cobriria todo plano de foliação do sistema de referência.

Para AVs e dVs, a materialização desse plano de isotropia transversal depende da magnitude da orientação cristalográfica e da presença ou não de uma segunda trama de moscovita, como parece ser o caso aqui. Na amostra onde ocorre menor concentração da orientação cristalográfica secundária, entre Y e Z (PF-7) a proporção modal de moscovita necessária para a iniciação do desenvolvimento desses planos de isotropia é de 30%. Por outro lado, nas duas amostras onde a concentração dessa trama secundária é mais forte, a quantidade modal de moscovita necessária para compensar a presença dessa segunda orientação e formar os planos de isotropia é mais alta, entre 50% e 60%.

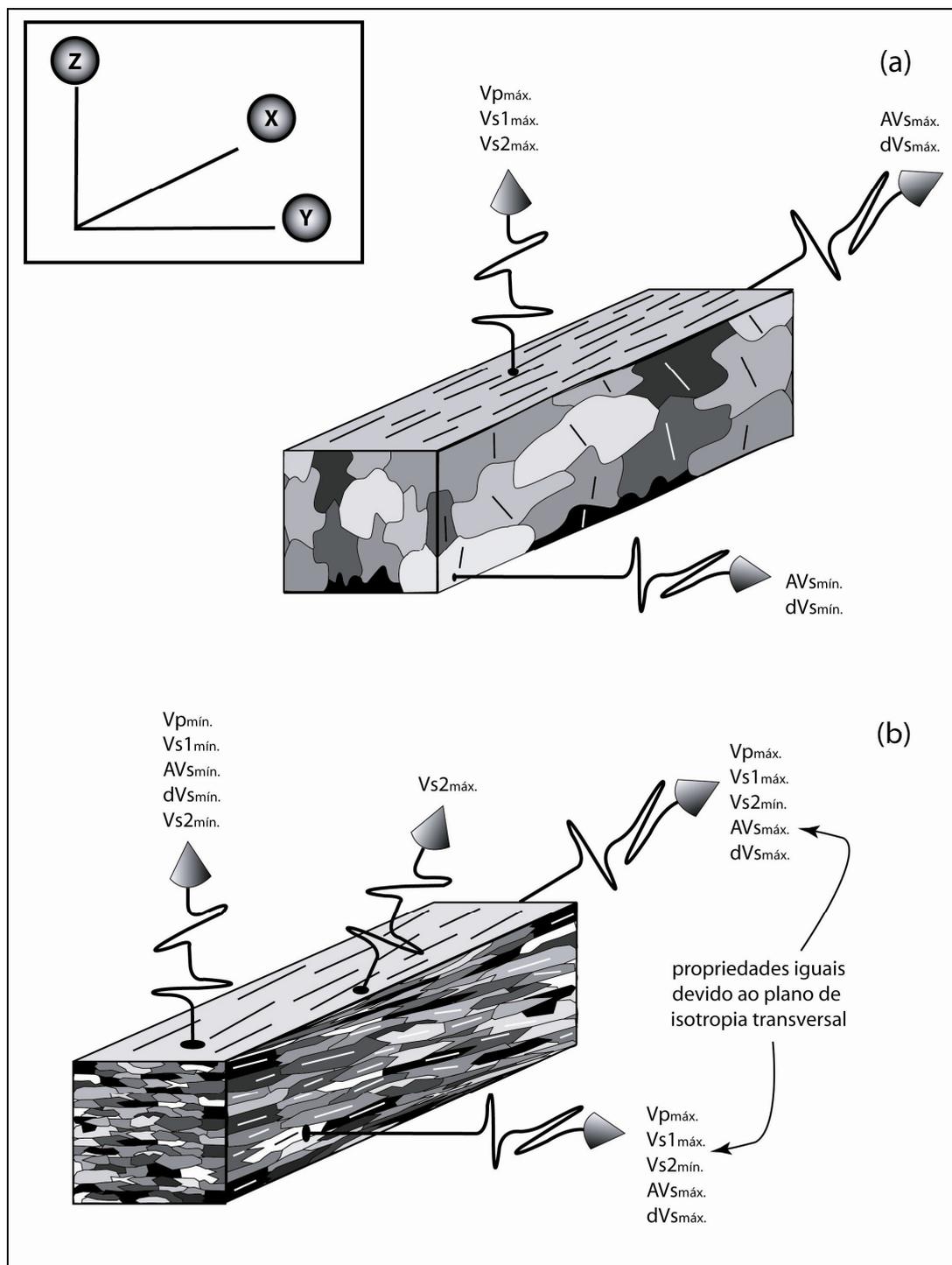


Figura 7.16 – Desenho esquemático mostrando as direções de propagação máxima e mínima de ondas P, S e suas anisotropias, em um agregado com 100% de quartzo (a) e em um agregado com 100% de moscovita (b). Os traços pretos dentro dos cristais de quartzo em (a) mostram simulam as orientações de eixos- $\langle c \rangle$ desse mineral, enquanto as barrinhas brancas nas lamelas de moscovita mostram a orientação dos eixos (100) e (010) desse mineral). Em relação ao agregado de moscovita, não foi considerada a trama secundária presente nas rochas simuladas para essas direções de propagação previstas em (b).

A medida que as proporções modais de moscovita vão sendo aumentadas, ocorre também um progressivo deslocamento dos polos de máxima e mínima anisotropia nos diagramas. Essa mudança ocorre de forma progressiva até que esses polos assumam posições estáveis (principalmente os de máxima anisotropia), geralmente em composições modais com 50 % moscovita e 50 % de quartzo. As variações relacionadas com as mudanças de posição dos mínimos de anisotropia provavelmente são resultantes da imprecisão dos cálculos, visto que esses polos não permanecem estáticos, como os de máxima anisotropia, mas sempre posicionam-se em locais geometricamente correlacionáveis nos diagramas. Como os contornos de mínima anisotropia simulados são estáveis à partir de porcentagens modais de 50 % de moscovita, essa variação parece estar relacionada a pequenos problemas estatísticos na determinação desses polos.

Os polos de $AV_{s_{máx}}$ são deslocados de suas posições iniciais, onde são controlados basicamente pela trama de quartzo. Com a progressiva substituição da trama de quartzo pela de moscovita, esses assumem posições entre os eixos X e Y do sistema de referência, concomitantemente à formação dos planos de isotropia transversal. Os polos de $AV_{s_{mín}}$ assumem posições intermediárias relativamente estáveis entre Y e Z do sistema de referência, mas sempre mais próximos de Z. Se as orientações cristalográficas de moscovita utilizadas nas simulações tivessem um único máximo de (001) concentrado em Z, esse mínimo de anisotropia deveria ser orientado paralelamente a esse último eixo, como demonstrado por Barruol & Mainprice (1993), Barruol & Kern (1996) e Weiss (1999).

As ondas de cisalhamento mais lentas também desenvolvem um plano de isotropia para suas velocidades de propagação. Contudo, diferentemente das outras propriedades, esse plano paralelo à foliação refere-se à isotropia das velocidades mínimas dessas ondas, semelhante às propriedades descritas por Weiss *et al.* (1999) e Takanashi *et al.* (2001). Nesses diagramas, esse plano de isotropia é descontínuo, pois próximo a lineação de referência as velocidades tendem a aumentar, como demonstrado pela presença de contornos de maiores velocidades próximo a esse eixo (Figs. 7.12, 7.13 e 7.14). A contínua adição da trama de moscovita nas simulações faz com que as figuras de distribuição tridimensional das velocidades dessas ondas se assemelhem progressivamente aos diagramas do monocristal de moscovita. Esse efeito não é observado nas figuras de contorno das simulações com altas porcentagens modais de quartzo, mesmo sendo a orientação preferencial desse mineral bastante forte. A materialização desse plano ocorre em

proporções modais de moscovita entre 30 % e 50 %, nas amostras PF-7 e PF-10, respectivamente. Essa variação pode ser explicada pelo mesmo pressuposto descrito acima para a formação dos planos de isotropia para a anisotropia geral das ondas S. A amostra com menor concentração da trama secundária irá desenvolver esses planos com menores proporções de moscovita, ao passo que onde essa orientação é mais forte, é necessária maior quantidade de moscovita para o início do desenvolvimento do plano, a fim de compensar o efeito dessa segunda orientação preferencial. Os polos de velocidade máxima e mínima dessas ondas são igualmente rotacionados com a adição da trama de moscovita nas simulações. O ponto de velocidade máxima parte de uma posição subparalela à máxima concentração de eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo e progressivamente assume uma posição entre X e Z ao longo do círculo primitivo da rede. Por outro lado, o polo de mínima velocidade, com orientação inicial subparalela às máximas concentrações de polos de romboedros, desloca-se progressivamente até alcançar sua posição estável paralelamente à Y.

O mesmo processo ocorre com os polos de $Vs1_{máx.}$ e $Vs1_{mín.}$. Desconsiderando o efeito da moscovita nas simulações, os pontos com maior velocidade de propagação dessas ondas ocorrem paralelamente às mínimas concentrações de polos de $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$ de quartzo. Esses pontos são então deslocados com a adição da trama de moscovita nas simulações e à partir de proporções modais por volta de 50 %, tornam-se estáveis em posições intermediárias entre X e Y do sistema de referência. Por outro lado, os eixos de $Vs1_{mín.}$ são controlados pela máxima concentração dos polos das mesmas formas prismáticas descritas acima nas simulações com 100% de quartzo. A medida que essa trama é substituída pela de moscovita, esses pontos são rotacionados até atingirem posições estáveis paralelamente ao polo da foliação de referência, em proporções modais por volta de 40 % de moscovita. Para as ondas de cisalhamento rápidas, o plano de isotropia transversal se desenvolveu apenas na simulação utilizando os dados de orientação da amostra PF-7, enquanto nas amostras PF-6 e PF-10, onde a trama secundária de moscovita é mais forte, foram originadas duas concentrações de pequeno círculo, desconexas entre si, e onde estão localizados os polos de $Vs1_{máx.}$

O desenvolvimento de planos de isotropia transversal para as propriedades sísmicas de agregados de minerais fortemente anisotrópicos pode ser indiretamente corroborada a partir dos dados apresentados por Burlini & Fountain (1993), Weiss *et al.* (1999) e Takanashi *et al.* (2001). Segundo esses autores, rochas com proporções modais de filossilicatos em torno de 30 %, com

uma forte orientação preferencial de (001) paralelamente ao eixo Z de referência, e sem a presença de uma trama secundária desenvolvem planos de isotropia para todas as propriedades.

7.5.3 O efeito da adição de moscovita nas propriedades sísmicas isotrópicas dos agregados

As propriedades sísmicas isotrópicas calculadas para cada um dos agregados simulados com a variação modal de moscovita mostram um comportamento bastante semelhante às suas propriedades anisotrópicas (Fig. 7.9). Com o aumento da quantidade de moscovita, as V_p aumentam levemente, o que reflete que a média entre os valores de máxima e mínima propagação é aproximadamente homogênea em todos os estágios da simulação. Isso ocorre porque o aumento do máximo dessas velocidades com uma determinada composição modal é compensado pela diminuição mais ou menos proporcional da velocidade mínima de propagação. Se o aumento e diminuição dessa propriedade fossem exatamente proporcionais, a média das velocidades máximas e mínimas de cada um dos agregados com diferentes composições modais resultaria em uma reta paralela ao eixo X do gráfico. Isso ocorre porque essas propriedades isotrópicas de cada um dos estágios de simulação foram calculadas através das médias simples. A partir da Figura 7.9 a, pode-se concluir que uma onda compressional irá se propagar com velocidade bastante semelhante em agregados isotrópicos ricos em quartzo ou moscovita, apenas com um aumento bastante sutil nessas velocidades em rochas mais ricas em moscovita.

Por outro lado, a velocidade das ondas S considerando os agregados como isotrópicos mostra uma diminuição considerável à medida que se aumenta as proporções modais de moscovita na simulação (Fig. 7.9 b). Esse efeito ocorre porque tanto os valores de velocidade máximos como os mínimos das duas ondas de cisalhamento diminuem à medida que é adicionada mais moscovita nos cálculos das propriedades anisotrópicas. Se todas as velocidades diminuem, não ocorre o efeito de compensação gerado à partir do cálculo das médias desses valores, e o valor geral da média desses quatro valores de velocidade acompanham o declínio mostrado por essas propriedades nos agregados anisotrópicos.

O aumento na razão entre ondas P e S nos agregados isotrópicos com a adição progressiva de moscovita reflete basicamente a diminuição das V_s , já que as velocidades de ondas P nos agregados isotrópicos são aproximadamente constantes (Fig. 7.9 c). Essa razão foi por muito

tempo utilizada como um parâmetro para determinação dos tipos de rochas em profundidade a partir de dados geofísicos, mas caiu em desuso pois rochas de composição completamente distintas podem apresentar valores muito semelhantes (Lowrie 1997).

7.6 Variação dos coeficientes de Poisson e de refletividade com o aumento das proporções modais de moscovita

7.6.1 Coeficientes de Poisson

A utilização dos coeficientes de Poisson (σ) a partir de dados geofísicos de campo e laboratório é uma ferramenta bastante útil e precisa na determinação das composições de rochas crustais (e.g. Pellerin & Christensen 1998; Kern *et al.* 1999; Chevrot *et al.* 2000; Bascou 2002). Essa razão relaciona as velocidades das ondas compressão e de cisalhamento através da Equação 6.6 e, como demonstrado por Christensen (1996), é uma propriedade controlada por diversos fatores estruturais e composicionais, os quais podem gerar variações na média crustal obtida.

O coeficiente de Poisson (σ) foi calculado a partir das velocidades isotrópicas e das velocidades perpendiculares à foliação de referência, para cada uma das variações de composição modal dos agregados (Tab. 7.2 e Fig. 7.11). Como essas velocidades foram calculadas considerando-se apenas a anisotropia provocada pela orientação preferencial de quartzo e moscovita, outras variáveis não foram incluídas. Contudo, o coeficiente de Poisson pode mostrar forte variação devido à presença de fraturas/falhas orientadas nas rochas, o que desqualifica, em princípio, sua utilização na caracterização de rochas da crosta superior.

Tanto em relação as velocidades dos agregados isotrópicos como perpendiculares a XY, σ aumenta linearmente e acompanha o aumento das proporções de moscovita. No presente caso, a utilização do coeficiente de Poisson demonstra a importância da variação de composição mineral entre quartzo e moscovita das simulações, no valor absoluto desse coeficiente.

Como sugerido por Christensen & Fountain (1975), McCaffree & Christensen (1993) e Christensen (1996), baixos valores de σ são diretamente relacionados à alta quantidade de SiO₂ presente nas rochas. Contudo, os valores entre 0,06 e 0,09 obtidos para essa propriedade à partir

das velocidades simuladas em agregados sem moscovita são bem mais baixos do que os apresentados na literatura para rochas ricas em sílica (*e.g.* McCafree & Christensen 1993,). A desconsideração da trama de moscovita nas simulações apresentadas aqui faz com esse agregado simulado possua virtualmente 100% de sílica, valor muito mais alto do que o esperado de uma rocha dita “rica” nesse óxido, como granitóides, gnaisses quartzo feldspáticos ou mesmo eclogitos ricos em quartzo (*e.g.* Pellerin & Christensen 1998; Kern *et al.* 1999; Bascou 2002). Se o aumento do teor de silício está diretamente relacionado à diminuição do coeficiente de Poisson, então é de se esperar que uma rocha monocristalina à base de quartzo possua um valor muito mais baixo dessa razão. Determinações desses valores em rochas quartzíticas (Kern 1996 e Kern *et al.* 1999) e em sedimentos inconsolidados ricos em quartzo obtiveram cifras em torno mostram valores por volta de 0,010. Como esses dados foram determinados em agregados isotrópicos, então as determinações resultantes das simulações aqui apresentadas parecem ser bastante coerentes.

Os valores relativamente altos do coeficiente de Poisson (σ) refletem diretamente a redução progressiva da quantidade de quartzo nos agregados simulados e, indiretamente, as características mais anisotrópicas da moscovita em relação ao quartzo. Esse aumento progressivo de σ pode ser inferido indiretamente pelo aumento das velocidades das ondas P e a diminuição das S, o que faz com que a razão V_p/V_s aumente, aumentando também o coeficiente σ . Os valores acima de 0,25 encontrados nas simulações em agregados com >80 % de moscovita são bem semelhantes aos encontrados na literatura para rochas metapelíticas de diferentes graus metamórficos (*e.g.* Kern 1996; Pellerin & Christensen 1998; Kern *et al.* 1999). Contudo, valores da razão de Poisson próximos aos encontrados nos agregados simulados com essa concentração modal de moscovita acima de 80% são bem próximos (senão iguais) às determinações realizadas em granulitos máficos, intermediários, metagabros e eclogitos (*e.g.* Kern *et al.* 1999).

Assim, parece que a utilização desse parâmetro na identificação de litotipos variados em profundidade pode ser uma ferramenta útil, desde que levadas em consideração as variáveis acima discutidas. Para o caso específico dos litotipos estudados aqui, a utilização de σ útil. O mesmo poderia ser afirmado para estudos geofísicos de precisão ao longo de zonas de cisalhamento retrogressivas afetando granitóides, onde quartzo milonitos e filonitos são gerados com a presença abundante de fluídos. Esse mesmo tipo de associação de rochas também é comum em seqüências metassedimentares, com a alternância entre entre quartzitos e xistos.

Dependendo do tamanho da área estudada, do comprimento de onda utilizado nas medidas sísmicas de campo e do espaçamento entre os geofones, provavelmente seja possível determinar a espessura dessas seqüências, ou mesmo as profundidades atingidas por uma zona de cisalhamento com essas características litológicas.

7.6.2 Coeficientes de refletividade

O coeficiente de refletividade é a medida de amplitude de qualquer onda refletida em relação à onda incidente em determinado material, ou, expressa de modo mais geral, a energia da onda refletida em relação à energia da onda incidente. Se uma onda sísmica possui incidência perpendicular ao plano de foliação de uma rocha milonítica, por exemplo, então a refletividade dessa onda pode ser expressa através da Equação 7.9

$$R_c = \frac{(\rho_m V_m - \rho_r V_r)}{(\rho_m V_m + \rho_r V_r)} \quad (7.9)$$

onde R_c é o coeficiente de refletividade, e cujos valores variam entre -1 e 1. ρ_m e ρ_r referem-se as densidades do agregado milonítico e de distribuição aleatória, e V_m/V_r referem-se diretamente as velocidades de propagação nos milonitos paralelamente ao eixo Z de referência e nos agregados com distribuição randômica.

No presente estudo, o cálculo de R_c levou em consideração tanto as propriedades anisotrópicas de cada um dos agregados simulados quanto esses mesmos agregados considerando-os como isotrópicos. O cálculo das propriedades isotrópicas pode ser diretamente realizado através da introdução, na equação de Christoffel (Eq. 2.15), da matriz média da constante elástica de cada um desses agregados simulados (Bascou 2002). Contudo, as velocidades calculadas a partir do determinante dessa equação resultam em valores muito próximos às médias aritméticas das velocidades de ondas compressoriais e de cisalhamento, como demonstrado no capítulo anterior, o que facilita o processo de cálculo e a obtenção de resultados coerentes. Já nas determinações desse coeficiente em relação as propriedades anisotrópicas das rochas estudadas, foram consideradas as velocidades das ondas compressoriais perpendiculares à foliação (paralelamente a Z) e, no caso das ondas de cisalhamento, a média

entre V_{s1} e V_{s2} , igualmente orientadas paralelamente ao eixo Z de referência. Essa metodologia foi apresentada por Bascou (2002).

O valor exato para a identificação de bons refletores sísmicos ainda é bastante discutido na literatura, e variam desde valores acima de 0,01 (*e.g.* McDonough & Fountain 1988, Mainprice *et al.* 1990) até valores acima de 0,1 (Warner 1991; Kern & Wenk 1991). Além disso, esse valor é relativo entre as propriedades sísmicas (iso- ou anisotrópicas) de duas rochas diferentes, o que significa que esse valor não é constante, mas reflete a interface entre esses dois tipos de rocha. Dessa maneira, nada impede que uma rocha com refletividade relativamente baixa se comparada com uma de coeficiente alto, não apresente um valor mais elevado onde em contato com um terceiro litotipo cuja refletividade seja ainda menor.

Os coeficientes listados na Tabela 7.2 apresentam a quantidade de energia que é refletida entre um agregado milonítico com dada composição modal de quartzo e moscovita em relação à um agregado com orientação aleatória. Esses valores para as ondas compressoriais propagando-se perpendicularmente ao plano XY de referência variam entre 0,006 e 0,06, enquanto nas ondas S o intervalo de valores fica entre 0,0003 até 0,037, para composições com 100 % de quartzo e 100 % de moscovita, respectivamente. Apesar de baixos, esses valores demonstram que um milonito à base de moscovita ou um mica xisto com forte orientação preferencial dos minerais é um refletor sísmico bem mais forte que um milonito monomineralico de quartzo, principalmente para a refletividade de ondas P, como já sugerido por Mainprice *et al.* (1990), Barruol & Mainprice (1993), Barruol & Kern (1996). Além disso, os valores tabelados demonstram que a reflexão em uma rocha rica em quartzo, mesmo com forte orientação cristalográfica, é semelhante à reflexão de um quartzito com orientação aleatória de seus elementos.

Em agregados ricos em moscovita com forte orientação preferencial, o coeficiente de reflexão é bem maior que em um agregado cujos minerais apresentem distribuições randômicas. Tanto o aumento da refletividade sísmica quanto sua diminuição devido à anisotropia ocasionada pela presença de orientação cristalográfica encontra-se bem documentado na literatura, como na zona de falha de Brevard (Christensen & Szymanski 1988), na zona de milonitos de Santa Rosa (Kern & Wenk 1990) ou no sul das Montanhas Apalaches (Christensen 1989). Em princípio, a orientação cristalográfica preferencial de minerais com forte anisotropia planar ou mesmo prismática tende a ocasionar uma refletividade maior do que a orientação de minerais mais

simétricos, como é o caso do quartzo. Contudo, essa discussão ainda é bastante controversa e testes precisam ser realizados para a verificação da hipótese acima.

O cálculo do coeficiente de refletividade da interface entre um agregado com 100 % de quartzo e outro com 100 % de moscovita resultam em valores entre 0,06 e 0,05 para as ondas P e 0,05 para as ondas de cisalhamento, a partir das velocidades isotrópicas. Paralelamente à Z, esse coeficiente diminui substancialmente para as ondas P, apresentando valores médios de 0,01, enquanto nas ondas S o coeficiente de refletividade aumenta para 0,08. Se considerarmos o valor de 0,01 sugerido por Mainprice *et al.* (1990) para bons refletores sísmicos, então a interface entre um quartzo milonito e um filonito, ou entre um mica xisto e um quartzito é um refletor sísmico bastante potente. Além disso, esses resultados parecem demonstrar que a atenuação das V_p perpendicularmente à foliação, com o aumento das proporções de moscovita nas simulações, é muito mais intensa que a ocasionada durante a propagação de ondas de cisalhamento.

Contudo, é importante salientar o efeito da espessura das camadas na utilização desses dados na interpretação de refletividades crustais entre esses dois tipos de rocha (Kern *et al.* 1999). Levando-se em consideração que as espessuras de rochas quartzíticas e xistosas de origem metassedimentar ou mesmo entre quartzo milonitos e filonitos é muito variável, é possível que somente as interfaces entre seqüências mais espessas sejam passíveis de ser identificadas à partir de dados geofísicos de campo. Por outro lado, a soma de pequenas reflexões geradas por camadas menos espessas, mas de alta refletividade pode gerar um efeito de reflexão total semelhante ao de uma camada espessa, como os resultados demonstrados por Ji *et al.* (1997) para intercalações entre granulitos máficos e granitos. Desse modo, sugere-se cautela na interpretação desse tipo de dado obtido a partir de medidas sísmicas diretas, principalmente em estudos de maior escala.

7.7 Sumário & Conclusões

As simulações das propriedades sísmicas a partir de dados de orientação cristalográfica de quartzo e mica, com variação da composição modal entre esses dois minerais, entre um agregado inicial com 100% de quartzo e um agregado final com 100% de moscovita, demonstraram o efeito progressivo da adição de moscovita e subtração de quartzo nessas propriedades.

O aumento da quantidade de mica provoca um aumento das velocidades das ondas P e diminuição das ondas S, bem como ocasiona um aumento considerável nas anisotropias dessas

ondas. As direções de propagação dessas ondas também são fortemente influenciadas pelo aumento das proporções modais de moscovita. Dependendo de quão regular é a trama cristalográfica desse mineral, maiores ou menores quantidades de moscovita são necessárias para que os polos de máxima e mínima velocidade de propagação das ondas P e S e anisotropias de ondas S se alinhem com as formas cristalográficas do mesmo. Considerando os agregados como isotrópicos, ocorre pouca mudança nas velocidades das ondas P entre o membro inicial com 100% de quartzo e o membro final com 100% de moscovita, mas as velocidades das ondas S diminuem progressivamente com o aumento da quantidade de moscovita. Perpendicularmente à foliação, tanto as ondas compressoriais quanto as ondas de cisalhamento rápidas e lentas diminuem de velocidade à medida que mais moscovita é adicionada aos agregados. A adição progressiva de moscovita também leva ao desenvolvimento de um plano de isotropia transversal dessas propriedades sísmicas, geralmente paralelo à foliação de referência, onde não ocorrem mudanças significativas das magnitudes das ondas P, S e anisotropias.

O aumento dos coeficientes de Poisson está diretamente relacionado com o aumento da quantidade de moscovita utilizada nas simulações. Contudo, apesar de ser um parâmetro útil para a identificação de rochas ricas em quartzo, devido aos seus baixos valores, o mesmo não pode ser dito em relação às rochas ricas em moscovita. Isso ocorre porque os valores determinados aqui para litotipos ricos nesse mineral são semelhantes aos valores determinados em rochas básicas, granulitos e eclogitos, e por isso sua utilização deve ser cautelosa.

Os coeficientes de refletividade (R_c) determinados para a interface entre um agregado com 100% de quartzo e outro com 100% de moscovita, perpendicularmente à foliação dessas rochas, é de 0,01 para ondas P e 0,05 para ondas S. Se esses mesmos agregados forem considerados isotrópicos, o R_c para ondas P é de 0,06 e para ondas S é de 0,05. Em ambos os casos, a superfície que separa um quartzito de um mica xisto, ou um quartzo milonito de um filonito, são refletores sísmicos potentes.

Esse capítulo demonstra qual o efeito ocasionado nas propriedades sísmicas dos agregados através da adição progressiva de moscovita em um agregado inicialmente com 100% de quartzo e como um mineral fortemente anisotrópico, como a moscovita, pode se tornar o mineral controlador das magnitudes e direções de propagação dessas propriedades mesmo em proporções não muito altas.

CAPÍTULO OITO

CONCLUSÕES

“My third teacher was by far the wisest and most trustworthy, though he used neither books nor pictures, and was a poor lecturer. He was painfully silent, would talk only after repeated urging, and then often spoke almost unintelligibly in a language which had to be translated to be understood. But what he had to say was final and exhaustive, and could be passed on in a good conscience to those who either would not or could not go directly to him for information. This teacher was nature itself.”

Hans Cloos (*Conversation with the Earth*, 1953)

Capítulo 8

Conclusões

8.1 Introdução

O presente capítulo apresenta uma reunião das conclusões e dos pontos mais importantes discutidos entre os capítulos quatro a sete. Essas conclusões são listadas abaixo seguindo a ordem de aparecimento no texto e referem-se diretamente aos resultados obtidos na presente tese. Assim, não é feita nenhuma definição detalhada de terminologia, as quais podem ser obtidas nos capítulos referentes à essas conclusões.

8.2 Conclusões

O **Capítulo quatro** mostra os resultados do estudo de uma dobra cujas linhas de charneira são paralelas às lineações de estiramento na região de Saas Fee, Alpes Internos do Oeste. Como na maioria das dobras com esse tipo de geometria, os indícios relacionados a sua evolução temporal em relação à formação das lineações de estiramento são bastante escassos. Assim, a técnica de difração de elétrons rétroespalhados (EBSD) em um microscópio eletrônico de varredura (MEV) foi utilizada para a obtenção dos dados de orientação cristalográfica de quartzo e moscovita com o objetivo de entender as relações temporais e cinemáticas entre as dobras e a deformação milonítica principal. A partir desses dados, as seguintes conclusões foram obtidas:

(1) As dobras de Plattjen, próximas a Saas Fee nos Alpes Suíços, possuem linhas de charneira orientadas paralelamente às lineações de estiramento;

(2) Essas dobras ocorrem tanto nas unidades quartzíticas como micáceas e carbonáticas. Contudo, apenas as dobras que afetam as rochas ricas quartzo foram estudadas. Nessa unidade, elas possuem escala métrica e geometrias bastante semelhantes entre si;

(3) A lineação de estiramento é bem marcada e pervasiva por todas as unidades. Nas rochas quartzíticas, a presença de cristais alongados de quartzo e o alinhamento das lamelas de moscovita definem essa lineação;

(4) A deformação geral para as rochas dessa unidade foi considerada como não-coaxial, devido à presença de marcadores assimétricos de sentido de cisalhamento, como peixes de moscovita com sentido de cisalhamento aparentemente reverso nos flancos dessa estrutura e devido à assimetria das orientações preferenciais de quartzo;

(5) Em escala microscópica essas rochas não possuem texturas miloníticas típicas, principalmente em relação aos cristais de quartzo. Em princípio, essas rochas foram deformadas em condições dúcteis associadas a intensa recristalização dinâmica. Microestruturas indicativas desse processo incluem a ocorrência de cristais equidimensionais relativamente grossos, limites de grão retilíneos, extinção ondulante e limites de subgrão serrilhados em quartzo e moscovita. Os processos de recristalização atuantes deviam envolver a rotação de subgrãos com uma participação secundária de migração de limites de grão.

(6) Os dados de orientação cristalográfica preferencial de quartzo em volta da dobra 5II de Plattjen mostram uma obliquidade, principalmente os eixos- $\langle c \rangle$, $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$ e um sentido de cisalhamento questionável, que é reverso nos diferentes flancos da dobra. Esses dados estão de acordo com as medidas de orientação cristalográfica obtidas por Lacassin (1984) para uma dobra geometricamente similar estudada também na região de Plattjen. As distribuições de eixos- $\langle c \rangle$ são caracterizadas por guirlandas únicas assimétricas centradas em Y, enquanto as de eixos- $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$ ocorrem com concentrações únicas orientadas próximas ao eixo-X de referência. Isso difere dos padrões esperados em rochas miloníticas ricas em quartzo deformadas por cisalhamento simples. Os eixos dos romboedros $\langle r \rangle$ e $\langle z \rangle$ ocorrem como concentrações únicas sem relação dos eixos macroscópicos de referência e não mostram assimetria;

(7) Os dados de orientação cristalográfica de moscovita mostram a presença de duas tramas principais. A principal mostra uma forte concentração de eixos-(001) orientados paralelamente ao eixo Z do sistema de referência e uma distribuição de eixos-(100) e (010) paralelamente ao plano de foliação desse sistema e é mais claramente desenvolvida nos flancos da dobra. A trama secundária caracteriza-se por uma concentração oblíqua à principal, com eixos-(001) concentrados entre Y e Z e com o desenvolvimento de guirlandas de grande círculo de eixos-(100) e (010). A fraca assimetria apresentada por essas tramas foi desconsiderada;

(8) Segundo o modelo proposto no Capítulo 4, as dobras de Plattjen são dobras parasíticas reorientadas (em relação a sua geometria, definida pelo acamamento) pertencentes ao flanco

redobrado de uma sinforme de escala regional, cuja charneira possui uma orientação perpendicular à direção de cisalhamento marcada pelas lineações;

(9) As orientações preferenciais de quartzo estão relacionadas com os mecanismos de dobramento ativos direcionados ao longo da direção de cisalhamento sobre as dobras de escala regional;

(10) O mecanismo de dobramento ativo dominante foi provavelmente o de fluxo flexura, e os fechamentos das dobras sinformes e antiformes (sugeridas pelos padrões de distribuição e assimetrias das tramas de quartzo) podem ser inferidos a partir desse pressuposto;

(11) As direções de fechamento das dobras também podem ser postuladas com base nas guirlandas de distribuição de eixos-*c* de quartzo, se as mesmas representarem realmente as direções de vergência dessas dobras. Nesse caso, os eixos-*m* tem que ser aceitos como os marcadores dos planos de cisalhamento mais fáceis e o uso dessas assimetrias como indicativas do sentido de cisalhamento geral dessas rochas torna-se questionável;

(12) A dobra parasita estudada (como definida pelo acamadamento) foi provavelmente formada com sua linha de charneira inicialmente orientada em uma posição oblíqua em relação à lineação de estiramento. Posteriormente, essa dobra foi reorientada passivamente ou ativamente pela deformação por cisalhamento, o que fez com que seus eixos assumissem uma nova posição, agora paralela às lineações pervasivas;

(13) A deformação por cisalhamento foi penetrativa e continuamente provocou a regeneração das lineações de estiramento;

(14) Os mecanismos de dobramento ativo continuaram ativos durante a reorientação dos flancos dessa dobra e por isso os padrões de orientação cristalográfica (principalmente os de quartzo) foram preservados;

(15) O mecanismo de dobramento responsável pelo desenvolvimento dessa estrutura ocorreu simultaneamente ao desenvolvimento da deformação por cisalhamento. Todas as deformações por cisalhamento posteriores não foram capazes de resetar as tramas de quartzo;

(16) A trama secundária de moscovita observada em todas as amostras, mas com maior concentração na charneira dessa estrutura, parece representar (i) uma trama única de moscovita, talvez formada paralelamente aos eixos dessas dobras e posteriormente reorientada pela deformação por cisalhamento, mas ficando mais preservada na zona de charneira devido a

atuação de mecanismos ativos de dobramento ou (ii) uma trama mais antiga mais preservada na zona de charneira, pelo mesmo motivo descrito acima;

(17) Essa explicação discorda do modelo proposto por Lacassin (1984) mas é bastante semelhante ao modelo proposto por Williams (1997) e posteriormente publicado por Lebit *et al.* (2002). Segundo o primeiro autor, os padrões de distribuição dos eixos cristalográficos de quartzo observados são o resultado de um processo de rotação aproximadamente passivo da trama milonítica. Esse processo ocorreu concomitantemente à atuação dos mecanismos de dobramento e a reorientação das charneiras das dobras de forma que as mesmas se tornassem paralelas a direção de cisalhamento;

(18) O presente capítulo teve como objetivo demonstrar a importância do uso das orientações cristalográficas como uma ferramenta na investigação das relações temporais e cinemáticas de processos aparentemente distintos, como a atuação de mecanismos de dobramento e a deformação por cisalhamento;

(19) Dobras com linhas de charneira orientadas paralelamente a uma dada lineação de estiramento não necessariamente são resultantes da atuação de mecanismos passivos de dobramento, e da conseqüente rotação passiva dessas estruturas durante a atuação de cisalhamento simples progressivo mesmo em zonas de alta deformação. Como foi observado, em algumas situações é bem possível que mecanismos ativos de dobramento sejam ativos.

Contudo, é importante destacar a necessidade de um maior detalhamento desses estudos, para testar as hipóteses apresentadas e estabelecer a validade da interpretação de dados de orientação cristalográfica como reflexo da atuação de mecanismos ativos de dobramento diferentes daquelas geralmente sugeridas pelas geometrias das dobras. Contudo, os pressupostos teóricos postulados representam idéias novas e, em termos das dobras de Plattjen, parecem ser bastante plausíveis na interpretação dos dados de orientação cristalográfica.

O **Capítulo cinco** apresenta, a partir dos dados de orientação cristalográfica obtidos em duas as amostras ao longo dessa dobra, uma análise detalhada em relação ao grau de desorientação entre cristais de quartzo adjacentes. Esse estudo teve como objetivo demonstrar como esse tipo de informação pode ser utilizada no entendimento dos processos de recristalização dinâmica atuantes durante a deformação dúctil dessas rochas. A análise do par eixo/ângulo de

desorientação em pares de cristais adjacentes, e suas relações com as formas cristalográficas dos cristais de quartzo, permitiu as seguintes conclusões:

(20) A análise do par eixo/ângulo de desorientação permite estabelecer como as formas cristalográficas são dispersas durante um processo de deformação contínua, quais sistemas de deslizamento são responsáveis por essa dispersão e determinar os tipos e as orientações desses limites;

(21) A formação de limites de grão pela atuação de sistemas de deslizamentos intracristalinos em cristais de quartzo é fortemente controlada pela cristalografia desse mineral e pelos tipos de sistemas atuantes durante o processo de recristalização;

(22) As amostras selecionadas para a análise de desorientação entre cristais (PF-6 e PF-10) mostram microestruturas que sugerem uma intensa recristalização dinâmica, provavelmente envolvendo rotação de subgrãos mais a atuação de migração de limites de grão. Dessa forma, parecem bastante propícias para a utilização da metodologia de análise dos pares eixos/ângulos de desorientação;

(23) Os histogramas de frequência relativa dos ângulos de desorientação mostram dois picos principais, um primeiro, referente ao intervalo de desorientação entre 5° e 10°, e um segundo, de mais alta frequência, no intervalo entre 55° e 60°;

(24) O primeiro pico é seguido de uma queda acentuada na frequência, que aumenta de maneira abrupta no segundo pico e novamente decresce rapidamente. Nas duas amostras, o pico de maior frequência é três vezes maior que a média dos outros intervalos e aproximadamente duas vezes maior que o pico do intervalo de baixo ângulo;

(25) As frequências acima do intervalo 55-60° são ligeiramente maiores que abaixo do mesmo, o que confere uma assimetria a esses histogramas, resultante provavelmente da atuação intensa dos processos de recristalização dinâmica;

(26) A frequência relativa decresce a valores próximos de zero quando é atingido o ângulo máximo de desorientação permitido para cristais de quartzo, que é de 104,5°, devido a sua simetria trigonal;

(27) A frequência entre os ângulos de desorientação de pares selecionados aleatoriamente aumenta à medida que o ângulo de desorientação aumenta e não são observados picos de maior ou vales de menor frequência. Entre os intervalos de desorientação de 45°-55° e 90°-100°, seus

valores são exatamente os esperados para agregados com distribuição aleatória dos limites de grão;

(28) A relação mais clara entre os eixos de desorientação e as formas cristalográficas é mostrada pela forte concentração desses eixos paralelamente aos eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo entre 55° e 60°. Nas figuras de pólo esses eixos de desorientação estão dispersos ao longo de guirlandas iguais as guirlandas de dispersão de eixos- $\langle c \rangle$, inclusive com a mesma assimetria. Nas figuras de pólo inverso, essa concentração ocorre na extremidade superior do diagrama triangular esférico, local onde é plotado o eixo- $\langle c \rangle$ de quartzo nessas figuras;

(29) Eixos de desorientação de baixo ângulo também mostram concentrações paralelas aos eixos- $\langle c \rangle$;

(30) Ocorrem ainda eixos de desorientação paralelamente as formas romboédricas $\{r\}$, $\{z\}$ e $\{\pi\}$, em intervalos de desorientação menores que 60°, e paralelamente a $\{\pi\}$, $\{\pi'\}$, $\{r\}$ e $\{z\}$ acima desse ângulo;

(31) A dispersão dos eixos de desorientação em direção a base esférica das figuras de pólo inverso acima dos 60° resulta que acima dessa diferença angular os eixos de desorientação não podem mais ser paralelos aos eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo, devido a simetria desse mineral;

(32) A ausência de eixos de desorientação paralelos aos eixos- $\langle a \rangle$ de quartzo também é uma característica marcante das rochas estudadas;

(33) A frequência zero para ângulos de desorientação entre 0° e 5° resulta de erros intrínsecos aos processos de medida, e por isso esses ângulos são geralmente desconsiderados;

(34) O pico de alta frequência entre 5°-10° está relacionado com a formação de limites de subgrão, formados a partir de uma rede cristalina comum aos dois lados separados por esse limite;

(35) O decréscimo abrupto de frequência acima de 10° pode parecer incompatível com a progressiva rotação dos subgrãos, mas pode ser que resulte de mudanças nas direções de deslizamento dos sistemas atuantes;

(36) O exagero do pico de frequência é resultado da superposição entre o pico das maclas Dauphiné (precisamente 60° de desorientação) com o pico resultante da atuação dos deslizamentos intracristalinos (que é variável entre 55° e 60°).

(37) Os ângulos de desorientação são continuamente acumulados, mas ao atingirem seu máximo permitido pela simetria cristalina, são automaticamente transferidos para uma desorientação simétrica de mais baixo ângulo;

(38) A concentração de eixos de desorientação paralelamente aos eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo reflete a presença de macla Dauphiné nos cristais das amostras estudadas. O ângulo de 60° refere-se a rotação necessária para paralelizar os dois planos de macla;

(39) As concentrações de eixos de desorientação paralelamente aos eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo, em ângulos $<60^\circ$ não podem ser explicados pela presença de maclas Dauphiné. Contudo, a atuação de sistemas de deslizamentos prismáticos, tipo $\{m\}\langle a \rangle$ faz também que os eixos de desorientação se orientem paralelamente a $\langle c \rangle$;

(40) Devido a larga dispersão dos eixos de desorientação de baixos ângulos, é plausível afirmar que outros sistemas de deslizamento atuaram para formação dos mesmos, como $(c)\langle a \rangle$, $\{r/z\}\langle a \rangle$ e $\{-\pi\}\langle a \rangle$;

(41) Os limites de grão relacionados a forte concentração dos eixos de desorientação paralelamente aos eixos $\langle c \rangle$ podem ser de dois tipos: esses limites poderiam ser do tipo rotacionado, formados pela atuação conjunta de sistemas de deslizamento basais em $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$. A segunda possibilidade seria se esses limites fossem do tipo inclinado, resultante da atuação de um sistema de deslizamento $\{m\}\langle a \rangle$, o que resulta em limites de grão paralelos as formas prismáticas do quartzo;

(42) As maclas Dauphiné podem dar origem a limites de grão especiais através da desorientação em torno do eixo- $\langle c \rangle$ de quartzo;

(43) O alinhamento dos eixos de desorientação paralelamente à $\langle m \rangle$ na figura de pólo inverso acima de 85° resulta da formação de limites de grãos inclinados formados por deslizamentos do tipo $(c)\langle a \rangle$;

(44) As concentrações dos eixos de desorientação paralelamente aos eixos- $\langle r \rangle$ e $\langle z \rangle$ resultam da formação de limites de grão rotacionados pela atuação conjunta de sistemas de deslizamento $(c)\langle a \rangle + \{m\}\langle a \rangle$;

(45) A concentração dos eixos de desorientação paralelamente à (11-23) reflete a presença de limites de grão rotacionados, devido à ativação conjunta dos sistemas de deslizamento $\{r\}$ e $\{\pi\}$ na direção $\langle a \rangle$;

(46) A atuação conjunta dos sistemas de deslizamento $\{r\}\langle a \rangle + \{z\}\langle a \rangle$ possibilita a formação de limites rotacionados, com eixos de desorientação ocorrendo paralelamente as formas (20-21) e (02-21);

(47) A ausência de eixos de desorientação paralelamente ao eixo $\langle a \rangle$ nas figuras de pólo inverso porque essa é a direção de deslizamento principal, e tanto os limites inclinados como rotacionados possuem eixos de desorientação perpendiculares a essa direção;

(48) A distinção entre os limites de grão formados exclusivamente pelo deslizamento intracristalino $\{m\}\langle a \rangle$, daqueles resultantes da presença de maclas Dauphiné é impossível de ser determinada pela análise geral dos pares de eixo/ângulos de desorientação na amostra como um todo. Contudo, o pico exagerado de frequência entre 55°-60° e a forte concentração dos eixos de desorientação paralelamente aos eixos- $\langle c \rangle$ de quartzo sugerem sua presença marcante nos agregados. Contudo, análises detalhadas utilizando essa mesma metodologia poderão confirmar sua presença, visto que as mesmas parecem desenvolver um papel importante na evolução microestrutural de milonitos ricos em quartzo.

O **Capítulo 6** descreve em detalhe as propriedades sísmicas anisotrópicas dos moscovita-quartzo milonitos estudados. As velocidades e anisotropias de ondas P e S foram determinadas a partir da relação entre as constantes elásticas dos monocristais de quartzo e moscovita com as orientações preferenciais desses dois minerais. Para essas determinações, também precisam ser consideradas as proporções modais de cada um desses minerais nas diferentes amostras, e as densidades desses monocristais. Além de serem levadas em consideração a proporção modal de cada um deles. O cálculo dessas propriedades para cada uma das amostras estudadas permitiu a obtenção das seguintes respostas:

(49) Os moscovita-quartzo milonitos possuem uma anisotropia relativamente alta, tanto para ondas S quando para ondas P. Nessas rochas, as velocidades das ondas P variam entre 5,73 e 6,32 km/s, as ondas S rápidas entre 3,82 e 4,22 km/s e as ondas S lentas entre 3,73 e 4,09 km/s. Isso fornece anisotropias da ordem no máximo 9,5% para as ondas compressoriais e 11% para as ondas de cisalhamento;

(50) Perpendicularmente à foliação dos moscovita-quartzo milonitos a velocidade de ondas P é da ordem de 6 km/s, enquanto das ondas S rápidas é de aproximadamente 4 km/s e das S lentas, 3,8 km/s;

(51) A variação das velocidades máximas e mínimas de propagação das ondas P e S, bem como suas anisotropias no interior das cinco amostras de moscovita-quartzo milonitos estudadas resultam em diferenças na proporção modal de moscovita nessas rochas;

(52) Os valores baixos dos coeficientes de Poisson corroboram com a alta porcentagem modal de quartzo nas rochas estudadas, e a variação dos valores marca bem as diferenças composicionais entre as amostras estudadas, apesar de diferenças modais pequenas nos agregados não serem delimitadas por esse parâmetro;

(53) Nos moscovita-quartzo milonitos, as $V_{p_{máx}}$ podem ser orientadas paralelamente às máximas concentrações de eixos- $\langle a \rangle$, $\langle z \rangle$ ou $\langle m \rangle$ de quartzo, enquanto a $V_{p_{mín}}$ é paralela à máxima concentração de eixos- $\langle r \rangle$. As direções de propagação de $V_{s1_{máx}}$ e $V_{s1_{mín}}$ são bem variáveis em relação à trama cristalográfica de quartzo. As máximas podem ser tanto paralelas às máximas ou mínimas concentrações de eixos $\langle a \rangle$, mínima concentração de eixos $\langle m \rangle$ ou máximas concentrações de eixos- $\langle r \rangle$. Já as velocidades de propagação mínima das ondas S rápidas podem ser paralelas às máximas ou mínimas concentrações de eixos- $\langle z \rangle$. As $V_{s2_{máx}}$ é paralela à mínima concentração de eixos- $\langle z \rangle$ ou à máxima concentração de eixos- $\langle c \rangle$.

(54) O máximo grau de birrefringência das ondas S ocorre paralelamente à máxima concentração de eixos- $\langle a \rangle$ ou $\langle m \rangle$, enquanto a mínima anisotropia dessas ondas possui um comportamento complexo em relação à orientação preferencial de quartzo;

(55) Em algumas das amostras, a orientação preferencial de moscovita pode exercer um papel importante no controle das direções de propagação tanto das ondas P quanto S. Esse controle é mais intenso nas amostras que possuem maiores quantidade. Contudo, a regularidade da trama de moscovita também possui um papel fundamental no controle direcional dessas propriedades;

(56) Amostras com forte orientação preferencial dos cristais de quartzo e com pouca quantidade de moscovita podem refletir as propriedades de simetria desse mineral nas distribuições tridimensionais das velocidades de propagação e anisotropias;

(57) O desenvolvimento de orientações cristalográficas preferenciais de quartzo e moscovita ocasiona mudanças nas direções de propagação das velocidades sísmicas das ondas P,

S e anisotropia das ondas S, em comparação com as mesmas propriedades dos monocristais desses minerais. Além disso, as magnitudes dessas propriedades são fortemente atenuadas nos agregados com orientação preferencial. Isso resulta porque o cálculo das propriedades sísmicas em um agregado a partir de suas orientações preferenciais leva em consideração a média das mesmas e sua proporção modal dentro do agregado. Por mais forte que seja a orientação de um determinado mineral, ela nunca irá reproduzir o mesmo efeito nas ondas sísmicas que um único cristal é capaz de produzir;

(58) A presença de moscovita nas rochas estudadas aqui faz com que as máximas velocidades de ondas P e S rápidas, e os máximos de anisotropia das ondas S se ocorram em torno do plano XY do sistema de referência;

(59) Os pólos de $V_{p_{máx}}$ nos moscovita-quartzo tendem a se alinhar paralelamente ao eixo X do sistema de referência;

(60) Em três das cinco amostras estudadas, os pólos de $V_{s1_{máx}}$ são orientados em torno do plano XY, enquanto os mínimos dessas mesmas amostras são orientados próximos do eixo-Z;

(61) Em três das cinco amostras estudadas as $V_{s2_{min}}$ são distribuídas em torno do plano XY de referência, mas não são sistematicamente alinhadas aos eixos X, Y ou Z de referência. As $V_{s2_{máx}}$ são alocadas em regiões intermediárias entre Y e Z do sistema de referência, geralmente mais próximas de Z;

(62) Os pólos de máxima anisotropia de ondas S ocorrem em torno da foliação e, em três amostras mostram a tendência de se alinharem paralelamente ao eixo X;

(63) As mínimas velocidades das ondas P e S rápidas e anisotropia de S possuem um comportamento mais complexo e parecem estar mais ligadas às formas cristalográficas do quartzo;

(64) Variações nas direções de propagação das ondas P e S nas amostras coletadas em torno da dobra de Saas Fee sugerem que estruturas como essas podem ocasionar modificações nas direções de propagação dessas ondas. Contudo, estudos de maior detalhe são necessários para a confirmação dessa hipótese;

(65) É possível que as orientações dos limites de grão nos cristais de quartzo determinadas no Capítulo 5 interfiram nas propriedades sísmicas dos moscovita-quartzo milonitos. Contudo, a confirmação dessa hipótese requer determinações experimentais das

propriedades sísmicas desses agregados, de modo a quantificar o efeito da orientação preferencial da rede cristalina e dos limites de grão na propriedade anisotrópica geral dos agregados.

No **Capítulo 7** são apresentados os resultados de simulações das propriedades sísmicas de agregados a partir das orientações cristalográficas de quartzo e moscovita de 3 amostras, com a variação na proporção modal entre esses dois minerais. As velocidades das ondas P, S e suas respectivas anisotropias foram calculadas a partir de um membro inicial com 100% de quartzo até um membro final com 100% de moscovita, com variação na proporção modal desse último de 10 em 10 %. Também foram determinadas as direções de propagação dessas ondas com a adição da trama de moscovita e conseqüente subtração da trama de quartzo para cada agregado. Essas simulações forneceram as seguintes conclusões:

(66) A substituição progressiva da trama de quartzo pela de moscovita nos cálculos das propriedades sísmicas possui um efeito substancial na nas magnitudes das velocidades de propagação e suas anisotropias, bem como nas direções de propagação dessas ondas;

(67) A adição de moscovita primeiramente provoca uma leve diminuição dos valores de $V_{p_{máx.}}$ e AV_p , e um leve aumento de $V_{p_{mín.}}$. Após a adição de 20% desse mineral, os valores de $V_{p_{máx.}}$ e AV_p aumentam e atingem seus valores máximos nos agregados simulados sem quartzo. Já a $V_{p_{mín.}}$ diminui progressivamente, até atingir seu valor mínimo no membro final com 100% de moscovita;

(68) As velocidades das ondas S rápidas e lentas diminuem progressivamente à medida que a proporção modal de moscovita fica maior, enquanto as anisotropias primeiramente diminuem, e após 30 % de adição desse mineral, aumentam de forma constante;

(69) Os valores máximos do grau de birrefringência e da diferença absoluta entre as duas ondas S ortogonais também diminuem levemente com a adição de 10 e 20 % de moscovita, mas a partir desse último valor, aumenta constantemente e atinge seu pico nos agregados com 100 % de moscovita;

(70) As velocidades das ondas P considerando os agregados como isotrópicos aumentam levemente enquanto as velocidades das ondas S diminuem com o aumento da proporção de moscovita. A razão entre as velocidades V_p/V_s aumentam;

(71) Perpendicularmente à foliação, tanto as velocidades das ondas P quanto S diminuem com o aumento das proporções modais de moscovita, enquanto a razão entre essas duas ondas nessa posição aumenta;

(72) Quanto maior a proporção modal de moscovita, maior é o coeficiente de Poisson, tanto para os agregados isotrópicos quanto para uma posição perpendicularmente à foliação;

(73) Com 100 % de quartzo, a $V_{p_{máx.}}$ é paralela à máxima concentração de eixos- $\langle z \rangle$ em duas amostras e subparalela à máxima concentração de eixos- $\langle c \rangle$ em uma das amostras. A $V_{p_{mín.}}$ é paralela à máxima concentração de eixos- $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$ nas três amostras simuladas, e subparalela ao eixo X do sistema de referência. As $V_{s1_{mín.}}$ são paralelas às altas concentrações de eixos- $\langle a \rangle$ e $\langle m \rangle$, enquanto as $V_{s1_{máx.}}$ estão relacionadas com as baixas concentrações desses eixos no agregado com 100 % de quartzo. As $V_{s2_{máx.}}$ marcam o pólo da foliação do sistema de referência, enquanto as $V_{s2_{mín.}}$ não possuem relações com a trama cristalográfica ou com o sistema de referência. As direções de anisotropia das ondas S é bastante variável nas amostras simuladas com 100 % de quartzo;

(74) A adição de 10 % de moscovita provoca mudanças na direção de propagação de $V_{p_{máx.}}$, $V_{s2_{máx.}}$ e $V_{s2_{mín.}}$, mas não ocasiona efeito algum na $V_{p_{mín.}}$, $V_{s1_{máx.}}$ e $V_{s1_{mín.}}$ nas amostras simuladas; a $AV_{s_{máx.}}$ muda de posição em apenas uma amostra;

(75) A partir da adição de 20 % de moscovita, não ocorrem mais mudanças drásticas nas orientações das velocidades máximas e mínimas de V_p , V_{s1} e V_{s2} , bem como AV_s ; A $V_{p_{máx.}}$ progressivamente alinha-se com o eixo X do sistema de referência, a $V_{s1_{máx.}}$ é orientada entre X e Y e a $V_{s2_{máx.}}$ entre X e Z. A $V_{p_{mín.}}$ e a $V_{s1_{mín.}}$ se orientam paralelamente ao eixo Z, enquanto a $V_{s2_{mín.}}$ progressivamente orienta-se paralelamente à Y. A $AV_{s_{máx.}}$ e $dV_{s_{máx.}}$ alinham-se paralelamente ao plano de foliação do sistema de referência, enquanto $AV_{s_{mín.}}$ e $dV_{s_{mín.}}$ tendem a se orientar paralelamente à Z;

(76) O alinhamento dessas propriedades paralelamente aos eixos do sistema de referência e o desenvolvimento de planos de isotropia transversal é dependente da proporção modal de moscovita e do tipo de orientação preferencial apresentado em cada um dos agregados. Quanto mais constante a trama desse mineral, menor a proporção modal necessária ocasionar esse alinhamento e a formação desses planos;

(77) A leve diminuição da $V_{p_{máx.}}$ e o leve aumento da $V_{p_{mín.}}$ na adição de 10 e 20 % de moscovita resulta da interferência do tipo destrutiva da trama desse mineral sobre a orientação

preferencial de quartzo. Esse mesmo tipo de interferência ocasiona a leve diminuição das anisotropias;

(78) O aumento das velocidades das ondas P com o aumento da proporção modal de moscovita acima de 20 % está diretamente relacionado ao desenvolvimento de um plano de fraqueza paralelamente ao plano XY de referência, devido a orientação dos planos de clivagem de moscovita nessa orientação;

(79) A diminuição das velocidades das duas ondas S ortogonais parece ser o resultado direto do aumento da densidade do agregado e da resistência à deformação cisalhante interlamelar provocado pela adição de moscovita. O aumento dessa resistência pode ser observado pela presença de valores relativamente altos nos elementos C22, C33 e C44 da constante elástica do agregado simulado com 100 % de moscovita;

(80) As diferenças dos valores entre as matrizes dos monocristais e dos agregados simulados estão diretamente relacionadas com as imperfeições das orientações cristalográficas de quartzo e moscovita. Por mais forte que sejam essas tramas cristalográficas, as mesmas nunca irão refletir perfeitamente as propriedades de um monocristal;

(81) Os valores diferentes de zero fora da diagonal principal da matriz da constante elástica dos agregados simulados também são reflexo das imperfeições das orientações cristalográficas de quartzo e moscovita;

(82) O plano de isotropia transversal paralelo ou subparalelo ao plano XY de referência mostra que dentro no mesmo não há variação das propriedades sísmicas. No caso das amostras simuladas esse plano poderia ser melhor descrito como uma superfície, tendo em vista que a presença da trama secundária de moscovita impede a formação de um plano *sensu stricto*;

(83) Essa superfície de isotropia transversal está relacionada com as $V_{p_{máx.}}$, $V_{s1_{máx.}}$, $V_{s2_{mín.}}$ e $AV_{s_{máx.}}$;

(84) A substituição progressiva da trama de quartzo pela de moscovita faz com que progressivamente as figuras de distribuição das propriedades sísmicas se assemelhem às figuras de distribuição do monocristal, guardadas as devidas relações entre a orientação do monocristal e do agregado policristalino;

(85) A relativa homogeneidade das velocidades de ondas P considerando os agregados como isotrópicos ocorre porque enquanto as $V_{p_{máx.}}$ aumentam de valor, as $V_{p_{mín.}}$ diminuem, o

que ocasiona um efeito de compensação. O mesmo não ocorre para as ondas S, pois tanto os máximos quanto mínimos diminuem de valor, o que ocasiona um decréscimo geral do mesmo;

(86) O aumento do coeficiente de Poisson está diretamente relacionado ao aumento das proporções modais de moscovita e diminuição de quartzo. Esse coeficiente é um bom indicativo de rochas ricas em quartzo. Contudo, o mesmo não vale para rochas ricas em moscovita, pois apesar dos valores serem semelhantes aos de rochas metapelíticas encontrados na literatura, os valores resultantes das simulações também são idênticos aos de granulitos intermediários, máficos, gabros e eclogitos;

(87) O coeficiente de refletividade perpendicular à foliação, determinado para a interface entre um agregado com 100% de quartzo uma e rocha com 100% de moscovita, é de 0,06 para ondas P e 0,05 para ondas S, o que sugere que limites entre esses dois tipos rochosos são bons refletores sísmicos.

REFERÊNCIAS

REFERÊNCIAS

- Alsop, G.I. 1992. Progressive deformation and the rotation of contemporary fold axes in the Ballybofey Nappe, north-west Ireland. *Geological Journal*, **27**: 271-283.
- Alsop, G.I.; Holdsworth, R.E. 2004. The geometry and topology of natural sheath folds: a new tool for the structural analysis. *Journal of Structural Geology*, **26**: 1561-1589.
- Anderson, D.L. 1961. Elastic wave propagation in layered anisotropic media. *Journal of Geophysical Research*, **66**: 2953-2963.
- Anderson, D.L. *Theory of the Earth*. Blackwell Science. 384 p.
- Argand, E. 1911. Les nappes de recouvrement des Alpes penniques et leurs prolongements structuraux. *Beitr. Geol. Karte. Schweiz.*, **31**: 1-26.
- Atkinson, B. K.; Meredith, P. G. 1987. The theory of subcritical crack growth with applications to minerals and rocks. In: Atkinson, B. K. (ed.) *Fracture Mechanics of Rocks*. Academic Press, London. p.111-166.
- Babuska, V.; Cara, M. 1991. *Seismic Anisotropy in the Earth*. Kluwer Academic Press, Dordrecht. 627 p.
- Bäeta, R.D.; Ashbee, K.H.G. 1969. Slip systems in quartz, II: Interpretation. *American Mineralogist*, **54**: 1574-1582.
- Ball, T.K. 1960. A petrofabric analysis of a fold. *American Journal of Science*, **258**: 274-281.
- Ballèvre M, Merle O. 1993. The Combin fault—compressional reactivation of a Late Cretaceous-Early Tertiary detachment fault in the western Alps. *Schweiz. Mineral. Petrogr. Mitt.* **73**: 205-27
- Barruol, G. Mainprice, D. 1993. A quantitative evaluation of the contribution of crustal rocks to the shear-wave splitting of teleseismic SKS waves. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **78**: 281-300.
- Barruol, G.; Kern, H. 1996. P and S wave velocities and shear wave splitting in the lower crust/upper mantle transition (Ivrea zone): experimental and calculated data. *Physics of Earth and Planetary Interiors*, **95**: 175-194.
- Bascou, J. Barruol, G. Vauchez, A.; Mainprice, D. Egydio-Silva, M. 2001. EBSD-measured lattice-preferred orientations and seismic properties of eclogites. *Tectonophysics*, **342**:61-80.
- Bascou, J.F.L. 2002. *Relações entre microestruturas, mecanismos de deformação e propriedades físicas anisotrópicas em rochas de alto grau de metamorfismo: estudo em alguns eclogitos e granulitos*. Tese de Doutorado, co-tutela Universidade de São Paulo (Brasil)/Université de Montpellier II – ISTEEM (França). Inédito, 193 p.
- Bearth, P. 1952. Geologie und petrographie des Monte Rosa, Beitr. *Geol. Karte Schweiz, N.F.* **96**: 94pp.

-
- Bearth, P. 1967. Die ophiolite der Zone von Zermatt Saas-Fee, Beitr. *Geol. Karte Schweiz, N.F.* **132**: 130pp.
- Bearth, P. 1976. Zur gliederung der Bünderschiefer in der region von Zermatt. *Eclogae Geologicae Helvetica*, **69**: 149-161.
- Behrmann, J.H.; Platt, J.P. 1982. Sense of a nappe emplacement from quartz c-axis fabrics: an example from the Betic Cordilleras (Spain). *Earth and Planetary Science Letters*, **59**: 208-215.
- Bell, E.; Etheridge, M.A. 1973. The deformation and recrystallization of a quartz mylonite. *Tectonophysics*, **32**: 235-267.
- Bell, T. 1978. Progressive deformation and reorientation of fold axes in a ductile mylonite zone: the Woodroffe Thrust. *Tectonophysics*, **44**: 285-320.
- Berthé, D.; Brun, J.P. 1980. Evolution of folds during progressive shear in the South Armorican Shear Zone (France). *Journal of Structural Geology*, **2**: 127-134.
- Bestmann, M.; Prior, D.J. 2003. Intragranular dynamic recrystallization in naturally deformed calcite marble: diffusion accomodated grain boundary sliding as a result of subgrain rotation recrystallization. *Journal of Structural Geology*, **25(10)**: 1597-1613.
- Bishop, J.F.W. 1954. A theory of the tensile and compressive textures of face-centered cubic metals. *Journal of Mechanics and Physics of Solids*, **3**: 130-142.
- Bishop, J.F.W.; Hill, R.A. 1951. Theory of plastic distortion of a polycrystalline aggregate under combined stress. *Philosophical Magazine, Structure and Properties of Condensed Matter*, **42**: 414-427.
- Blacic, J.D. 1972. Effect of water on the experimental deformation of olivine. In: Heard, H. C., Borg, I. Y., Carter, N. L., and Raleigh, C. B. (eds). *Flow and Fracture of Rocks*. American Geophysical Union, Geophysical Monograph, 109-115.
- Blacic, J.D. 1975. Plastic deformation mechanisms in quartz: the effect of water. *Tectonophysics*, **27**: 271-294.
- Boland, J.N.; Fitz-Gerald, J.D. 1993. *Defects and Processes in the Solid State: Geoscience Applications*. Elsevier, Amsterdam. 470 p.
- Bons, P. D.; den Brok, B. 2000. Crystallographic preferred orientation development by dissolution-precipitation creep. *Journal of Structural Geology*, **22(11/12)**: 1713-1722.
- Brunel, M. 1980. Quartz fabrics in shear zone mylonites: evidence for a major imprint due to late strain increment. *Tectonophysics*, **64**: T33-T44.
- Bunge, H. J. (1985) Representation of preferred orientation. In: Wenk HR (ed.) *Preferred orientation in deformed metals and rocks: an introduction to modern texture analyses*. Academic Press, Orlando, 73-108
- Bunge, H.-J. (1982). *Texture Analysis in Materials Science*. London: Butterworths. (Reprint: Cuvillier Verlag, Göttingen 1993.)

-
- Burg, J.-P.; Laurent, P. 1978. Strain analysis of a shear zone in a granodiorite. *Tectonophysics*, **47**: 1-42.
- Burlini, L. Fountain, D.M. 1993. Seismic anisotropy of metapelites from Ivrea-Verbano zone and Serie dei Langhe (northern Italy). *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **78**: 301-318.
- Burlini, L.; Kunze, K. 2000. Fabric and seismic properties of Carrara marble mylonite. *Physics and Chemistry of the Earth, Part A: Solid Earth and Geodesy*, **25(2)**: 133-139.
- Burlini, L.; Marquer, D.; Challandes, N.; Mazzola, S.; Zangarini, N. 1998. Seismic properties of highly strained marbles from Splügenpass, central Alps. *Journal of Structural Geology*, **20(2/3)**: 277-292.
- Carreras, J.; Estrada, J.; White, S. 1977. The effects of folding on the c-axis of a quartz mylonite. *Tectonophysics*, **39**: 3-24.
- Carter, N.L.; Tsenn, C. 1987. Flow properties of continental lithosphere. *Tectonophysics*, **136**: 27-63.
- Casey, M.; Williams, D.M. 1995. Kinematics of shear folds and quartz preferred orientation. *Terra Abstracts*, **7**: 279.
- Casey, M.; Williams, D.M. 2000. Micromechanical control of rheological anisotropy in quartz mylonite. *Physics and Chemistry of the Earth, Part A: Solid Earth and Geodesy* **25(2)**: 127-132.
- Castro, C.; Lagoeiro, L. 2005. A new tool to obtain metamorphic information from microstructures: an example from ironoxide-quartz tectonites. In: X Simpósio Nacional de Estudos Tectônicos. *Boletim de Resumos Expandidos*. 488-490.
- Chevrot, S.; van der Hilst, R. 2000. The Poisson ratio of the Australian crust: geological and geophysical implications. *Earth and Planetary Science Letters*, **183**: 121-132.
- Chopin, C.; Monié, P. 1984. A unique Mg-chloritoid-bearing, high-pressure assemblage from the Monte Rosa, Western Alps: a petrologic and ⁴⁰Ar/³⁹Ar radiometric study. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, **87**: 338-398.
- Christensen, N.I. 1989. Reflectivity and seismic properties of the deep continental crust.. *Journal of Geophysical Research*, **100**: 9761-9788.
- Christensen, N.I. 1996. Poisson's ratio and crustal seismology. *Journal of Geophysical Research*, **101**: 3139-3156.
- Christensen, N.I.; Fountain, D.M. 1975. Constitution of the continental lower crust based on experimental studies of seismic velocities in granulites. *Geological Society of America Bulletin*, **86**: 227-236.
- Christensen, N.I.; Mooney, W.D. 1995. Seismic velocity structure and composition of the continental crust: A global view. *Journal of Geophysical Research*, **100(B7)**: 9761-9788.
- Christensen, N.I.; Szymanski, D.L. 1988. Origin of reflections from the Brevard fault zone. *Journal of Geophysical Research*, **93**: 1087-1102.
- Cobbold, P. 1976. Mechanical effects of anisotropy during large finite deformations. *Bulletin of Geological Society of France*, **18**: 1497-1510.

-
- Cobbold, P.R.; Quinquis, H. 1980. Development of sheath folds in shear regimes. *Journal of Structural Geology*, **2**: 119-126.
- Cobbold, P.R.; Watkinson, A.J. 1981. Bending anisotropy: a mechanical constrain on the orientation of fold axis in an anisotropic medium. *Tectonophysics*, **72**: T1-T10.
- Covey-Crump, S.J. 1997. The high temperature static recovery and recrystallization behaviour of cold-worked Carrara marble. *Journal of Structural Geology*, **19(2)**: 225-241.
- Crampin, S. 1984. An introduction to wave propagation in anisotropic media. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, **76**: 17-28.
- Crampin, S.; Booth, D.C. 1985. Shear wave polarizations near the North Anatolian Fault II: interpretation in terms if crack induced anisotropy. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, **83**: 75-92.
- Crampin, S.; 1984. An introduction to wave propagation in anisotropic media. *Geophysical Journal of the Royal Astronomy Society*, **76**: 17-28.
- Deer, W.A.; Howie, R.A.; Zussman, J. 1992. *An Introduction to the Rock Forming Minerals*. 2nd Edition. Longman Scientif & Technical, Essex, UK. 696 p.
- Dell'Angelo, L.N.; Tullis, J. 1989. Fabric development in experimentally sheared quartzites. *Tectonophysics*, **169 (1/3)**: 1-21.
- den Brok, B. 1992. *An experimental investigation into the effect of water on the flow of quartzite*. Unpublished PhD thesis, University of Utrecht, 175 p.
- den Brok, S.W.J.; Spiers, C.J. 1991. Experimental evidence for water weakening of quartzite by microcracking and solution-precipitation creep. *Journal of Geological Society of London*, **148**: 541-548.
- Dhonau, T.J. 1961. The relation between the quartz fabric and fold movements in a folded calc-silicate rock from Moines of Scotland. *Geological Magazine*, **98**: 313-316.
- Dingley, D.J.; Baba-Kishi, K.Z.; Randle, V. 1995. *Atlas of Backscattering Kikuchi Diffraction Patterns*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia. 135 pp.
- Donath, F.A. 1961. Experimental study of shear failure in anisotropic rocks. *Bulletin of the Geological Society of America*, **72**: 985-990.
- Drury, M.R. 1993. Deformation lamellae in metals and minerals. In: Boland, J.N.; Fitz-Gerald, J.D. (eds.) *Defects and processes in the solid state: geoscience applications*. Elsevier, Amsterdam. 195-212.
- Egydio-Silva, M.; Vauchez, A.; Bascou, J.; Hippertt, J. 2002. High-temperature deformation in the Neoproterozoic transpressional Ribeira belt, southeast Brazil. *Tectonophysics*, **352**: 203-224.
- Etchecopar, A.; Vasseur, G. 1987. A 3-D kinematic model of fabric development in polycrystalline aggregates: comparisons with experimental and natural examples. *Journal of Structural Geology*, **9**:705-717.

-
- Faul, U.H.; Fitz Gerald, J.D. 1999. Grain misorientations in partially molten olivine aggregates: an electron backscatter diffraction study. *Physics and Chemistry of Minerals*, **26**: 187-197.
- Froitzheim, N. 2001. Origin of the Monte Rosa nappe in the Pennine Alps—A new working hypothesis. *Geological Society of America Bulletin*, **113(5)**: 604-614.
- Fynn, G.W.; Powell, W.J.A. 1979. *The Cutting and Polishing of Electro-Optic Materials*. Adams Hilger, London. 216 pp.
- Gaherty, J.B.; Jordan, T.H. 1995. Lehmann discontinuity as the base of the anisotropic layer beneath continents. *Science*, **268**: 1468-1471.
- Gangopadhyay, P.K.; Johnson, M.R.W. 1962. A study of quartz orientation and its relation to movements of shear folds. *Geological Magazine*, **99**: 69-84.
- Ghosh, S.K. 1993. *Structural Geology: Fundamentals and Modern Developments*. Pergamon Press, New York. 598 pp.
- Ghosh, S.K.; Sengupta, S. 1984. Successive development of plane non-cylindrical folds in progressive deformation. *Journal of Structural Geology*, **6**: 703-709.
- Gleason, G.C.; Tullis, J.; and Heidelbach, F. 1993. The role of dynamic recrystallization in the development of lattice preferred orientations in experimentally deformed quartz aggregates. *Journal of Structural Geology*, **15**: 1145-1168.
- Goldstein, J.I.; Newbury, D.E.; Echlin, P.; Joy, D.C.; Fiori, C.; Lifshin, E. 1981. *Scanning electron microscopy and X-ray microanalysis*. Plenum Press, New York. 673 pp.
- Griggs, D.T.; and Blacic, J.D. 1964. The strength of quartz in the ductile regime. *Transactions of the American Geophysical Union*, **45**: 102-103.
- Griggs, D.T.; Blacic, J.D. 1965. Quartz: anomalous weakness of synthetic crystals. *Science*, **147**: 292-295.
- Griggs, D.T.; Turner, F.J.; Heard, H.C. 1960. Deformation of rocks at 500° C to 800°C. In: Griggs, D.; Handin, J. (eds.). *Rock Deformation*. Geological Society of America. 39-104.
- Grujic, D.; Mancktelow, N.S. 1995. Folds with axes parallel to the extension direction: an experimental study. *Journal of Structural Geology*, **17**: 279-291.
- Guillopé, M.; Poirier, J-P. 1979. Dynamic recrystallization during creep of single crystalline halite: an experimental study. *Journal of Geophysical Research*, **84**: 5557-5567.
- Güller, A. 1947. Zur geologie der südlichen Mischabel und der Monte Rosa Gruppe. *Eclogae Geologicae Helvetica*. **40**: 41-151.
- Hara, J. 1971. An ultimate steady state pattern of c-axis fabric of quartz in metamorphic tectonites. *Geologisches Rundschau*. **60**: 1142-1173.

-
- Hara, J.; Paulisch, P. 1971. Strain distribution in conjugate kink-bands. *N. Jb. Geol. Palaeont. Abh.*, **139**: 346-368.
- Hatcher, R.D. 1994. *Structural Geology: Principles Concepts and Problems*. Prentice Hall. 528 pp.
- Hay, R.S.; Evans, B. 1988. Intergranular distribution of pore fluid and the nature of high-angle grain boundaries in limestone and marble. *Journal of Geophysical Research*, **93**: 8959-8974.
- Heilbronner, R.; Tullis, J. 2002. The effect of static annealing on microstructures and crystallographic preferred orientations of quartzites experimentally deformed in axial compression and shear. In: de Meer, S.; Drury, M.R.; de Bresser, J.H.P.; Pennock, G.M. *Deformation mechanisms, Rheology and Tectonics: current status and future perspectives*. Geological Society, Special Publication (**200**):191-218
- Heidelberg, F.; Kunze, K.; Wenk, H.-R. 2000. Texture analysis of a recrystallized quartzite using electron diffraction in the scanning electron microscope. *Journal of Structural Geology*, **22**: 91-104.
- Hess, H. 1964. Seismic anisotropy of the uppermost mantle under the oceans. *Nature*, **203**: 629-631.
- Hill, R. 1952. The elastic behaviour of a crystalline aggregate. *Proceedings of the Physical Society of London*, **65**: 349-354.
- Hirth, G.; Tullis, J. 1992. Dislocation creep regimes in quartz aggregates. *Journal of Structural Geology*, **14**: 145-159.
- Hobbs, B., Means, W.; Williams, P.F. 1976. *An Outline of Structural Geology*. John Wiley & Sons, New York. 512 pp.
- Hobbs, B.E. 1968. Recrystallization of single crystals of quartz. *Tectonophysics*, **6**: 353-401.
- Hobbs, B.E. 1985. The geological significance of microfabric analysis. In: Wenk, H.R. (ed.). *Preferred orientation in deformed metals and rocks: an introduction to modern texture analysis*. Academic Press, London. P. 463-484.
- Hobbs, B.E.; McLaren, A.C.; Paterson, M.S. 1972. Plasticity of single crystals of synthetic quartz. In: Heard, H. C., Borg, I. Y., Carter, N. L., and Raleigh, C. B. (eds). *Flow and fracture of rocks*. American Geophysical Union, Geophysical Monograph, 29-53.
- Hongn, F.D.; Hippertt, J.F. 2001. Quartz crystallographic and morphologic fabrics during folding/transposition in mylonites. *Journal of Structural Geology*, **23**: 81-92.
- <http://www.hkltechnology.com/>
- Hudleston, P.J. 1973. Fold morphology and some geometrical implications of theories of fold development. *Tectonophysics*, **16**: 1-46.

-
- Hull, D.; Bacon, D.J. 1994. *Introduction to dislocations*. Pergamon Press, Oxford. 257 p.
- Humphreys, F.J.; Bate, P.S. 2006. Measuring the alignment of low-angle boundaries formed during deformation. *Acta Materialia*, **54**: 817-829.
- Imber, J.; Holdsworth, R.E.; Butler, C.A.; Lloyd, G.E. 1997. Fault-zone weakness processes along reactivated Outer Hebrides Fault Zone, Scotland. *Journal of the Geological Society of London*, **154**: 105-109.
- Jaboyedoff, M; Béglié, P; Lohrinus, S. 1996. Stratigraphie et évolution structurale de la zone de Furgg, au front de la nappe du Mont-Rose. *Bull. Soc. Vland. Sc. Nat.*, 84(2) 191-210.
- Jefferies, S.P.; Holdsworth, R.E.; Wibberley, C.A.J.; Shimamoto, T.; Spiers, C.J.; Niemeijer, A.R.; Lloyd, G.E. 2006. The nature and importance of phyllonite development in crustal scale fault cores: an example from the Median Tectonic Line, Japan. *Journal of Structural Geology*, **28**: 220-235.
- Jessell, M.W. 1988. Simulation of fabric development in recrystallizing aggregates, II: example model runs. *Journal of Structural Geology*, **10(8)**: 779-793.
- Jessell, M.W.; Lister, G.S. 1990. A simulation of the temperature dependence of quartz fabrics. In: R.J. Knipe & E.H. Rutter (eds.) *Deformation Mechanisms, Rheology and Tectonics*. The Geological Society of London Special Publication. 353-362.
- Ji, S.; Long, C.; Martignole, J.; Salisbury, M. 1997. Seismic reflectivity of a finely layered, granulite facies ductile shear zone in the southern Greenville Province (Quebec). *Tectonophysics*, **279**: 113-133.
- Ji, S.; Salisbury, M.; Hanmer, S. 1993. Petrofabric, P-wave anisotropy and reflectivity of high-grade tectonites. *Tectonophysics*, **222**: 195-226.
- Jones, K.A. 1959. A petrofabric method of fold analysis. *American Journal of Science*, **257**: 138-143.
- Karato, S.-I.; Paterson, M.S.; Fitzgerald, J.D. 1986. Rheology of synthetic olivine aggregates: influence of grain size and water. *Journal of Geophysical Research*, **91**: 8151-8176.
- Kendall, J-M. Seismic anisotropy in the boundary layers of the mantle. In: Karato, S.I.; Forte, A.M.; Liebermann, R.C.; Masters, G.; Stixrude, L. (eds.) *Earth's Deep Interior: Mineral Physics and Tomography from the Atomic to Global Scale*. Geophysical Monograph, American Geophysical Union, **117**: 133-160.
- Kern, H. 1993. P- and S-wave anisotropy and shear wave splitting at pressure and temperature in possible mantle rocks and their relation to the rock fabric. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **78**: 245-256.
- Kern, H.; Gao, S.; Jin, Z.; Popp, T.; Jin, S. 1999. Petrophysical studies on rocks from the Dabie ultrahigh-pressure (UHP) metamorphic belt, Central China: implications for the composition and delamination of the lower crust. *Tectonophysics*, **301**: 191-215.
- Kern, H.; Wenk, H.-R. 1989. Fabric related velocity anisotropy and shear wave splitting in rocks from the Santa Rosa mylonite zone, California. *Journal of Geophysical Research*, **95**: 11213-11223.

-
- Kern, H.; Wenk, H.-R. 1990. Fabric-related velocity anisotropy and shear wave splitting in rocks from the Santa Rosa Mylonite Zone, California. *Journal of Geophysical Research*, **95**: 11213-11223.
- Khazanehdari, J.; Rutter, E.H.; Casey, M.; Burlini, L. 1998. The role of crystallographic fabric in the generation of seismic anisotropy and reflectivity of high strain zones in calcite rocks. *Journal of Structural Geology*, **20(2/3)**: 293-300.
- Klein, C. 2002. *The Manual of Mineral Science*. John Wiley & Sons Inc., New York. 646 pp.
- Kronenberg, A.K.; Kirby, S.H.; Pinkston, J.C. 1990. Basal slip and mechanical anisotropy of biotite. *Journal of Geophysical Research*, **95**: 19257-19278.
- Kruhl, J.H. 1996. Prism- and basal-plane glide parallel subgrain boundaries in quartz: a microstructural geothermometer. *Journal of Metamorphic Geology*, **14**: 581-589.
- Kunze, K.; Adams, B.L.; Heidelbach, F.; Wenk, H.-R. 1994. Local microstructural investigations in recrystallized quartzite using orientation imaging microscopy. In: Bunge, H.J. (ed.). *Textures of Materials*, p. 1243-1250.
- Lacassin, R. 1984. *Etude des mécanismes de déformation dans le versant Nord de la nappe du Monte Rosa (Alpes Suisses) et relation avec les grand chevauchements*. Phd Thesis, Université de Montpellier (Inédito).
- Lacassin, R. 1987. Kinematics of ductile shearing from outcrop to crustal scale in the Monte Rosa Nappe, Western Alps. *Tectonics*, **6**: 69-88.
- Lacassin, R.; Mattauer, M. 1985. Kilometre-scale sheath fold at Mattmark and implications for transport direction in the Alps. *Nature*, **315**: 739-742.
- Ladurner, J. 1951. Beiträge zur Typisierung von Quarzfalten. *Tscherm. Min. Pet. Mitt.* **3**, folge 2: 47-66.
- Lapworth, T.; Wheeler, J.; Prior, D.J. 2002. The deformation of plagioclase investigated using electron backscatter diffraction crystallographic preferred orientation data. *Journal of Structural Geology*, **24**: 287 – 399.
- Law, R.D. 1990. Crystallographic fabrics: a selective review of their applications to research in structural geology. In: R.J. Knipe & E.H. Rutter (eds.) *Deformation Mechanisms, Rheology and Tectonics*. The Geological Society of London Special Publication. 335-352
- Law, R.D.; Casey, M.; Knipe, R.J. 1986. Kinematic and tectonic significance of microstructure and crystallographic fabrics within quartz mylonites from the Assynt and Eriboll regions of the Moine thrust zone, NW Scotland. *Transactions of the Royal Society of Edinburgh, Earth Sciences*, **77**: 99-125.

-
- Law, R.D.; Knipe, R.J.; Dayan, H. 1984. Strain partitioning within thrust sheets: microstructural and petrofabric evidence from the Moine Thrust Zone, Loch Eriboll. *Journal of Structural Geology*, **6**: 477-497.
- Law, R.D.; Schmid, S.M.; Wheeler, J. 1990. Simple shear deformation and crystallographic fabrics: a possible natural example from the Torridon area of NW Scotland. *Journal of Structural Geology*, **12**(1): 29-45.
- Lebit, H.; Klaper, E.M.; Lüneburg, C.M. 2002. Fold-controlled quartz textures in the Pennine Mischabel backfold near Zermatt, Switzerland. *Tectonophysics*, **359**:1-28.
- Leiss, B.; Barber, D.J. 1999. Mechanisms of dynamic recrystallization in naturally deformed dolomite inferred from EBSD analyses. *Tectonophysics*, **303** (1/4): 51-69.
- Liebermann, R.C.; Li, B.; Weidner, D.J. 1998. Elasticity at high pressures and temperatures. In: Hemley, R.J. (ed.) *Ultrahigh-Pressure Mineralogy: physics and chemistry of the Earth's deep interior. Reviews in Mineralogy*, **37**: 459-492.
- Linker, M.F.; Kirby, S.H. 1984. Effects of compression direction on the plasticity and rheology of hydrolytically weakened synthetic quartz crystals at atmospheric pressure. *Journal of Geophysical Research*, **89**: 4241-4255.
- Lister, G.S.; Hobbs, B.E. 1980. The simulation of fabric development during plastic deformation and its application to quartzite: the influence of deformation history. *Journal of Structural Geology*, **2**(3): 355-370.
- Lister, G.S.; Paterson, M.S. 1979. The simulation of fabric development during plastic deformation and its application to quartzite: fabric transitions. *Journal of Structural Geology*, **1**: 99-115.
- Lister, G.S.; Paterson, M.S.; Hobbs, B.E. 1978. Simulation of fabric development during plastic deformation and its application to quartzite: model. *Tectonophysics*, **45**(2/3): 107-158.
- Lister, G.S.; Price, G.P. 1978. Fabric development in a quartz-feldspar mylonite. *Tectonophysics*, **49**: 37-78.
- Lister, G.S.; Snoke, A.W. 1984. S-C mylonites. *Journal of Structural Geology*, **6**: 617-638.
- Lister, G.S.; Williams, P.F. 1979. Fabric development in shear zones: theoretical controls and observed phenomena. *Journal of Structural Geology*, **1**: 283-297.
- Lloyd, G.E. 2000. Grain boundary contact effect during faulting of quartzite: an SEM/EBSD analysis. *Journal of Structural Geology*, **22**: 1675-1693.
- Lloyd, G.E. 2004. Microstructural evolution in a mylonitic quartz simple shear zone: the significant roles of dauphine twinning and misorientation. In: Alsop, G.I., Holdsworth, R.E., McCaffrey, K. and Hand, M. (eds.) *Transports and Flow Processes in Shear Zones*, Geological Society London Special Publication, **224**: 39-61.

-
- Lloyd, G.E. and Kendall, J-M. 2005. Petrofabric derived seismic properties of a mylonitic quartz simple shear zone: implications for seismic reflection profiling. *In: Harvey, P.K., Brewer, T., Pezard, P.A. and Petrov, V.A. (eds.), Petrophysical Properties of Crystalline Rocks*, Geological Society, London, Special Publication, **240**: 75-94.
- Lloyd, G.E. Ferguson, C.C. 1986. A spherical electron channeling pattern map for use in quartz petrofabric analysis. *Journal of Structural Geology*, **8**:517-526.
- Lloyd, G.E., Law, R.D., Mainprice, D., and Wheeler, J. 1992. Microstructural and crystal fabric evolution during shear zone formation. *Journal of Structural Geology* **14**: 1079-1100.
- Lloyd, G.E.; Farmer, A.; Mainprice, D. 1997. Misorientation analysis and the formation and orientation of subgrains and grain boundaries. *Tectonophysics*, **279**: 55-78.
- Lloyd, G.E.; Freeman, B. 1991. SEM electron channeling analysis of dynamic recrystallization in a quartz grain. *Journal of Structural Geology*, **13(8)**: 945-953.
- Lloyd, G.E.; Law, R.D.; Schmid, S.M. 1987. A spherical electron channeling pattern map for use in quartz petrofabric analysis: correction and verification. *Journal of Structural Geology*, **9(2)**: 251-253.
- Lowrie, W. Fundamentals of Geophysics. Cambridge University Press. 368 p.
- Mainprice, D. 2005. ftp://saphir.dstu.univ-montp2.fr/TPHY/david/CareWare_Unicef_Programs/
- Mainprice, D. 1990. A FORTRAN program to calculate seismic anisotropy from the lattice preferred orientation of minerals. *Computers & Geosciences*, **16**: 385-393.
- Mainprice, D. 1997. Modelling anisotropic seismic properties of partially molten rocks found at the mid-ocean ridges. *Tectonophysics*, **279**: 161-179.
- Mainprice, D.; Barruol, G.; Ben Ismail, W. 2000. The seismic anisotropy of the Earth's mantle: from single crystal to polycrystal. *In: Karato, S.I.; Forte, A.M.; Liebermann, R.C.; Masters, G.; Stixrude, L. (eds.) Earth's Deep Interior: Mineral Physics and Tomography from the Atomic to Global Scale*. Geophysical Monograph, American Geophysical Union, **117**: 237-264.
- Mainprice, D.; Bouchez, J.L.; Blumenfeld, P.; Tubia, J.M. 1986. Dominant c-slip in naturally deformed quartz – implications for dramatic plastic softening at high temperature. *Geology*, **14(10)**: 819-822.
- Mainprice, D.; Casey, M; Schmid, S. 1990. The seismic properties of Alpine calcite and quartz mylonites determined from the orientation distribution function. *Mémoire Société Géologique de France*, **156**: 85-95.
- Mainprice, D.; Humbert, M. 1994. Methods of calculating petrophysical properties from lattice preferred orientation data. *Surveys in Geophysics*, **15**: 575-592.

-
- Mainprice, D.; Lloyd, G.E.; Casey, M. 1993. Individual orientation measurements in quartz polycrystals: advantages and limitations for texture and petrophysical property determinations. *Journal of Structural Geology*, **15(9/10)**: 1169-1187.
- Mainprice, D.; Nicolas, A. 1989. Development of shape and lattice preferred orientations: application to the seismic anisotropy of the lower crust. *Journal of Structural Geology*, **11(1/2)**: 175-189.
- Mainprice, D.; Silver, P.G. 1993. Interpretation of SKS-waves using samples from the subcontinental lithosphere. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **78**: 275-280.
- Mancktelow, N.S.; Pennacchioni, G. 2004. The influence of grain boundary fluids on the microstructure of quartz-feldspar mylonites. *Journal of Structural Geology*, **26(1)**: 47-69.
- Mares, V.M.; Kronenberg, A.K. 1993. Experimental deformation of muscovite. *Journal of Structural Geology*, **15(9/10)**: 1061-1075.
- McCaffree, C.L.; Christensen, N.I. 1993. Shear wave properties and seismic imaging of mylonite zones. *Journal of Geophysical Research*, **98**: 4423-4435.
- McLaren, A. C., Retchford, J. A., Griggs, D. T., and Christie, J. M., 1967, Transmission electron microscopy study of Brazil twins and dislocations experimentally produced in natural quartz. *Phys. Stat. Sol.*, **19**: 631-644.
- McLaren, A.C. 1986. Some speculations on the nature of high-angle grain boundaries in quartz rocks. In: Hobbs, B.E.; Heard, C. (eds.) *Mineral and Rock Deformation: Laboratory Studies – The Paterson Volume*. American Geophysical Union, Geophysical Monograph **36**: 233-245.
- McNeil, L.E.; Grimsditch, M. 1993. Elastic moduli of muscovite mica. *Journal of Physics: Condensed Matter*, **5**: 1681-1690.
- McSkimin, H.J.; Andreatch, P.; Thurston, R.N. 1965. Elastic moduli of quartz versus hydrostatic pressure at 25 and -195.8°C. *Journal of Applied Physics*, **36**: 1624-1632.
- Means, W.D.; Jessell, M.W. 1986. Accomodation migration of grain boundaries. *Tectonophysics*, **127**: 67-87.
- Meissner, R.; Rabbel, W.; Kern, H. 2006. Seismic lamination and anisotropy of the continental lower crust. *Tectonophysics*, **416**: 81-99.
- Mies, J.W. 1991. Planar dispersion of folds in ductile shear zones and kinematic interpretation of fold girdles. *Journal of Structural Geology*, **13**: 299-318.
- Minnigh, L.D. 1979. Structural analysis of sheath-folds in meta-chert from the Western Italian Alps. *Journal of Structural Geology*, **4**: 275-282.
- Monié, P. 1985. La méthode $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ appliquée au métamorphisme alpin dans le massif du Mont Rose (Alpes occidentales). *Eclogae Geol. Helv.*, **75**: 447-479.
- Montagner, J.-P.; Guillot, L. 2002. Seismic anisotropy and global geodynamics. In: Karato, S.-I.; Wenk, H.-R. (eds.) *Plastic Deformation of Minerals and Rocks. Reviews in Mineralogy*, **51**: 353-385.

-
- Moores, E.M.; Twiss, R.J. 1995. *Tectonics*. W.H. Freeman and Company, New York. 415 p.
- Morrison-Smith, D.J.; Paterson, M.S.; Hobbs, B.E. 1976. Electron-microscope study to plastic deformation in single-crystals of synthetic quartz. *Tectonophysics*, **23(1/2)**: 43-79.
- Neumann, B. 2000. Texture development or recrystallised quartz polycrystals unravelled by orientation and misorientation characteristics. *Journal of Structural Geology*, **22**: 1695-1711.
- Nicolas, A. 1987. *Principles of Rock Deformation*. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht. 208 pp.
- Nicolas, A.; Christensen, N.I. 1987. Formation of anisotropy in upper mantle peridotites: a review. In: Fuchs, K.; Froidevaux, C. (eds.). *Composition, Structure and Dynamics of the Lithosphere/Asthenosphere system*. American Geophysical Union, Washington DC, p.111-123.
- Nicolas, A.; Poirier, J.-P. 1976. *Crystalline Plasticity and Solid State Flow in Metamorphic Rocks*. John Wiley & Sons, New York. 444 pp.
- Nye, J.F. 1957. *Physical properties of crystals: their representation by tensors and matrices*. Clarendon Press, Oxford. 332 pp.
- O'Brien, D.K.; Wenk, H.-R.; Ratschbacher, L.; You, Z. 1987. Preferred orientation of phyllosilicates in phyllonites and ultramylonites. *Journal of Structural Geology*, **9(5/6)**: 719-730.
- Passchier, C.W.; Trouw, R.A.J. *Microtectonics*. Springer-Verlag, Berlin. 289 pp.
- Passchier, C.W.; Myers, J.S.; Kröner, A. 1990. *Field Geology of High-Grade Gneiss Terrains*. Springer-Verlag, Berlin. 112 p.
- Paterson, M.S. 1969. The ductility of rocks. In: Argon, A.S. (eds.) *Physics of Strength and Plasticity, the Orowan 65th Anniversary Volume*. 377-392.
- Paterson, M.S. 1989. The interaction of water with quartz and its influence in dislocation flow – an overview. In: Karato, S.-I.; Toriumi, M. (eds.). *Rheology of Solids and of the Earth*. Oxford University Press, New York, 107-142.
- Paterson, M.S.; Weiss, L. E. 1966. Experimental deformation and folding in phyllite. *Bulletin of the Geological Society of America*, **77**: 343-374.
- Pehl, H.; Wenk, H.-R. 2005. Evidence for regional Dauphiné twinning in quartz from the Santa Rosa mylonite zone in Southern California: a neutron diffraction study. *Journal of Structural Geology*, **27**: 1741-1749.
- Pellerin, C.L.McC.; Christensen, N.I. 1998. Interpretation of crustal seismic velocities in the San Gabriel-Mojave region, southern California. *Tectonophysics*, **286**: 253-271.
- Pera, E.; Mainprice, D.; Burlini, L. 2003. Anisotropic seismic properties of the upper mantle beneath the Torre Alfina area (Northern Apennines, Central Italy). *Tectonophysics*, **370**: 11-30.

-
- Phillips, F.C. 1971. *An Introduction to Crystallography*. Longman, London. 351 pp.
- Platt JP. 1986. Dynamics of orogenic wedges and the uplift of high-pressure metamorphic rocks. *Geological Society of America Bulletin*, **97**: 1037–53.
- Poirier, J-P. 1985. *Creep of Crystals: high temperature deformation processes in metals, ceramics and minerals*. Cambridge University Press, Cambridge, UK. 260 pp.
- Ponte Castañeda, P.; Willis, J.R. 1995. The effect of spatial distribution on the effective behavior of composite materials and cracked media. *Journal of Mechanics and Physics of Solids*, **43**: 1919-1951.
- Price, 1981. Application of the photometric method to fabric mapping around folds. *Tectonophysics*, **95**: 85-100.
- Prior, D. J. & Wheeler, J. 1999. Feldspar fabrics in a greenschist facies albite-rich mylonite from electron backscatter diffraction. *Tectonophysics* **303**: 29-49.
- Prior, D.J.; Boyle, A.P.; Brenker, F.; Cheadle, M.C.; Day, A.; Lopez, G.; Potts, G.J.; Reddy, S.; Spiess, R.; Timms, N.; Trimby, P.; Wheeler, J.; Zetterstrom, L. 1999. The application of electron backscatter diffraction and orientation contrast imaging in the SEM to textural problems in rocks. *American Mineralogist*, **84**: 1741-1759.
- Punturo, R.; Kern, H.; Cirrincione, R.; Mazzoleni, P.; Pezzino, A. 2005. P- and S- wave velocities and densities in silicate and calcite rocks from the Peloritani mountains, Sicily (Italy): The effect of pressure, temperature and the direction of wave propagation. *Tectonophysics*, **409**: 55-72.
- Ramsay, J.G. 1967. *Folding and Fracturing of Rocks*. McGraw Hill Book Co., New York. 568 p.
- Ramsay, J.G. 1980. Shear zone geometry: a review. *Journal of Structural Geology*, **2**: 83-101.
- Ramsay, J.G.; Graham, R.H. 1970. Strain variation in shear belts. *Canadian Journal of Earth Sciences*, **7**: 786-813.
- Ramsay, J.G.; Huber, M.I. 1987. *The Techniques of Modern Structural Geology. Volume 2: Folds and Fractures*. Academic Press, London. 391 p.
- Randle, V. 1992. *Microtexture Determination and its Applications*. The Institute of Materials, London. 174 pp.
- Reed, S.J.B. 1996. *Electron Microprobe Analysis and Scanning Electron Microscopy in Geology*. Cambridge University Press, Cambridge. 201 pp.
- Reuss, A. 1929. Berechnung der von Mischkristallen auf Grund der Plastizitätsbedingung für Einkristalle. *Z. Angew. Math. Mech.*, **9**: 49-58.

-
- Ring W, Merle O. 1992. Forethrusting, backthrusting, and lateral gravitational escape in the northern part of the Western Alps (Monte Rosa region). *Geological Society of America Bulletin*, **104**: 901–914.
- Sander, B. 1930. *Gefügekunde der Gesteine*. Springer, Wien.
- Schmid, S. M., 1994, Textures of geological materials: computer model predictions versus empirical interpretations based on rock deformation experiments and field studies. In: Bunge, H. J.; Siegesmund, S.; Skrotzki, W.; Weber, K. (eds.). *Textures of Geological Materials*. DGM. 279-301.
- Schmid, S.; Casey, M.; Starkey, J. 1981. An illustration of the advantages of a complete texture analysis described by the orientation distribution function (ODF) using quartz pole figure data. *Tectonophysics*, **78**: 101-117.
- Schmid, S.M.; Casey, M. 1986. Complete fabric analysis of some commonly observed quartz c-axis patterns. In: Hobbs, B.E.; Heard, C. (eds.) *Mineral and Rock Deformation: Laboratory Studies – The Paterson Volume*. American Geophysical Union, Geophysical Monograph **36**: 263-286.
- Schön, J.H. 1996. *Physical Properties of Rocks: fundamentals and principles of petrophysics*. Pergamon Press, Oxford. 367 p.
- Seront, B.; Mainprice, D.; Christensen, N.I. 1993. A determination of the three-dimensional seismic properties of anorthosite: comparison between values calculated from petrofabric and direct laboratory measurements. *Journal of Geophysical Research*, **98**: 2209-2221.
- Shea, W. T.; Kronenberg, A.K. 1993. Strength and anisotropy of foliated rocks with varied mica contents. *Journal of Structural Geology*, **15(9/10)**: 1097-1121.
- Shelley, D. 1971. Origin of cross-girdle fabrics of quartz. *Tectonophysics*, **11(1)**: 61-68.
- Siegesmund, S.; Kern, H. 1990. Velocity anisotropy and shear wave splitting in rocks from the mylonite belt along the Insubric line (Ivrea zone, Italy). *Earth and Planetary Science Letters*, **99**: 29-47.
- Silver, P.G. 1996. Seismic anisotropy beneath continents: probing the depths of geology. *Annual Review in Earth and Planetary Sciences*, **24**: 385-432.
- Simpson, C.; Schmid, S.M. 1983. An evaluation of criteria to deduce the sense of movement in sheared rocks. *Bulletin of the Geological Society of America*, **94**: 1281-1288.
- Singh, S.; Taylor, M.; Montagner, J.P. 2002. On the presence of liquid in Earth's inner core. *Science*, **287**: 2471-2774.
- Stampfli, G.M., Mosar, J., Marquer, D. and Mar-Chant, R. (1998): Subduction and obduction process in the Swiss Alps. *Tectonophysics*, **296**: 159-204.
- Stipp, M.; Stünitz, H.; Heilbronner, R.; Schmid, S.M. 2002. The eastern Tonale fault zone: a 'natural laboratory' for crystal plastic deformation of quartz over a temperature range from 250 to 700° C. *Journal of Structural Geology*, **24**: 1861-1884.

-
- Stixrude, L. 2000 Elasticity of the mantle phases at high pressure and temperature. *In: Karato, S.I.; Forte, A.M.; Liebermann, R.C.; Masters, G.; Stixrude, L. (eds.) Earth's Deep Interior: Mineral Physics and Tomography from the Atomic to Global Scale.* Geophysical Monograph, American Geophysical Union, **117**: 181-200.
- Stünitz, H. 1989. *Partitioning of metamorphism and deformation in the boundary region of the "Seconda Zona Diorito-Kinzingitica", Sesia Zone, Western Alps.* Unpublished PhD Thesis, ETH, Zurich.
- Stünitz, H. 1991. Folding and shear deformation in quartzites, inferred from crystallographic preferred orientation and shape fabrics. *Journal of Structural Geology*, **13**: 71-86.
- Sutton, A.P.; Balluffi, R.W. On geometric criteria for low interfacial energy. *Acta Metallurgica*, **35**: 2177-2201.
- Takanashi, M.; Nishizawa, O.; Kanagawa, K.; Yasunaga, K. 2001. Laboratory measurements of elastic anisotropy parameters for the exposed crustal rocks from the Hidaka Metamorphic Belt, Central Hokkaido, Japan. *Geophysics Journal International*, **145**: 33-47.
- Takeshita, T.; Hara, I. 1998. C-axis fabrics and microstructures in a recrystallized quartz vein deformed under fluid-rich greenschist conditions. *Journal of Structural Geology*, **20(4)**: 417-431.
- Taylor, G.I. 1938. Plastic strains in metals. *Jour. Inst. Metal.*, **62**: 307-324
- Thermo NORAN EBSD School: Covering Theory, Phase ID and Orkid. 2001. 50 p.
- Trimby, P. W.; Prior, D.J.; Wheeler, J. 1998. Grain boundary hierarchy development in a quartz mylonite. *Journal of Structural Geology*, **20(7)**: 917-935.
- Tullis, J. 1977. Preferred orientation of quartz produced by slip during plane strain: *Tectonophysics*, **39**: 87-102.
- Tullis, J.; Christie, J.M.; Griggs, D.T. 1973. Microstructures and preferred orientations of experimentally deformed quartzites. *Geological Society of America Bulletin*, **84**: 297-314.
- Tullis, J.; Tullis, T. 1972, Preferred orientation of quartz produced by mechanical Dauphiné twinning: thermodynamics and axial experiments. *In: Heard, H. C.; Borg, I. Y.; Carter, N. L.; Raleigh, C. B. (eds.) Flow and Fracture of Rocks.* American Geophysical Union, Geophysical Monograph. 67-82.
- Tullis, T. E.; Wood, D. S. 1975 Correlation of finite strain from both reduction bodies and preferred orientation of mica in slate from Wales. *Geological Society of America Bulletin*, **86**: 632-638.
- Ullmeyer, K.; Braun, G.; Dahms, M.; Kruhl, J.H.; Olesen, N.Ø.; Siegesmund, S. 2000. Texture analysis of a muscovite-bearing quartzite: a comparison of some currently used techniques. *Journal of Structural Geology*, **22**: 1541-1557.

-
- Urai, J.L.; Means, W.D.; Lister, G.S. 1986. Dynamic recrystallization of minerals. *In: Hobbs, B.E.; Heard, C. (eds.) Mineral and Rock Deformation: Laboratory Studies – The Paterson Volume*. American Geophysical Union, Geophysical Monograph **36**: 161-199.
- van Daalen, M.; Heilbronner, R.; Kunze, K. 1999. Orientation analysis of localized shear deformation in quartz fibres at the brittle-ductile transition - deformation mechanisms in nature and experiment. *Tectonophysics*, **302**: 83-107.
- Vauchez, A.; Nicolas, A. 1991. Mountain building: strike-parallel motion and mantle anisotropy. *Tectonophysics*, **205**: 183-201.
- Vauchez, A.; Tommasi, A. 2003. Wrench faults down to the asthenosphere: geological and geophysical evidence and thermo-mechanical effects. *In: Storti, F.; Holdsworth, R.E.; Salvini, F (eds.) Intraplate Strike-slip Deformation Belts*. Geological Society Publication, London, **210**: 15-34.
- Vaughan, M.T.; Guggenheim, S. 1986. Elasticity of muscovite and its relationship to crystal structure. *Journal of Geophysical Research*, **91**: 4657-4664.
- Vinnik, L.P.; Farra, V.; Romanowicz, B. 1989. Azimuthal anisotropy in the earth from observations of SKS at GEOSCOPE and NARS broadband stations. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **79**: 1542-1558.
- Voigt, W. 1928. *Lerrbuch der Kristallphysik*. Teubner-Verlag.
- Warner, M. 1991. Basalts, water, or shear zones in the lower continental crust? *Tectonophysics*, **173**: 163-174.
- Weiss, T.; Siegesmund, S.; Rabbel, W.; Bohlen, T.; Pohl, M. 1999. Seismic velocities and anisotropy of the lower crust: a review. *Pure and Applied Geophysics*, **156**: 97-122.
- Wendt, A.S.; Bayuk, I.O.; Covey-Crump, S.J.; Wirth, R.; Lloyd, G.E. 2003. An experimental and numerical study of the microstructural parameters contributing to the seismic anisotropy of rocks. *Journal of Geophysical Research*, **108(B8)**, 2365, doi:10.1029/2002JB001915.
- Wenk, H.-R.; Christie, J.M. 1991. Comments on the interpretation of deformation textures in rocks. *Journal of Structural Geology*, **13(10)**: 1091-1110.
- Wetzel, R. 1972. Zur petrographie und mineralogie der Fur Zone (Monte Rosa Decke). *Scweiz. Mineral. Petrogr. Mitt.*, **55**: 161-236.
- Wheeler, J., Prior, D. J., Jiang, Z., Spiess, R. & Trimby, P. J. 2001. The petrological significance of misorientations between grains. *Contributions to Mineralogy and Petrology* **141**: 109-124.
- Wheeler, J.; Jiang, Z.; Prior, D.J.; Tullis, J.; Drury, M.R.; Trimby, P.W. 2003. From geometry to dynamics of microstructure: using boundary lengths to quantify boundary misorientations and anisotropy. *Tectonophysics*, **376**: 19-35.
- White, S.H. 1976. The effects of strain of the microstructures, fabrics and deformation mechanisms in quartz. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, London. **A283**: 276-277.

Zhang, S.; Karato, S-I. 1995. Lattice preferred orientation of olivines aggregates deformed in simple shear. *Nature*, **375**: 774-777.