

ESTIMATIVA DO LIMITE DE FADIGA SOB
CONDIÇÕES DE *FRETTING* CONSIDERANDO
O MÉTODO DA DISTÂNCIA CRÍTICA DO
PONTO EM UMA ABORDAGEM POR
ELEMENTOS FINITOS

AUTOR: MARINA FROSSARD RIBEIRO MENDES

ORIENTADOR: JOSÉ ALEXANDER ARAÚJO

DISSERTAÇÃO EM CIÊNCIAS MECÂNICAS

Departamento de Engenharia Mecânica

1 de julho de 2006

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

ESTIMATIVA DO LIMITE DE FADIGA SOB CONDIÇÕES
DE *FRETTING* CONSIDERANDO O MÉTODO DA
DISTÂNCIA CRÍTICA DO PONTO EM UMA
ABORDAGEM POR ELEMENTOS FINITOS

MARINA FROSSARD RIBEIRO MENDES

ORIENTADOR: JOSÉ ALEXANDER ARAÚJO

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO EM
CIÊNCIAS MECÂNICAS

PUBLICAÇÃO: ENM.DM-94/06

BRASÍLIA/DF: JUNHO - 2006.

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

ESTIMATIVA DO LIMITE DE FADIGA SOB CONDIÇÕES
DE *FRETTING* CONSIDERANDO O MÉTODO DA
DISTÂNCIA CRÍTICA DO PONTO EM UMA
ABORDAGEM POR ELEMENTOS FINITOS

MARINA FROSSARD RIBEIRO MENDES

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO
DE ENGENHARIA MECÂNICA DA FACULDADE DE TECNOLOGIA
DA UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA, COMO PARTE DOS REQUISITOS
NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE.

APROVADA POR:

Prof. José Alexander Araújo, Ph.D. (ENM-UnB)
(Orientador)

Prof. Jorge Luiz de Almeida Ferreira, D.Sc. (ENM-UnB)
(Examinador Interno)

Prof. José Ricardo Tarpani, Ph.D. (USP-São Carlos)
(Examinador Externo)

BRASÍLIA/DF, 27 DE JUNHO DE 2006.

FICHA CATALOGRÁFICA

MENDES, MARINA FROSSARD RIBEIRO,

Estimativa do Limite de Fadiga sob Condições de *Fretting* Considerando o Método da Distância Crítica do Ponto em uma Abordagem por Elementos Finitos. [Distrito Federal] 2006.

xii, 77p., 297 mm (ENM/FT/UnB, Mestre, Ciências Mecânicas, 2005).

Dissertação de Mestrado, Universidade de Brasília, Faculdade de Tecnologia, Departamento de Engenharia Mecânica.

- | | |
|-------------------------------|------------------------|
| 1. Fadiga por <i>fretting</i> | 2. Fadiga Multiaxial |
| 3. Distância Crítica | 4. Gradiente de Tensão |
| I. ENM/FT/UnB | II. ENM.DM-94/06 |

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

MENDES, M. F. R., (2006) Estimativa do Limite de Fadiga sob Condições de *Fretting* Considerando o Método da Distância Crítica do Ponto em uma Abordagem por Elementos Finitos. Dissertação de Mestrado, Publicação ENM.DM-94/06, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 77p.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Marina Frossard Ribeiro Mendes

TÍTULO DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO: Estimativa do Limite de Fadiga sob Condições de *Fretting* Considerando o Método da Distância Crítica do Ponto em uma Abordagem por Elementos Finitos.

GRAU / ANO : Mestre / 2006

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir, emprestar ou vender cópias desta dissertação de mestrado somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação de mestrado pode ser reproduzida sem a autorização por escrito do autor.

Marina Frossard Ribeiro Mendes

CEJB conj H cs 200 - Lago Sul

71680-365 - Brasília - DF - Brasil

Correio Eletrônico: inafrossard@yahoo.com.br

Agradecimentos

Primeiramente, agradeço à minha família, que sempre me deu o apoio e o carinho necessários para conseguir dar esse passo na minha vida profissional.

Aos professores Dr. José Alexander Araújo e Dr. Edgar Mamiya agradeço pela orientação para a execução deste trabalho e durante minha formação acadêmica.

Aos amigos que nos deram o suporte acadêmico e emocional por todo o período acadêmico, agradeço de todo meu coração. À Camilla, ao Bernardo, ao Rodolfo, ao Luiz Homero, minha eterna gratidão pelo carinho e apoio. Agradeço especialmente, ao Alessandro e ao Júlio pelo incentivo, conhecimento e orientação ao longo deste trabalho. E ao Ricardo pelo carinho, compreensão e apoio.

Muito deste trabalho devo a vocês. Muito obrigada.

Resumo

O objetivo deste trabalho é avaliar a resistência a fadiga de componentes sob condições de *fretting* através de uma metodologia usualmente utilizada para componentes entalhados. Utilizou-se para isso o Método da Distância Crítica de Taylor associado aos critérios de fadiga multiaxial propostos por Dang Van e por Susmel e Lazzarin (Método da Curva de Wöhler Modificada). A aplicação desta metodologia foi validada a partir de dados disponíveis na literatura para duas diferentes ligas aeronáuticas: *Al4Cu* e *Ti6Al4V*. Estes dados envolvem o contato mecânico entre cilindros sob regime de deslizamento parcial e revelam um efeito do tamanho do contato sobre o limite de fadiga do material. Os resultados fornecidos mostraram que a metodologia proposta é capaz de estimar corretamente o limite de fadiga para a maioria dos dados.

Como a avaliação da resistência a fadiga sob condições de *fretting* requer a determinação do campo de tensão cíclico no interior da região de contato, foi também objetivo deste trabalho, apresentar um mapeamento gráfico deste campo para a configuração experimental considerada. O campo de tensão foi obtido numericamente através do métodos dos elementos finitos.

Palavras Chave: *fadiga por fretting, abordagem mesoscópica, fadiga de componentes entalhados, método dos elementos finitos, efeito do tamanho do contato.*

Abstract

The goal of this work is to evaluate the fatigue limit of components under fretting conditions through a methodology usually applied to notched components. The proposed methodology is based on the application of multiaxial models proposed by Dang Van and Susmel and Lazzarin (Method of Wöhler Curve Modified) in terms of the Theory of Critical Distance by Taylor. To validate the methodology, experimental data on literature for two aeronautical alloys: *Al4Cu* and *Ti6Al4V*. These experimental data involves cylindrical-on-flat contact under partial slip conditions and showed that the contact size influences the fatigue limit of the configuration despite the fact that the superficial stress state is identical on the hot spot for all tests.

To estimate the fatigue limit under fretting conditions is required the determination of the cyclic stress field. To determine this cyclic stress field was also a goal in this work. The finite element method was used to determine the cyclic stress field and the methodology to estimate the fatigue limit under fretting conditions provided good results for the experimental data considered in this work.

Keywords: *fretting fatigue, mesoscopic approach, notch fatigue, finite element analysis, size effect.*

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Metodologia	4
2	Mecânica do Contato entre Cilindros	7
2.1	Tensões Superficiais	7
2.1.1	Carga Normal	8
2.1.2	Carga Tangencial	8
2.1.3	Carga Remota de Fadiga	13
2.2	Campo de Tensão Cíclico no Interior da Região de Contato	14
3	Fadiga e Fratura	15
3.1	Fadiga Uniaxial	15
3.1.1	Curva S-N	15
3.2	Critérios de Fadiga Multiaxial	18
3.2.1	Critério de Dang Van	19
3.2.2	Critério de Wöhler Modificado (MCWM)	22
3.3	Mecânica da Fratura	24
3.3.1	Tensão na Ponta da Trinca	24
3.3.2	Propagação da Trinca	26
3.3.3	Trincas Curtas	26
3.4	Método da Distância Crítica	30
3.4.1	Método da Distância Crítica Associados a Modelos de Fadiga Multiaxial	33
4	Modelagem Numérica	35
4.1	Condições Experimentais	35
4.2	Modelo para o Problema	40
4.3	Modelo em Elementos Finitos	40
4.4	Malha de Elementos Finitos	41

5	Resultados	46
5.1	Mapeamento do Campo de Tensão para o Contato Elástico entre Cilindros	46
5.1.1	Distribuição das Tensões ao Longo da Superfície de Contato . . .	47
5.1.2	Gradiente de Tensão do Ponto Crítico do Contato	52
5.2	Avaliação da Resistência à Fadiga	55
5.2.1	Resultados para os Dados Experimentais de Nowell	56
5.2.2	Resultados para os Dados Experimentais de Araújo	61
6	Conclusão	65
6.1	Proposta para Trabalhos Futuros	66
	Referências Bibliográficas	67
A	Análise da Distância Crítica	75

Lista de Tabelas

2.1	Tensões superficiais cisalhantes para cada região durante a variação do carregamento tangencial com o tempo.	12
4.1	Série experimental do trabalho de Nowell (1988) e Araújo (2000).	38
4.2	Tamanhos de contato e vida para cada raio de sapata de <i>Al4Cu</i>	38
4.3	Tamanhos de contato e vida para cada raio de sapata de <i>Ti6Al4V</i>	39
4.4	Malha obtidas pelo processo de refinamento.	42
5.1	Tamanhos de contato teóricos e numéricos, vida experimental e índices de erro de Dang Van e Susmel para cada raio de sapata da liga <i>Al4Cu</i>	57
5.2	Tamanhos de contato teóricos e numéricos, vida experimental e índices de Dang Van e Susmel para cada raio de sapata da liga <i>Ti6Al4V</i>	62
A.1	Índices de Dang Van e Susmel e componentes de tensão relativas ao plano crítico de Susmel para cada raio de sapata da liga <i>Al4Cu</i> considerando diferentes distâncias críticas, b_0	77
A.2	Índices de Dang Van e Susmel para cada raio de sapata da liga <i>Ti6Al4V</i> considerando diferentes distâncias críticas, b_0	77

Lista de Figuras

1.1	Configuração experimental para fadiga por <i>fretting</i> : sapatas cilíndricas em contato com um corpo de prova plano.	5
2.1	Contato entre dois corpos elasticamente deformáveis submetidos a forças normal, P , e tangencial, Q	9
2.2	Regiões de escorregamento e de adesão para o contato entre cilindros em regime de escorregamento parcial.	9
2.3	Perfil da distribuição de pressão e tensão cisalhante superficial para uma configuração típica de carregamento, $Q/fP = 0,59$, $\sigma_B/fp_0 = 0$	10
2.4	Variação do carregamento cisalhante Q com o tempo t	11
2.5	(a) Variação das tensões cisalhantes superficiais em diferentes instantes do carregamento cíclico tangencial. Q/fP variando entre ± 0.6 , (b) Efeito da carga remota nas tensões cisalhantes superficiais mostradas em (a) para σ_B/p_0 variando entre ± 0.59	13
3.1	Construção da curva S-N.	16
3.2	Exemplo de um carregamento cíclico.	16
3.3	Curva de vida constante de Smith-Watson-Topper.	17
3.4	Esquema de falha para o Critério de Dang Van.	20
3.5	Representação do critério de Dang Van.	21
3.6	Plano material Δ	23
3.7	Modos de propagação de trinca.	24
3.8	Trinca em um plano infinito sujeita a uma tensão normal.	25
3.9	Zonas plástica e de dominância de K na ponta de uma trinca.	26
3.10	Taxa de crescimento em função de ΔK	27
3.11	O efeito do tamanho da trinca na (a) tensão limiar e no (b) fator intensidade de tensão para uma larga variedade de ligas de engenharia (Dowling, 1993).	28
3.12	Esquema do diagrama de Kitagawa e Takahashi.	31
3.13	(a) Componente entalhado sujeito a um carregamento remoto de fadiga uniaxial; (b) Curva Tensão-Distância e Método do Ponto.	32

4.1	Aparato de ensaio para fadiga por <i>fretting</i> considerado por Nowell.	36
4.2	Esquema da configuração experimental de Nowell e carregamentos aplicados.	36
4.3	Diagrama esquemático do dispositivo de fadiga por <i>fretting</i>	37
4.4	Esquema da configuração experimental para fadiga por <i>fretting</i> de Araújo e os carregamentos aplicados.	37
4.5	Esquema da geometria e as dimensões relevantes do corpo de prova.	39
4.6	Modelo simplificado da configuração experimental.	40
4.7	Esquema do modelo de elementos finitos.	41
4.8	Malha de elementos finitos da sapata e do corpo de prova.	41
4.9	Detalhe da malha na região de contato.	42
4.10	Distribuição das tensões superficiais geradas pelas cargas de contato: (a) normal e (b) tangencial, para as malhas 1, 2 e 3.	43
4.11	Distribuição das tensões superficiais geradas pelas cargas de contato: (a) normal e (b) tangencial, para as malhas 2 e 4.	43
4.12	Distribuição das tensões superficiais geradas pelas cargas de contato: (a) normal e (b) tangencial, para as malhas 4 e 5.	44
4.13	Convergência do tamanho da zona de adesão para malhas simuladas.	45
5.1	Distribuição das componentes de tensão ao longo do contato em diferentes instantes de variação da carga tangencial Q : (a) $p(x)/p_0$ em $Q = Q_{max}$, (b) $q(x)/p_0$ em $Q = Q_{max}$ e σ_{xx}/p_0 em (c) $Q = Q_{max}$, (d) $Q = -Q_{max}$, (e) $Q = 0$, no descarregamento, (f) $Q = 0$, no recarregamento.	48
5.2	Distribuição das componentes de tensão ao longo do contato em diferentes instantes de variação da carga tangencial Q : (a) $p(x)/p_0$ em $Q = Q_{max}$, (b) $q(x)/fp_0$ em $Q = Q_{max}$ e σ_{xx}/p_0 em (c) $Q = Q_{max}$, (d) $Q = -Q_{max}$, (e) $Q = 0$, no descarregamento, (f) $Q = 0$, no recarregamento.	49
5.3	Distribuição das componentes de tensão ao longo do contato em diferentes instantes de variação da carga tangencial Q : (a) $p(x)/p_0$ em $Q = Q_{max}$, (b) $q(x)/fp_0$ em $Q = Q_{max}$ e σ_{xx}/p_0 em (c) $Q = Q_{max}$, (d) $Q = -Q_{max}$, (e) $Q = 0$, no descarregamento, (f) $Q = 0$, no recarregamento.	51
5.4	Variação das tensões ao longo da profundidade verificando-se o gradiente de tensão analítico e via método dos elementos finitos para $Q_{max}/fp_0 = 0.6$, $\sigma_B/p_0 = 0.5904$ e $x/a = -1$: (a) σ_{xx}/p_0 X y/a , (b) σ_{yy}/p_0 X y/a , (c) σ_{zz}/p_0 X y/a , (d) τ_{xy}/p_0 X y/a	53
5.5	Variação das diferentes componentes de tensão ao longo da profundidade para o ponto $x/a = -1$ e para a configuração experimental de Nowell.	54

5.6	Variação das diferentes componentes de tensão ao longo da profundidade para o ponto $x/a = -1$ e para a configuração experimental de Araújo.	54
5.7	Procedimento esquemático para aplicação do modelo de Dang Van e de Wöhler Modificado em termos do Método da Distância Crítica do Ponto.	56
5.8	Relação entre o índice de erro de Dang Van DV e o tamanho do contato.	58
5.9	História de carregamento e a linha de falha de Dang Van para o teste com as sapatas cilíndricas de raios: (a) $R = 50mm$ ($a = 0.36mm$) e (b) $R = 75mm$ ($a = 0.54mm$).	59
5.10	História de carregamento e a linha de falha de Dang Van para os teste com a sapata de $a = 0.54mm$ ($R = 75mm$) para: $y/a = 0$ (<i>hot spot</i>) e $y = b_0/2$ (centro do volume estrutural).	59
5.11	Relação entre o índice de erro de Susmel SU e o tamanho do contato.	60
5.12	Linha de falha de Susmel para os teste com $Al4Cu$	61
5.13	Linha de falha de Susmel para $Al4Cu$ e SU no <i>hot spot</i> e em $y = b_0/2$ para: (a) $a = 0,36mm$ ($R = 50mm$) e (b) $a = 0,54mm$ ($R = 75mm$).	61
5.14	História de carregamento e a linha de falha de Dang Van para os teste com: (a) $a = 0.25mm$ ($R = 12,5mm$) e (b) $a = 0.76mm$ ($R = 37,5mm$).	63
5.15	História de carregamento e a linha de falha de Dang Van para o teste com $a = 0.25mm$ ($R = 12,5mm$) para: $y/a = 0$ (<i>hot spot</i>) e $y = b_0/2$ (centro do volume estrutural).	63
5.16	Linha de falha de Susmel para os teste com $Ti6Al4V$	64
5.17	Linha de falha de Susmel para $Ti6Al4V$ e SU no <i>hot spot</i> e em $y = b_0/2$ para sapata de $a = 0,25mm$ ($R = 12,5mm$).	64
A.1	Esquema ilustrando os diferentes $b_0/2$ utilizados.	76

Lista de Símbolos

$p(x)$	distribuição da pressão de contato
$q(x)$	distribuição da tensão cisalhante superficial
$q'(x)$	perturbação na distribuição da tensão cisalhante superficial
$q''(x)$	termo de correção para a distribuição de pressão cisalhante superficial
$h(x)$	quantidade de interpenetração (na direção y)
$g(x)$	deslocamento tangencial relativo (na direção x)
ζ	constante do estado de tensão ou deformação
A	flexibilidade composta
κ_d	parâmetro material
μ	módulo de rigidez
ν	razão de Poisson
E	módulo de elasticidade
E^*	módulo de elasticidade equivalente
$\frac{\partial g}{\partial t}$	taxa de deslocamento relativo
a	metade do tamanho de contato
c	tamanho da zona de adesão
c'	tamanho de escorregamento reverso
R	raio equivalente
R_1 e R_2	raios dos cilindros em contato
P	carga normal por unidade de comprimento
p_0	máxima pressão de contato
Q	carga tangencial por unidade de comprimento
Q_{max}	carga tangencial máxima
e	tamanho do deslocamento da zona de adesão devido ao efeito da tensão remota
e'	tamanho do deslocamento da zona de adesão devido ao efeito da variação cíclica da tensão remota
f	coeficiente de atrito
σ_B	tensão remota de fadiga
σ_B^{max}	máxima tensão remota de fadiga
σ_B^{min}	mínima tensão remota de fadiga
σ_B^m	tensão remota de fadiga média
σ_{xx}	componente xx de tensão

σ_{xx}^n	componente de tensão devido a força normal na direção x
σ_{xx}^t	componente de tensão devido a força tangencial na direção x
σ_{yy}	componente yy de tensão
σ_{zz}	componente zz de tensão
τ_{xy}	componente xy de tensão
σ_u	limite de resistência do material
d	largura do corpo de prova
L	espessura do corpo de prova
f_{-1}	limite de fadiga à flexão alternada
f_0	limite de fadiga para flexão repetida
σ_y	limite de escoamento
ω	frequência de aplicação das cargas senoidais Q e σ_B
l_c	comprimento da área da malha estruturada da região de contato
l_e	largura do elemento finito da malha estruturada da região de contato
h_e	altura do elemento finito da malha estruturada da região de contato
$\Delta\sigma$	faixa de tensão
N_f	número de ciclo de vida
σ'_f	coeficiente de resistência a fadiga
σ_a	amplitude de tensão
σ_m	tensão média
σ_{max}	tensão máxima
σ_{min}	tensão mínima
\mathcal{R}	razão entre tensões
σ_{ar}	resistência a fadiga equivalente do material
b	metade do comprimento da trinca
b_0	tamanho crítico ou intrínseco da trinca
r	distância da ponta da trinca
θ	ângulo em relação ao plano da trinca
N	número de ciclo de fadiga

ΔK	faixa de variação do fator de intensidade de tensão
ΔK_{th}	fator de intensidade de tensão limiar
$B e m$	constante do material
$\Delta\sigma_{fl}$	limite de fadiga do material
$\Delta\sigma_{th}$	tensão limiar
ΔK_0	limite do fator de intensidade de tensão
$\boldsymbol{\sigma}$	tensor tensão de Cauchy
\mathbf{T}	vetor tensão de Cauchy
$\boldsymbol{\rho}$	tensor tensão residual no grão
\mathbf{I}	tensor identidade
$\hat{\mathbf{n}}$	vetor normal unitário
$p(t)$	pressão hidrostática mesoscópica
$\boldsymbol{\tau}(t)$	tensão cisalhante mesoscópica
\mathbf{s}	tensor tensão desviador microscópica
\mathbf{S}	tensor tensão desviador macroscópica
J_2	hiperesfera de seis dimensões
τ_{eq}	tensão equivalente de Tresca
$\kappa, \lambda e m_1$	parâmetros do material
θ, ϕ	ângulos que definem um plano material
θ^*, ϕ^*	ângulos que definem o plano crítico
ρ	relação entre tensões normal máxima e cisalhante
τ_a	tensão cisalhante
$\sigma_{n,max}$	tensão normal máxima
DV	índice de erro de Dang Van
SU	índice de erro de Susmel

Capítulo 1

Introdução

A fadiga por *fretting* é uma forma particularmente severa de fadiga que ocorre quando superfícies em contato são sujeitas a pequenos movimentos oscilatórios, devido a cargas vibratórias. Temos como consequência um microdeslizamento entre as superfícies ao longo do contato que pode gerar: aceleração da nucleação e crescimento de trincas e desgaste superficial do componente, levando à falha precoce do componente.

Muitos materiais de engenharia têm aplicações onde componentes estruturais são submetidos a condições de *fretting* como, por exemplo, em juntas parafusadas e rebitadas, no acoplamento de eixos com engrenagens e/ou rolamentos, na interface da montagem das palhetas com o disco de turbinas ou compressores (Ruiz et al., 1984; Ruiz e Chen, 1986; Ruiz e Nowell, 2000), nas juntas rebitadas da fuselagem de aeronaves (Harish e Farris, 1998; Farris et al., 2000), etc. Testes experimentais tem mostrado que a ocorrência da fadiga por *fretting* pode produzir redução de até 90% na resistência à fadiga de um material metálico (McDowell, 1953). Segundo Thomson (1998), a fadiga por *fretting* causa cerca de 17% das falhas ou contratempos nos sistemas de propulsão aeronáuticos. Então, a indústria de aeronaves, por sofrer em grande proporção com isso, tem muito interesse no seu estudo.

Outros sistemas mecânicos com danos menos críticos que as aeronaves, mas ainda com grande importância econômica, também sofrem com falhas de componentes devido a fadiga por *fretting*. Alguns exemplos desses sistemas são (Hoepfner, 1992): trens, automóveis, caminhões, ônibus, cabos de aço e implantes ortopédicos. Portanto, é preciso melhorar o entendimento sobre fadiga por *fretting* para reduzir o custo associado a este fenômeno, tornando-se importante os estudos para o desenvolvimento de ferramentas ou modelos que possam prever de maneira mais precisa as tensões geradas em componentes mecânicos.

No início do século XX, o fenômeno de *fretting* foi primeiramente identificado em corpos de prova trincados na região das garras de máquinas de fadiga (Eden *et al.*, 1911). Tomlinson (1927) propôs que o deslocamento tangencial entre as superfícies em contato era o principal parâmetro que controlava este fenômeno. Mais tarde, Warlow-

Davis (1941) observou que componentes submetidos a condições de *fretting* e depois carregados ciclicamente apresentam um decréscimo de 13 a 17% na resistência à fadiga.

Muitos fatores que influenciam a resistência a fadiga por *fretting*, como a pressão no contato, a amplitude do escorregamento relativo, condições ambientais e material, ainda não tinham sido avaliados completamente. Entretanto, em 1968, surgiram os trabalhos de Nishioka et al., seguidos pelas publicações de Nishioka e Hirakawa (1969a, b, c, d, 1972), que examinaram a influência desses fatores independentemente. Uma das principais conclusões destes estudos foi que havia uma faixa de deslocamentos tangenciais que acelerava o processo de fadiga por *fretting*.

Bramhall (1973) observou o efeito do tamanho do contato na vida a fadiga, após a realização de uma série de experimentos onde mantinha-se o estado de tensão superficial constante de teste para teste, mas variava-se o tamanho do contato. Para qualquer tamanho de contato inferior a um tamanho crítico observou-se que a vida era infinita ($> 10^7$ ciclos), enquanto que para maiores tamanhos de contato a falha ocorria. Posteriormente, outros pesquisadores como Nowell (1988) e Araújo (2000), confirmaram a existência deste efeito para outros materiais.

Recentemente, o estudo de fadiga por *fretting* tem sido classificado dentro de três abordagens (Ciavarella, 2001): (i) abordagem dos microdeslizamentos, já estudada por Ruiz e Chen (1986), Vingsbo e Soderberg (1987) e Lindley (1997) entre outros; (ii) abordagem da mecânica da fratura, desenvolvida em varios estudos por pesquisadores como Endo e Goto (1976), Waterhouse (1981), Hoepfner e Gates (1981), Nowell (1988), Waterhouse e Lindley (1994), Hills e Nowell (1990 e 1994), Fellows et al. (1997), Giannakopoulos et al. (1998), Araújo e Nowell (1999), Mugadu e Hills (2002), Mutoh e Xu (2003); (iii) abordagem que estabelece analogia à fatores de concentração de tensão (fadiga plana) desenvolvida por estudos de Giannakopoulos et al (2000), Naboulsi e Mall (2003), Nowell e Dini (2003), Vallellano et al. (2003), Fouvry et al. (1998 e 2002), Araújo e Nowell (2002).

O terceiro tipo de abordagem considera que a fadiga por *fretting* poderia ser tratada como um problema de fadiga convencional na presença de um concentrador de tensão (*notch analogue*). Com isto, minimiza-se a consideração do efeito do desgaste superficial e maximiza-se o efeito de concentração de tensões na região do contato. Giannakopoulos et. al. (2000) observaram que o campo de tensão resultante do contato entre uma sapata plana com cantos arredondados e um semi-plano era similar ao campo de tensão de corpos entalhados e sugeriram que deveria-se explorar esta característica para estabelecer-se metodologias de previsão de vida ou resistência à fadiga por *fretting*. Fouvry et. al. (1998 e 2002) utilizaram de experimentos com contatos esfera-plano sob condições de escorregamento parcial para validar a aplicação de alguns critérios de fadiga multiaxial e verificaram que os resultados obtidos não eram satisfatórios quando o campo de tensões apresentava severos gradientes de tensão. Araújo e Nowell (2002)

conduziram uma abordagem similar e verificaram que melhores resultados poderiam ser obtidos utilizando uma zona de processo que não pareceu a princípio ser característica própria do material.

Trabalhos recentes de Araújo e Mamiya (2003) e Araújo et al.(2004) utilizam critério de fadiga em escala mesoscópica para prever a iniciação de trincas e a vida a fadiga de componentes sob condições de *fretting*. Araújo e Mamiya (2003) observaram que existe uma influência do tamanho do contato na vida a fadiga por *fretting* e seus resultados mostram que o critério prevê corretamente a iniciação de trincas para maiores configurações de contato. Araújo et. al.(2004) verificaram que nem os modelos de plano crítico nem o critério mesoscópico (escala do grão) podem estimar corretamente a resistência à fadiga sob condições de *fretting*, se a análise considerar apenas o ponto de máxima tensão na superfície de contato. Resultados satisfatórios foram obtidos quando altos valores dos parâmetros de fadiga eram sustentados dentro de um volume crítico.

Dentre as publicações mais recentes, Naboulsi e Mall (2003) tentaram, com critérios de plano crítico e o conceito de volume crítico, verificar a influência de parâmetros numéricos - discretização da malha, ponderação do campo de tensões, ponderação do parâmetro de risco de iniciação - na previsão de iniciação de trinca. Já Nowell e Dini (2003), exploraram a abordagem de concentração de tensão como meio para modelar o campo de tensão nas juntas entre o rotor e as palhetas em turbofans, um dos mais graves problemas de *fretting* na indústria aeronáutica. Vallellano et al. (2003), utilizaram contatos esfera-plano para verificar a aplicabilidade de modelos aplicados a corpos entalhados para a previsão de vida em fadiga para componentes sob condições de *fretting*.

O presente trabalho tem como objetivo principal propor uma metodologia que avalie o limite de resistência à fadiga sob condições de *fretting*. O trabalho estende para problemas de fadiga por *fretting* a abordagem proposta por Susmel e Taylor (2003) para estimar o limite de fadiga de componentes contendo irregularidades geométricas. Taylor (1999) mostrou que o processo de iniciação de trincas em componentes da suspensão de automóveis pode ter início em regiões menos solicitadas em termos do estado de tensão na superfície. Observou-se que, nestes casos, o estado de tensão a uma determinada distância crítica da superfície parecia caracterizar apropriadamente a resistência à fadiga do componente. Esta distância foi definida como uma propriedade do material, cujo valor para diferentes ligas pode ser encontrado em Susmel et al. (2004). Em componentes entalhados, assim como em problemas de contato mecânico, o estado de tensão sub-superficial é invariavelmente multiaxial. Neste sentido, Susmel e Taylor (2003) associaram o método da distância crítica (MDC) de Taylor, inicialmente testado com modelos de fadiga uniaxial, ao método da curva de Wöhler modificada (Susmel e Lazzarin, 2002), que avalia a resistência a fadiga multiaxial.

Um passo fundamental para avaliar a resistência a fadiga por *fretting* é determinar o campo de tensão cíclico para a configuração de contato considerada. Neste sentido, a primeira parte deste trabalho, consistiu no mapeamento analítico do referido campo de tensão para o contato entre cilindros. Posteriormente, avaliou-se a capacidade do programa de elementos finitos *ef++* (pré-processamento GiD) em simular tais campos, uma vez que a metodologia proposta é validada a partir de uma série de dados experimentais envolvendo o contato entre cilindros, mas cujo campo de tensão não possui solução analítica. Tal procedimento nos permitiu calibrar o programa e obter confiança para conduzir a análise.

Para essa avaliação, tem-se a explicação dos passos adotados para a obtenção dos resultados no seção 1.1 deste trabalho, que mostra a metodologia. Já no capítulo 2 é apresentada a teoria para o contato entre cilindros. Em seguida, é introduzida no capítulo 3 a teoria de fadiga uniaxial e o critério de fadiga multiaxial usado para a estimativa do limite de fadiga. Também neste capítulo, a teoria da mecânica da fratura que é base para a compreensão do comportamento da trinca é sintetizada e o Método da Distância Crítica do ponto leva em consideração o meio de prever o efeito do gradiente de tensão nesta avaliação. O capítulo 4 descreve a modelagem numérica via método dos elementos finitos, usando-se o programa *ef++* e a interface gráfica GiD para a simulação do problema. Finalmente, no capítulo 5, os resultados analíticos são apresentados através do mapeamento do campo de tensões junto aos resultados da análise numérica para avaliar a capacidade do programa *ef++* em descrever o problema de contato em regime de escorregamento parcial. Ainda neste capítulo, o campo gerado para valores maiores da carga remota e os resultados da análise da resistência a fadiga dos materiais sob condições de fadiga *fretting* são apresentados. O capítulo 6 traz as considerações finais sobre os resultados apresentados, concluindo o trabalho.

1.1 Metodologia

A primeira etapa deste trabalho foi a escolha de uma configuração típica de problemas de fadiga por *fretting* para a avaliação da capacidade dos programas de elementos finitos *ef++* em descrever os campos de tensão na região de contato mecânico. A configuração adotada aqui foi a do contato entre um cilindro e um corpo de prova de tração (cilindro com raio infinito), ilustrada na figura 1.1.

A escolha desta configuração mecânica para condução do trabalho deve-se ao fato da existência de uma solução analítica para o campo de tensões, que pode servir de base para calibrações numéricas e, também, ao fato de existirem diversos experimentos sendo conduzidos com esta configuração (Nowell, 1988, e Araújo, 2002, entre outros).

Através da teoria da mecânica do contato foi desenvolvida uma base teórica para o entendimento do problema. Mostra-se que a partir de uma formulação geral, pode-se

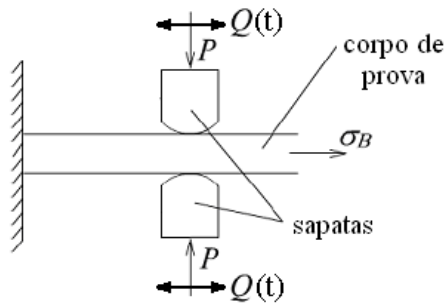


Figura 1.1: Configuração experimental para fadiga por *fretting*: sapatas cilíndricas em contato com um corpo de prova plano.

obter uma solução particular para o problema de um cilindro e um semi-plano infinito. O campo de tensões gerado pelas cargas de contato normal e tangencial e uma carga remota de fadiga foram avaliados analiticamente e seus resultados foram utilizados como calibração das tensões numéricas e são apresentados graficamente no capítulo 6 deste trabalho.

Definindo a configuração de contato a ser estudada e obtendo-se o perfil desse campo de tensão, avançou-se para a construção de um modelo numérico capaz de simular, via método dos elementos finitos, as condições definidas para o problema analítico. Uma análise de convergência da malha foi então conduzida para a avaliação das distribuições de pressão e de tensão de cisalhamento superficial. Após a definição de uma malha adequada para a descrição do problema de contato, resultados numéricos foram gerados para o campo de tensão na região de contato. A qualidade dos resultados foi avaliada com relação a solução analítica. Esta primeira etapa do trabalho foi de fundamental importância para o desenvolvimento de um modelo numérico adequado para simular uma série de teste disponível na literatura e envolvendo o contato entre cilindros, mas cujo campo de tensão não possui solução analítica. Estes dados mostraram um efeito do tamanho do contato sobre o limite de fadiga e foram utilizados para validação da metodologia da estimativa do limite de fadiga. Dados para duas ligas distintas (*Al4Cu* e *Ti6Al4V*) foram analisados.

Esta metodologia estende a abordagem de componentes entalhados sob condições de fadiga convencional para componente submetidos à fadiga por *fretting*. A base da referida metodologia envolve teorias de fadiga uni/multiaxial e da mecânica da fratura linear e elástica. Portanto, conduziu-se um revisão teórica sobre estes temas para posterior aplicação.

O efeito do gradiente de tensão influencia diretamente na propagação de trincas e interfere na previsão da resistência à fadiga do material. Para avaliar-se a resistência à fadiga tal efeito adotou-se o Método da Distância Crítica do ponto proposto por Taylor (1999) para componentes entalhados. Por este método, o limite de fadiga do componente deve ser avaliado, não na sua superfície, mas em um ponto localizado no

seu interior, cuja posição é uma propriedade do material.

Segundo verificado pelos resultados das tensões obtidas, o campo de tensão abaixo da superfície de contato é multiaxial. Portanto, para a avaliação da resistência a fadiga do material submetido à condição de *fretting* foi conveniente adotar um critério de fadiga multiaxial. Neste relatório foram considerados: o modelo mesoscópico de Dang Van (1973, 1989) e o modelo da Curva de Wöhler Modificada (Susmel e Lazarrin, 2002).

Uma vez selecionados os critérios de fadiga multiaxial utilizou-se o campo de tensão determinado numericamente para avaliar-se o limite de fadiga do componente no ponto crítico. Esta avaliação foi conduzida através da definição de um índice de resistência à fadiga.

Capítulo 2

Mecânica do Contato entre Cilindros

2.1 Tensões Superficiais

O primeiro passo para se obter uma solução para o campo de tensões na região do contato é resolver o próprio problema de contato, isto é, achar a magnitude e a distribuição das tensões na superfície de contato. Uma grande quantidade de problemas de contato podem ser solucionados usando duas equações integrais que relacionam a distribuição de pressão, $p(x)$, ao deslocamento normal, $h(x)$, e a tensão cisalhante superficial, $q(x)$, ao deslocamento tangencial relativo, $g(x)$. A formulação do problema de contato é detalhada por Hills e Nowell (1994), e as equações integrais são fornecidas abaixo. Detalhes referentes a essa análise são fornecidas por Hills *et al.* (1993) e Johnson (1985). As equações integrais para dois corpos similarmente elásticos são:

$$\frac{1}{A} \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{1}{\pi} \int \frac{p(\xi) d\xi}{\xi - x}, \quad (2.1)$$

$$\frac{1}{A} \frac{\partial g}{\partial x} = \frac{1}{\pi} \int \frac{q(\xi) d\xi}{\xi - x}, \quad (2.2)$$

onde A é a flexibilidade composta que é definida como:

$$A = 2 \left(\frac{\kappa_d + 1}{4\mu} \right), \quad (2.3)$$

sendo $\kappa_d = 3 - 4\nu$ no estado plano de deformação, ν é a razão de Poisson e μ é o módulo de rigidez.

2.1.1 Carga Normal

A configuração de interesse neste trabalho, que já foi adotada em testes de fadiga por *fretting* por outros pesquisadores (Nowell, 1988, Araújo, 2000) é mostrada na figura 2.1. O raio da sapata equivalente, R , e o carregamento normal por unidade de comprimento, P , foram definidos considerando cada corpo como um semi-plano elástico e a solução para a distribuição de pressão foi a solução de Hertz. Os resultados de Hertz (1882) prevêm que devido a força normal estática, uma distribuição de pressão elíptica é desenvolvida:

$$p(x) = -p_0 \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2}, \quad (2.4)$$

onde p_0 é o valor máximo da pressão no contato, obtida a partir da condição de equilíbrio.

$$-p_0 = \frac{2P}{\pi a}, \quad (2.5)$$

onde a é o tamanho da metade do contato

$$a = \sqrt{\frac{4PR}{\pi E^*}}, \quad (2.6)$$

onde

$$R = \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)^{-1} \quad (2.7)$$

e

$$E^* = \left(\frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right)^{-1}, \quad (2.8)$$

onde os subscritos 1 e 2 referem-se aos corpos 1 e corpo 2 respectivamente, e E é o módulo de elasticidade.

2.1.2 Carga Tangencial

Por outro lado, a carga tangencial dá origem às tensões cisalhantes primeiramente descritas por Cattaneo (1938) e independentemente por Mindlin(1949). Em fadiga por *fretting*, o carregamento cisalhante aplicado é, geralmente, menor que o limite para o escorregamento total. Então, se desenvolve um regime de escorregamento parcial onde

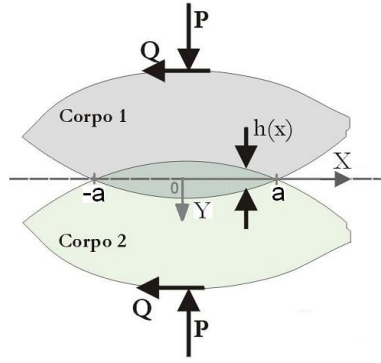


Figura 2.1: Contato entre dois corpos elasticamente deformáveis submetidos a forças normal, P , e tangencial, Q .

ocorre escorregamento em duas regiões simétricas $c \leq |x| < a$ que circundam uma região central de adesão $|x| < c$ (Figura 2.2).

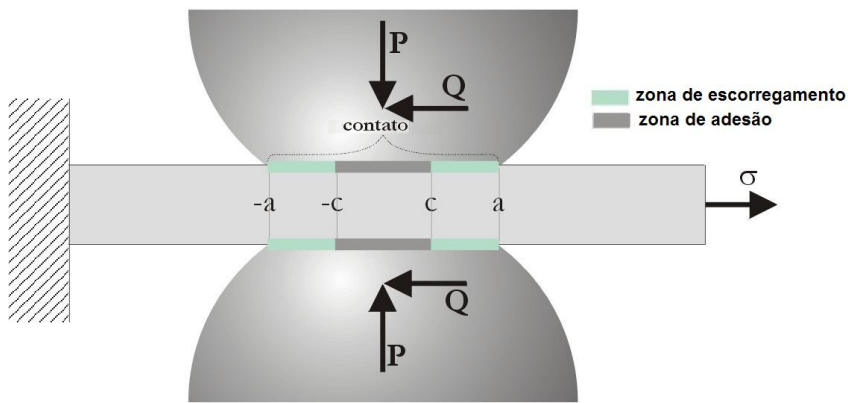


Figura 2.2: Regiões de escorregamento e de adesão para o contato entre cilindros em regime de escorregamento parcial.

Portanto, parece conveniente modelar as tensões cisalhantes superficiais como uma perturbação da solução de escorregamento total:

$$q(x) = fp_0 \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2} - q'(x), \quad (2.9)$$

onde f é o coeficiente de atrito.

Na zona de adesão, pode-se obter $q'(x)$ resolvendo-se a equação integral 2.2 (Hills et al, 1993) e levando em consideração o fato de que não há movimento relativo na direção x entre pontos correspondentes da região de adesão ($g(x) = 0$, $|x| \leq c$).

$$q'(x) = fp_0 \frac{c}{a} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{c}\right)^2} \quad |x| < c. \quad (2.10)$$

Na zona de escorregamento ($c \leq |x| \leq a$) obviamente não há perturbação na solução completa, assim:

$$q'(x) = 0 \quad c \leq |x| \leq a. \quad (2.11)$$

O tamanho da zona de adesão, c , é encontrado considerando-se equilíbrio tangencial.

$$\frac{c}{a} = \sqrt{1 - \left(\frac{Q}{fP}\right)}. \quad (2.12)$$

A figura 2.3 mostra a distribuição de pressão e das tensões cisalhantes superficiais para uma configuração típica de carregamento. A zona de adesão central, onde as tensões cisalhantes são reduzidas devido a perturbação na solução total, é imediatamente evidente.

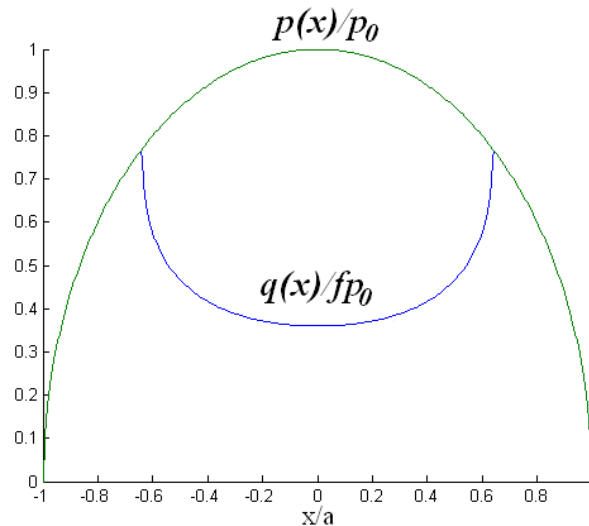


Figura 2.3: Perfil da distribuição de pressão e tensão cisalhante superficial para uma configuração típica de carregamento, $Q/fP = 0,59$, $\sigma_B/fp_0 = 0$

As expressões desenvolvidas até agora para a distribuição da tensão cisalhante superficial no contato são aplicáveis somente quando a força tangencial está no seu valor máximo no ciclo de carregamento. Para analisar as tensões superficiais e, conseqüentemente, a tensão e/ou deformação em outro instante qualquer do ciclo de *fretting*, é necessário avaliar o que ocorre no carregamento reverso (Hills et al., 1993).

Para essa análise é aconselhável recordar as condições de contorno dentro das zonas de adesão e de escorregamento na interface do contato. Para qualquer ponto x dentro da zona de escorregamento, as tensões superficiais são relacionadas pela lei de Amontons (Amontons, 1699).

$$|q(x)| = fp(x). \quad (2.13)$$

Além disso, o sentido das tensões cisalhantes é oposta ao movimento da superfície, fornecendo

$$\text{sgn}(q(x)) = -\text{sgn}\left(\frac{\partial g}{\partial t}\right), \quad (2.14)$$

onde $\frac{\partial g}{\partial t}$ é a taxa de deslocamento na direção x .

Na região central, onde não há deslocamento relativo entre partículas correspondentes, as tensões cisalhantes superficiais têm que ser menor que o valor limite de fricção, assim:

$$|q(x)| < fp(x). \quad (2.15)$$

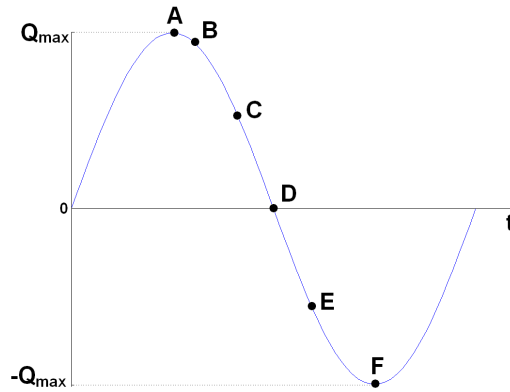


Figura 2.4: Variação do carregamento cisalhante Q com o tempo t .

Para a determinação das tensões superficiais cisalhantes, conta-se com o apoio da figura 2.4, que descreve a variação da carga tangencial Q com o tempo t . Durante a primeira fase de carregamento, ou seja, quando o carregamento tangencial parte do zero e atinge seu valor máximo, ponto A da figura 2.4, as equações 2.9 a 2.11 descrevem apropriadamente a variação de $q(x)$. Porém, durante o descarregamento do ponto A para o ponto B, o deslocamento relativo mudaria de sinal provocando a violação da equação 2.14 e a adesão em todo o contato. Continuando o descarregamento até o ponto C, verifica-se o escorregamento reverso nos limite do contato. Nesta nova zona de escorregamento ($c' \leq |x| < a$), as tensões superficiais mudam de $fp(x)$ para $-fp(x)$. Assim, por analogia, é possível concluir que, dentro das zonas de adesão, a tensão superficial corretiva necessária para prever escorregamento, é dada por:

$$q''(x) = 2fp_0 \frac{c'}{a} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{c'}\right)^2}. \quad (2.16)$$

Note que o fator dois na equação 2.16 deve cancelar o deslocamento relativo quando as tensões superficiais na zona de escorregamento mudam de $fp(x)$ para $-fp(x)$. As distribuições das tensões cisalhantes superficiais para cada região durante a fase de descarregamento são apresentadas na tabela 3.1.

Tabela 2.1: Tensões superficiais cisalhantes para cada região durante a variação do carregamento tangencial com o tempo.

$q(x)/fp_0$	zona de aplicação
$-\sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2}$	$c' < x \leq a$
$-\sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2} + 2\frac{c'}{a}\sqrt{1 - \left(\frac{x}{c'}\right)^2}$	$c < x \leq c'$
$-\sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2} + 2\frac{c'}{a}\sqrt{1 - \left(\frac{x}{c'}\right)^2} - \frac{c}{a}\sqrt{1 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}$	$ x \leq c$

O tamanho da nova zona de adesão no carregamento reverso é obtido da condição de equilíbrio, o que fornece:

$$\frac{c'}{a} = \sqrt{1 - \left(\frac{Q_{max} - Q}{2fP}\right)}. \quad (2.17)$$

A figura 2.5a mostra a variação das tensões cisalhantes superficiais para diferentes valores de Q , correspondentes aos pontos A, C, D, E e F do ciclo de *fretting* mostrado na figura 2.4. É importante notar que as tensões cisalhantes superficiais para valores extremos do carregamento tangencial (pontos A, $+Q_{max}$, e F, $-Q_{max}$) são iguais e opostos. Além disso, observa-se, que depois da remoção total da carga tangencial (ponto D), tensões cisalhantes superficiais não nulas, mas em equilíbrio, persistem. Isso significa que o atrito no contato é não linear e as tensões cisalhantes superficiais e, conseqüentemente, as tensões e deformações nos corpos em contato são dependentes da história de carregamento. Portanto, a aplicação do princípio de superposição tem de ser exercitado com cuidado em problemas de contato com atrito.

2.1.3 Carga Remota de Fadiga

Se uma carga de fadiga remota ao contato e moderada (σ_B) é aplicada em fase com a carga tangencial, um deslocamento da zona de adesão, e (nos pontos máximo e mínimo de σ_B) ou e' (durante o descarregamento ou recarregamento de σ_B), será produzido. As expressões que quantificam esse deslocamento na zona de adesão, em qualquer instante do tempo no carregamento cíclico (Hills et al., 1993), são:

$$\frac{e}{a} = \frac{\sigma_B^{max}}{4fP}, \quad (2.18)$$

$$\frac{e'}{a} = \frac{\sigma_B^{max} - \sigma_B(t)}{8fP}. \quad (2.19)$$

A figura 2.5(b) mostra a história das tensões cisalhantes superficiais para uma combinação das cargas tangencial e remota. Percebe-se claramente o deslocamento na zona de adesão devido a presença da carga remota. A formulação desenvolvida acima para o deslocamento da zona de adesão é somente válido para pequenos valores da carga de fadiga, que irá produzir $e + c < a$ e $e' + c' < a$. Para carregamentos maiores, o tamanho e a posição da zona de adesão precisam ser calculados numericamente, por exemplo usando programação quadrática (Nowell e Dai, 1998).

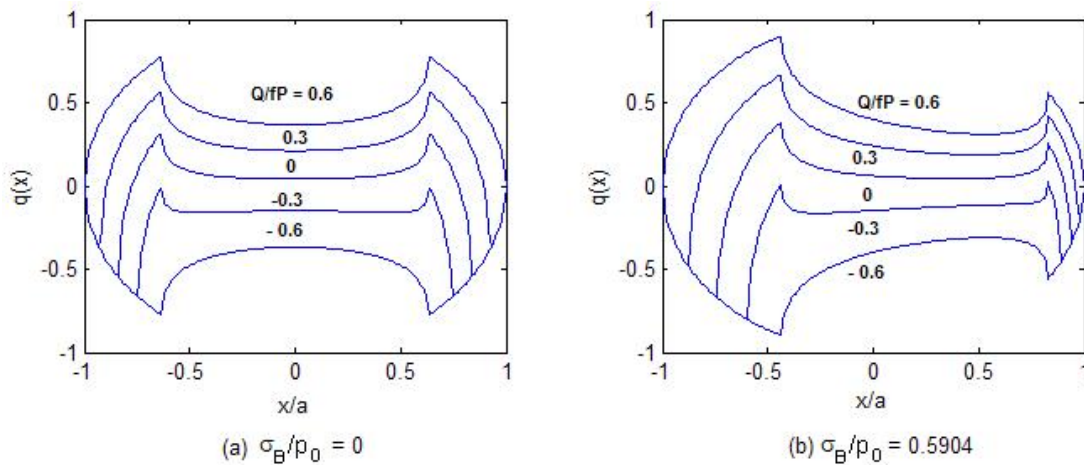


Figura 2.5: (a) Variação das tensões cisalhantes superficiais em diferentes instantes do carregamento cíclico tangencial. Q/fP variando entre ± 0.6 , (b) Efeito da carga remota nas tensões cisalhantes superficiais mostradas em (a) para σ_B/p_0 variando entre ± 0.59 .

2.2 Campo de Tensão Cíclico no Interior da Região de Contato

O campo de tensão sub-superficial resultante pode ser obtido pela superposição dos campos de tensões provocados por $p(x)$ e $q(x)$, embora a variação originada pelos termos de perturbação, $q'(x)$ e $q''(x)$, terá que ser levado em conta. É, particularmente, importante notar que quatro diferentes combinações de superposição serão necessárias para descrever o campo de tensão nos estados de carregamento máximo e mínimo e durante o descarregamento e recarregamento. Por exemplo, a componente σ_{xx}/p_0 em cada um desses estágios é:

Na carga máxima,

$$\frac{\sigma_{xx}(x, y)}{p_0} = \left(\frac{\sigma_{xx}^n \left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a} \right)}{p_0} \right) + f \left(\frac{\sigma_{xx}^t \left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a} \right)}{fp_0} \right) - f \frac{c}{a} \left(\frac{\sigma_{xx}^t \left(\frac{x-e}{c}, \frac{y}{c} \right)}{fp_0} \right) + \frac{\sigma_B}{p_0}. \quad (2.20)$$

No descarregamento,

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{xx}(x, y)}{p_0} = & \left(\frac{\sigma_{xx}^n \left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a} \right)}{p_0} \right) - f \left(\frac{\sigma_{xx}^t \left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a} \right)}{fp_0} \right) + \\ & + 2f \frac{c'}{a} \left(\frac{\sigma_{xx}^t \left(\frac{x-e'}{c'}, \frac{y}{c'} \right)}{fp_0} \right) - f \frac{c}{a} \left(\frac{\sigma_{xx}^t \left(\frac{x-e}{c}, \frac{y}{c} \right)}{fp_0} \right) + \frac{\sigma_B}{p_0}. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Na carga mínima,

$$\frac{\sigma_{xx}(x, y)}{p_0} = \left(\frac{\sigma_{xx}^n \left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a} \right)}{p_0} \right) - f \left(\frac{\sigma_{xx}^t \left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a} \right)}{fp_0} \right) + f \frac{c}{a} \left(\frac{\sigma_{xx}^t \left(\frac{x-e}{c}, \frac{y}{c} \right)}{fp_0} \right) + \frac{\sigma_B}{p_0}. \quad (2.22)$$

No recarregamento,

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{xx}(x, y)}{p_0} = & \left(\frac{\sigma_{xx}^n \left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a} \right)}{p_0} \right) + f \left(\frac{\sigma_{xx}^t \left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a} \right)}{fp_0} \right) - \\ & - 2f \frac{c'}{a} \left(\frac{\sigma_{xx}^t \left(\frac{x-e'}{c'}, \frac{y}{c'} \right)}{fp_0} \right) + f \frac{c}{a} \left(\frac{\sigma_{xx}^t \left(\frac{x-e}{c}, \frac{y}{c} \right)}{fp_0} \right) + \frac{\sigma_B}{p_0}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

onde o sobrescrito n e t referem-se aos tensores de tensão produzidos pelos carregamentos normal e tangencial, respectivamente.

Estes tensores podem ser avaliados na condição de estado plano de deformação usando-se os potenciais de Muskhelishvili (Muskhelishvili, 1953, Hills et al., 1993).

Capítulo 3

Fadiga e Fratura

3.1 Fadiga Uniaxial

3.1.1 Curva S-N

As leis ou equações que definem o comportamento do material em fadiga são geralmente relações obtidas experimentalmente ensaiando corpos de prova do material desejado em se estudar. Nestas leis relaciona-se a amplitude de tensões ou deformações com o número de ciclos gasto até se atingir a falha completa do corpo.

Métodos para caracterização da vida em fadiga em termos da tensão nominal surgiram a partir do trabalho de Wöhler (1860), que analisou o fenômeno de fadiga para eixos de máquinas ferroviárias. Tal método é baseado no diagrama de Wöhler (curvas S-N). Este diagrama correlaciona a amplitude da tensão nominal em um corpo de prova normalizado com o número de ciclos aplicados até a falha do corpo de prova. Os dados são usualmente obtidos a partir de testes de flexão ou de tração/compressão sem a presença de tensões médias.

Em 1910, Basquin observou estes dados e verificou que eles poderiam ser linearizados em um gráfico log-log. A equação 3.1 descreve o comportamento das curvas S-N e é chamada de relação de Basquin:

$$\frac{\Delta\sigma}{2} = \sigma'_f (N_f)^b, \quad (3.1)$$

onde $\frac{\Delta\sigma}{2}$ é amplitude de tensão, N_f é o número de ciclos de vida, σ'_f é o coeficiente de resistência à fadiga e b é o expoente de resistência a fadiga.

Algumas ligas metálicas, como o aço, quando submetidos a amplitudes de tensão constante, apresentam um limite inferior de tensão abaixo do qual não observa-se a falha para fadiga (vida infinita ou acima de 2×10^6 reversos). Essa amplitude de tensão é conhecida como limite de fadiga, e seu valor varia entre 35% a 50% do limite de resistência para a maioria dos aços e ligas de cobre. Nas curvas S-N o primeiro ponto

do gráfico corresponde a tensão alternada para uma vida de 10^3 ciclos, S_{1000} . Esta tensão pode ser estimada em 90% do limite de resistência do material, σ_u . Ligando-se este ponto ao ponto que define o limite de fadiga, σ_{fl} , que em geral corresponde ao valor da tensão alternada para 2×10^6 reversos (onde 1 ciclo = 2 reversos), obtém-se a curva S-N.

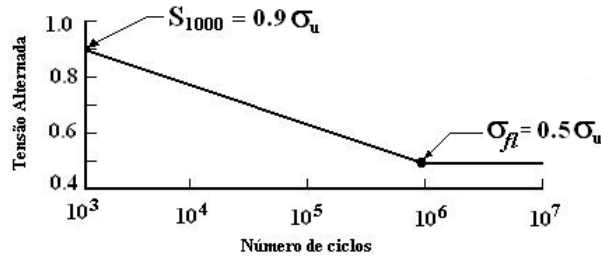


Figura 3.1: Construção da curva S-N.

Vários materiais não possuem um limite de fadiga bem definido. A curva S-N desses materiais continua a declinar vagarosamente. Para tais casos considera-se como limite de fadiga a amplitude de tensão correspondente a uma vida de 10^7 ciclos.

Efeitos da Tensão Média na Vida a fadiga

A maioria dos dados experimentais disponíveis na literatura corresponde a ensaios conduzidos com tensão média igual a zero. Porém existem várias aplicações em que a tensão média é diferente de zero. O efeito da tensão média é de fundamental importância no comportamento à fadiga de materiais. A figura 3.2 mostra um ciclo de fadiga senoidal com uma tensão média diferente de zero. Neste caso, a faixa de tensão, a amplitude de tensão e a tensão média são definidas como:

$$\begin{aligned} \Delta\sigma &= \sigma_{max} - \sigma_{min}, \\ \sigma_a &= \frac{\sigma_{max} - \sigma_{min}}{2}, \\ \sigma_m &= \frac{\sigma_{max} + \sigma_{min}}{2}, \\ \sigma_{max} &= \sigma_m + \sigma_a. \end{aligned} \tag{3.2}$$

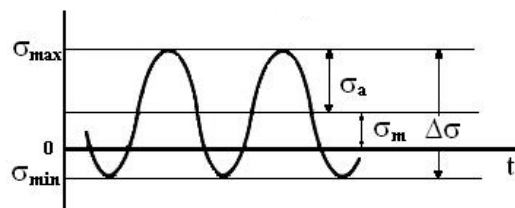


Figura 3.2: Exemplo de um carregamento cíclico.

A tensão média também pode ser caracterizada em termos da razão de tensões, \mathcal{R} :

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma_{min}}{\sigma_{max}}. \quad (3.3)$$

Os efeitos da tensão média podem ser representados em termos de diagramas de vida constante. Nesses diagramas, diferentes combinações de amplitude de tensão e tensão média definem regiões onde um componente poderia operar sem falhar por fadiga após experimentar um determinado número de ciclos de carregamento. Smith, Watson e Topper (1970) propuseram uma relação de vida constante para estimar o efeito da tensão média sob a resistência a fadiga. Essa é apresentada nas equações 3.4 e 3.5. A curva de vida constante apresentada nesse tópico podem ser visualizadas na figura 3.3.

Relação de Smith-Watson-Topper:

$$\sigma_{ar} = \sqrt{\sigma_{max}\sigma_a} \quad (3.4)$$

ou

$$\sigma_{ar} = \sigma_a \sqrt{\frac{2}{1 - \mathcal{R}}}. \quad (3.5)$$

Nestas equações σ_{ar} é a resistência a fadiga equivalente a do material testado com tensão média nula, ou seja, é a amplitude de tensão em um teste completamente reverso (ou alternado) que resultaria em uma vida idêntica a provocada por um outro teste em que o material fosse solicitado para uma tensão com componentes média e alternada.

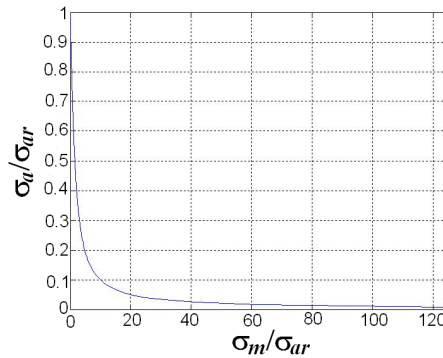


Figura 3.3: Curva de vida constante de Smith-Watson-Topper.

Neste momento é apropriado relatar que, testes de fadiga em laboratório para corpos submetidos à torção demonstraram que a tensão média de cisalhamento não afeta a resistência à fadiga (Sines, 1981).

3.2 Critérios de Fadiga Multiaxial

Na seção 4.1 discutiu-se o fenômeno de fadiga caracterizado por ciclos de carregamento uniaxial. Entretanto, vários, são os exemplos práticos onde os componentes mecânicos estão submetidos a ciclos de carregamento multiaxiais. Por exemplo, a fuselagem de uma aeronave está submetida a um tipo de carregamento multiaxial, causado pela pressurização e despressurização. Similarmente, os vasos de pressão e tubulações estão submetidos a um estado de tensão biaxial devido a pressões interna, outros exemplos de componentes solicitados multiaxialmente à fadiga são os eixos de transmissão de automóveis que estão sujeitos a torção e a flexão. Uma das grandes dificuldades encontradas no trabalho a fadiga está em se estender o conhecimento sobre fadiga uniaxial para a fadiga multiaxial. O limite de resistência à fadiga é definido como o nível de tensão cíclica abaixo do qual não há aparecimento de trincas macroscópicas após um grande número de ciclos de carregamento ($\geq 10^7$). O limite de resistência à fadiga é um conceito importante, pois leva a separação de duas regiões bem distintas, uma região segura e outra de falha. Apesar do limite de resistência encontrado na literatura provir de experimentos de carregamentos uniaxiais, pode-se extrapolar esse conceito para carregamentos multiaxiais. Como não existem muitos experimentos sob condições de carregamentos multiaxiais, existe a necessidade de se verificar a resistência de uma peça submetida a carregamento combinado a partir dos dados de carregamento uniaxial e é sobre essa idéia que surgem os critérios multiaxiais de fadiga.

Considerando um espaço de tensões apropriado, a região segura de carregamento ao qual a peça pode ser submetida, sem que haja falha por fadiga, é composta pela origem e toda região abaixo da linha limite de falha definida por um critério qualquer. Este critério deve ser independente da base na qual o tensor tensões é expresso, deve reproduzir o comportamento do material submetido a um carregamento uniaxial, e incorporar o efeito das tensões médias sobre a resistência a fadiga. Logicamente, os resultados obtidos pelo critério devem se aproximar dos valores experimentais.

Os primeiros critérios de fadiga multiaxial foram de natureza totalmente empírica e amparada pelos extensos trabalhos experimentais produzidos por Gough e Pollard (1935) e Nishihara e Kawamoto (1945). Sines (1955) identificou o efeito da presença de tensões médias sobre a amplitude limite das tensões cíclicas e a partir daí propôs um critério baseado nos invariantes do tensor tensão. Nesta abordagem uma amplitude de tensão equivalente é calculada e usada para prever a vida à fadiga a partir de curvas S-N convencionais. Crossland (1956) desenvolveu um modelo similar ao de Sines, mas que considera o valor máximo da pressão hidrostática, e não seu valor médio, como variável fundamental no processo de nucleação da trinca. Mais recentemente, Deperrois (1991), Bin Li et al. (2000) e Mamiya e Araújo (2002) apresentaram critérios também baseados nos invariantes do tensor tensão, mas cujos resultados são significativamente

melhores aos obtidos com os modelos de Sines e Crossland. As abordagens de plano crítico, por sua vez, consideram que as trincas de fadiga têm origem em determinados planos materiais, onde as combinações de tensões ou deformações cisalhantes e normais são particularmente severas. Portanto, estes critérios são capazes de prever não apenas a resistência à fadiga do material e o local de iniciação da trinca, mas também sua orientação. Modelos de plano crítico foram propostos por Brown e Miller (1973), McDiarmid (1974 e 1991) Matake (1977), Socie (1987), Fatemi e Socie (1988) e Susmel e Lazzarin (2002).

A energia dissipada por um material submetido a carregamentos cíclicos também tem sido considerada na tentativa de se quantificar o dano devido à fadiga (e.g. Halford, (1966), Garud, (1979), Ellyin et al., (1991)). Ellyin e Kujawski (1993), sugeriram que o trabalho realizado por ciclo e a pressão hidrostática eram as variáveis adequadas para se quantificar este dano. Abordagens híbridas combinando os métodos de energia e do plano crítico foram introduzidas por Liu (1993). Ele propôs que os modos de iniciação da trinca associados a círculos de Mohr poderiam ser usados para calcular a energia de deformação sobre o plano crítico. Glinka et al. (1995) e Varvani-Farahani (2000) também apresentaram critérios do tipo energia/plano crítico.

Uma abordagem em nível mesoscópico, foi introduzida por Dang Van (1973). Nesta abordagem, procura-se avaliar a magnitude das deformações plásticas acumuladas observadas em nível dos grãos cristalinos, embora o comportamento macroscópico do material seja elástico. Resultados apresentados por Papadopoulos et al.(1997) comparando um modelo semelhante ao de Dang Van(1973) com outros critérios de resistência a fadiga (Crossland, Sines, Matake, McDiarmid e Dietmann), atestam a superioridade desta nova abordagem.

Dentre os modelos de fadiga multiaxiais existentes usou-se neste trabalho os critérios proposto por Dang Van (1989) e por Susmel e Lazzarin (2002), Metodo da Curva de Wöhler Modificada, para prever a vida a fadiga por *fretting* para os dados experimentais de Nowell (1988) para o *Al4Cu* e de Araújo (2000) para *Ti6Al4V*.

3.2.1 Critério de Dang Van

Supondo-se que o estado de tensão macroscópica em determinado volume material pode ser considerada constante, esse volume material possui grãos em diferentes orientações. Dang Van (1973) assumiu que ocorre a falha por fadiga caso haja a iniciação de trinca, essa iniciação de trinca ocorre se o estado de tensão microscópica estiver em regime plástico em algum grão. Sendo assim, pode-se dizer que a condição para vida infinita corresponde à condição de adaptação elástica (figura 3.4).

O modelo assume que a iniciação de trinca é controlada por dois parâmetros: tensão cisalhante e pressão hidrostática, mesoscópicas. O modelo é dado pela inequação 3.6.

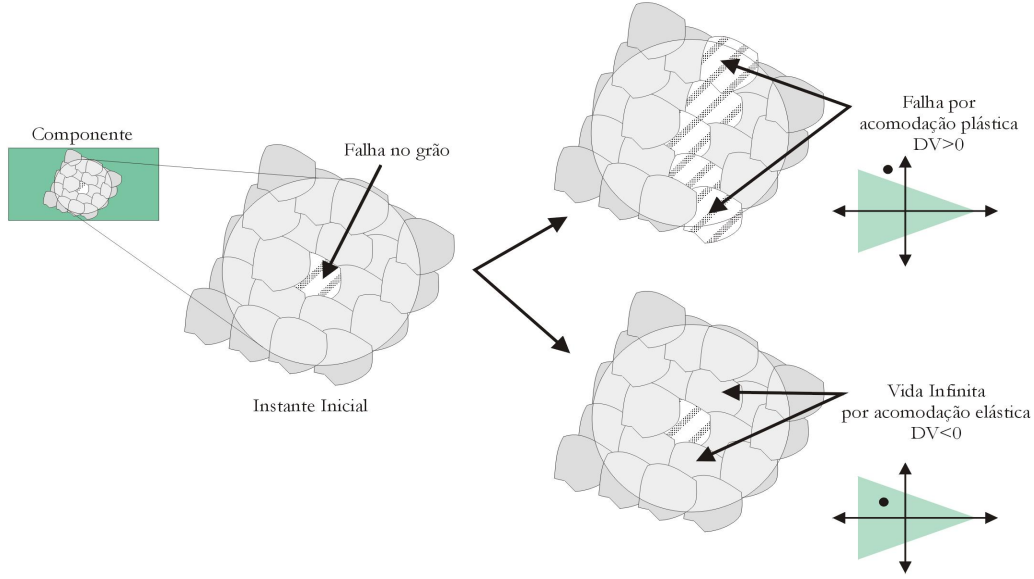


Figura 3.4: Esquema de falha para o Critério de Dang Van.

$$\boldsymbol{\tau}(t) + \kappa p(t) \leq \lambda. \quad (3.6)$$

A pressão hidrostática é dada por:

$$p = \frac{\text{traço}(\boldsymbol{\sigma})}{3}, \quad (3.7)$$

onde $\boldsymbol{\sigma}$ é um tensor de Cauchy.

A tensão cisalhante $\tau(t)$ é a tensão equivalente de Tresca τ_{eq} dada por:

$$f(\boldsymbol{\tau}) = \tau_{eq} = \frac{1}{2} \max_t (|s_1(t) - s_2(t)|, |s_1(t) - s_3(t)|, |s_2(t) - s_3(t)|), \quad (3.8)$$

onde: $s_i(t); i = 1, 2, 3$ são os autovalores do tensor tensão desviador \mathbf{s} .

$$\mathbf{s}(t) = \mathbf{S}(t) - \boldsymbol{\rho}. \quad (3.9)$$

Sendo que $\mathbf{s}(t)$ é obtido a partir do tensor macroscópico $\mathbf{S}(t)$:

$$\mathbf{S}(t) = \boldsymbol{\sigma}(t) + p(t)\mathbf{I}, \quad (3.10)$$

e do campo de tensão residual estabilizado $\boldsymbol{\rho}$ que é o centro da menor hipersfera que circunscreve a trajetória da tensão desviadora. Ou seja, a escolha do estado de tensão residual $\boldsymbol{\rho}$ é conseguida com o máximo valor de $J_2(\mathbf{s})$ que circunscreva a história de carregamento $\mathbf{S}(t)$ nas menores dimensões possíveis.

$$J_2 = \frac{1}{2} (s_{xx}^2 + s_{yy}^2 + s_{zz}^2) + s_{xy}^2 + s_{yz}^2 + s_{xz}^2. \quad (3.11)$$

A inequação 3.6 define duas zonas distintas o plano τ_{eq}, p . Caso a solicitação imposta ao componente provoque uma história de tensões neste plano situada abaixo da linha limítrofe, espera-se que o componente acomode elasticamente e, portanto, não haverá iniciação de trinca (Figura 3.5).

$$\tau(t) = -\kappa p(t) + \lambda. \quad (3.12)$$

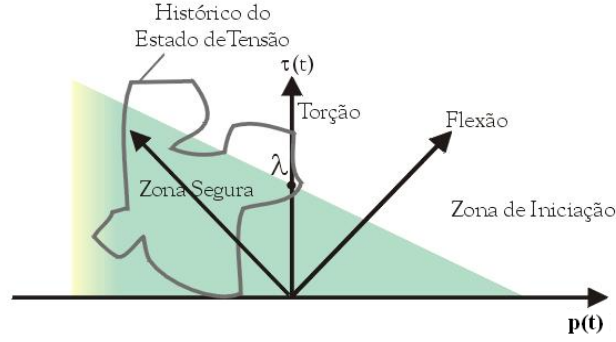


Figura 3.5: Representação do critério de Dang Van.

Para avaliar os parâmetros κ e λ pode-se considerar limites de fadiga para flexão alternada f_{-1} e para flexão repetida f_0 .

$$\kappa = \frac{3}{2} \left(\frac{f_{-1} - f_0}{f_{-1} - 2f_0} \right), \quad (3.13)$$

$$\lambda = \frac{f_{-1}}{2} \left(\frac{f_0}{2f_0 - f_{-1}} \right). \quad (3.14)$$

Para avaliar os modelos, foi convencionado um índice de erro que mede o quanto a situação limite de carregamento imposta nos testes está distante da condição de falha (limite de fadiga). Assim, para se avaliar as qualidades dos resultados conseguidos pelo o critério de Dang Van define-se o índice de erro de Dang Van DV :

$$DV = \left(\frac{\tau_{eq} + \kappa \cdot p_{max} - \lambda}{\lambda} \right). \quad (3.15)$$

Desta forma, quando $DV < 0$, o modelo indica que o componente não falha ou possui vida infinita; quando $DV = 0$, o estado de tensão indica uma condição equivalente ao limite de fadiga, isto é, o limite entre vida infinita e finita; e quando $DV > 0$ o modelo indica a falha do componente (iniciação de trinca), conforme explicitado abaixo:

$$DV \begin{cases} < 0 & \text{n\~{a}o falha (admite mais carregamento)} \\ = 0 & \text{limite} \\ > 0 & \text{falha} \end{cases} \quad (3.16)$$

3.2.2 Crit\u00e9rio de W\u00f6hler Modificado (MCWM)

De acordo com a abordagem do plano cr\u00edtico, em n\u00edvel de gr\u00e3o, o estado de tens\u00e3o c\u00edclico leva \u00e0 forma\u00e7\u00e3o de bandas de escorregamento persistente paralelas \u00e0 um certo plano material (ϕ, θ) . Ap\u00f3s um certo n\u00famero de c\u00edclos, devido aos efeitos de concentra\u00e7\u00e3o de tens\u00e3o causados pela presen\u00e7a de uma intrus\u00e3o, ocorre a inicia\u00e7\u00e3o de uma micro-trinca, causada predominantemente por tens\u00f5es cisalhantes.

Em se tratando de um estado multiaxial de tens\u00f5es, deve-se tomar duas hip\u00f3teses simplificadoras: (1) a de que as trincas ocorrem de modo transcristalino nas bandas de escorregamento persistentes e (2) que o material \u00e9 homog\u00eaneo e isotr\u00f3pico. Assim, torna-se poss\u00edvel afirmar que, de um ponto de vista estat\u00edstico, cada plano material (ϕ, θ) possui a mesma quantidade de gr\u00e3os, os quais possuem um plano estatisticamente mais fr\u00e1gil coincidente com o plano cr\u00edtico global (ϕ^*, θ^*) . Com isto, e devido ao regime macrosc\u00f3pico puramente el\u00e1stico, sugere-se que o processo de inicia\u00e7\u00e3o das trincas de fadiga \u00e9 governado pela maior amplitude da tens\u00e3o cisalhante τ_a que ocorre em um plano material para um estado de tens\u00e3o. Este plano \u00e9 denominado plano cr\u00edtico (ϕ^*, θ^*) .

Susmel e Lazzarin (2002) observam ainda que no plano cr\u00edtico (ϕ^*, θ^*) a tens\u00e3o normal $\sigma_{n,max}$ considera os efeitos de tens\u00f5es m\u00e9dias na resist\u00eancia \u00e0 fadiga e que a rela\u00e7\u00e3o $\frac{\sigma_{n,max}}{\tau_a}$ representa um rela\u00e7\u00e3o de depend\u00eancia com as diferen\u00e7as de fase entre as sollicita\u00e7\u00f5es. Desta forma, Susmel e Lazzarin prop\u00f5em em seu modelo que a falha ocorrer\u00e1 quando:

$$\tau_a(\phi^*, \theta^*) + m_1 \frac{\sigma_{n,max}}{\tau_a}(\phi^*, \theta^*) - \lambda = 0, \quad (3.17)$$

onde: λ e m_1 s\u00e3o rela\u00e7\u00f5es materiais. Para avaliar os par\u00e2metros m_1 e λ consideram-se os limites de fadiga para flex\u00e3o alternada f_{-1} e para flex\u00e3o repetida f_0 .

$$m_1 = \frac{f_{-1} - f_0}{2}, \quad (3.18)$$

$$\lambda = f_{-1} - \frac{f_0}{2}. \quad (3.19)$$

Os par\u00e2metros $\tau_a(\phi, \theta)$ e $\sigma_{n,max}(\phi, \theta)$ s\u00e3o calculados plano a plano. Desta forma, seja um plano material Δ qualquer descrito pelos \u00e2ngulos (ϕ, θ) , Fig 3.6.

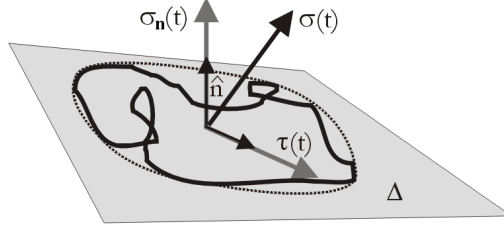


Figura 3.6: Plano material Δ .

O vetor normal unitário em coordenadas esféricas $\hat{\mathbf{n}}$ é dado por:

$$\hat{\mathbf{n}} = \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(\theta) \cos(\phi) \\ \sin(\theta) \sin(\phi) \\ \cos(\theta) \end{pmatrix}. \quad (3.20)$$

Assim o vetor tensão de Cauchy \mathbf{T} neste plano é:

$$\mathbf{T}(t, \phi, \theta) = \boldsymbol{\sigma}(t)\hat{\mathbf{n}}, \quad (3.21)$$

onde $\boldsymbol{\sigma}$ é o tensor tensão de Cauchy em um instante t . A tensão normal a este plano é obtida pelo produto interno de $\mathbf{T}(t)$ por $\hat{\mathbf{n}}$:

$$\sigma_n(t, \phi, \theta) = (\mathbf{T}(t, \phi, \theta), \hat{\mathbf{n}}). \quad (3.22)$$

Logo, a tensão cisalhante é:

$$\boldsymbol{\tau}(t, \theta, \phi) = \mathbf{T}(t, \theta, \phi) - \sigma_n \hat{\mathbf{n}}. \quad (3.23)$$

O parâmetro $\tau_a(\phi, \theta)$ na equação 3.17 é calculado pelo método da hipersfera (Dang Van, 1989), o qual consiste na definição da menor esfera que circunscreve a história da componente cisalhante do vetor tensão no plano Δ .

O Critério proposto por Susmel e Lazzarin (2002) considera que o plano mais solicitado é aquele em que $\tau_a(\phi, \theta)$ atinge seu valor máximo. Logo:

$$\tau_a(\phi^*, \theta^*) = \max_{\phi, \theta}(\tau_a(\phi, \theta)). \quad (3.24)$$

No plano crítico (ϕ^*, θ^*) , determina-se $\sigma_{n,max}(\phi^*, \theta^*)$ e a relação:

$$\rho = \frac{\sigma_{n,max}(\phi^*, \theta^*)}{\tau_a}. \quad (3.25)$$

Para avaliar os modelos, foi convencionado um índice de resistência em fadiga que mede o quanto a situação de carregamento imposta nos testes está distante da condição

de falha (limite de fadiga) que é calibrada pelos parâmetros m_1 e λ . Assim, para se avaliar as qualidades dos resultados estimados pelo o critério de Susmel e Lazzarin define-se o índice SU :

$$SU = \frac{\tau_a(\phi^*, \theta^*) + m_1 \frac{\sigma_{n,max}}{\tau_a(\phi^*, \theta^*)} - \lambda}{\lambda}. \quad (3.26)$$

Desta forma, para testes no limiar da falha uma estimativa que forneça $SU < 0$, o modelo indica vida infinita para o componente; se $SU = 0$, o estado de tensão indicaria uma condição equivalente ao limite de fadiga, isto é, o limite entre vida infinita e vida finita; e se $SU > 0$ o modelo indica falha do componente (iniciação de trinca), conforme explicitado abaixo:

$$SU = \begin{cases} < 0 & \text{não falha} \\ = 0 & \text{limite} \\ > 0 & \text{falha} \end{cases} \quad (3.27)$$

3.3 Mecânica da Fratura

Fratura devido a cargas cíclicas é conhecida como fadiga, e essa é reconhecidamente a maior causa de falha de componentes mecânicos. É conveniente dividir o fenômeno de fratura por fadiga em três etapas: (i) iniciação de trincas; (ii) propagação da trinca, onde se avaliaria a trinca até um tamanho crítico suportado pelo componente; e (iii) a ruptura ou falha catastrófica da estrutura. A mecânica da fratura é a ciência que estuda as etapas (ii) e (iii) deste fenômeno.

3.3.1 Tensão na Ponta da Trinca

Uma trinca em um sólido pode se propagar em diferentes modos, como ilustrado na figura 3.7. Os modos *I*, *II* e *III* são denominados de "modo de abertura", "modo de cisalhamento" e "modo de rasgamento", respectivamente.

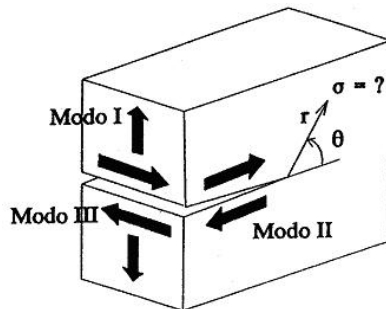


Figura 3.7: Modos de propagação de trinca.

Considere uma trinca de comprimento $2b$ em um plano infinito sujeita a uma tensão σ no modo I . Um elemento $dx dy$ do plano a uma distância r da ponta da trinca e a um ângulo θ em relação ao plano da trinca (Figura 3.8), experimenta tensões normais σ_{xx} e σ_{yy} e uma tensão cisalhante τ_{xy} . De acordo com a teoria da elasticidade pode se mostrar que estas tensões são dadas pelas relações:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \frac{\sigma\sqrt{\pi b}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}\right) + \dots, \\ \sigma_{yy} &= \frac{\sigma\sqrt{\pi b}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}\right) + \dots, \\ \tau_{xy} &= \frac{\sigma\sqrt{\pi b}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} + \dots.\end{aligned}\tag{3.28}$$

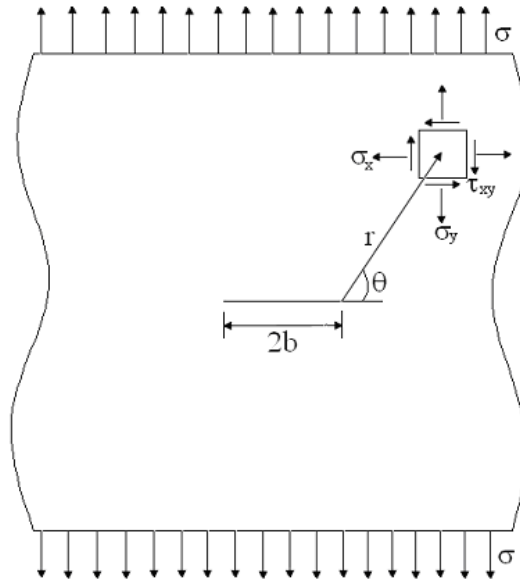


Figura 3.8: Trinca em um plano infinito sujeita a uma tensão normal.

As equações 3.28 são os primeiros termos de uma expansão de séries, somente válidas para $r \ll b$. Elas mostram que $\sigma \rightarrow \infty$ quando $r \rightarrow 0$ (ponta da trinca) e que as mesmas são produto da posição geométrica $(1/\sqrt{2\pi r})f(\theta)$ e um fator de correção $\sigma\sqrt{\pi b}$ que é chamado de fator intensidade de tensão do modo I , K_I . O fator intensidade de tensão determina a magnitude das tensões elásticas nas proximidades da ponta de trinca. K foi obtido considerando (i) apenas o 1º termo de uma expansão em série (para os termos subsequentes, a tensão é proporcional a potências de r) e (ii) uma análise linear e elástica. Portanto, a aplicabilidade de K está restrita a regiões próximas da ponta da trinca, onde $r \ll b$ e a condições de escoamento de pequena escala, ou seja, a região plastificada na frente da trinca deve ser muito menor que a região de dominância de K .

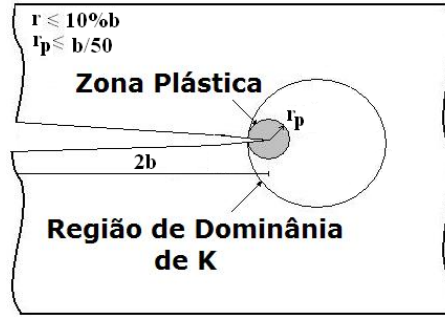


Figura 3.9: Zonas plástica e de dominância de K na ponta de uma trinca.

3.3.2 Propagação da Trinca

O fator intensidade de tensão (K) é uma medida da tensão e da deformação nas proximidades da ponta da trinca. Portanto, é também esperado que a taxa de propagação da trinca esteja relacionada, de alguma maneira, ao K .

$$\frac{db}{dN} = f(\Delta K), \quad (3.29)$$

onde db/dN é a taxa de crescimento, N é o número de ciclos de fadiga e ΔK é a faixa de variação do fator intensidade de tensão que ocorre na ponta da trinca. Se os resultados de um grande número de testes forem dispostos em um diagrama com escalas logarítmicas de db/dN contra ΔK obtém-se gráficos do tipo mostrado na figura 3.10. No ponto onde a curva toca o eixo ΔK obtemos um valor que é característico do material, o qual é denominado de fator de intensidade de tensão limiar, ΔK_{th} . Para valores de ΔK igual ou inferiores a ΔK_{th} a taxa de crescimento da trinca é considerada nula. No estágio 1 de crescimento, há um forte aumento de taxa de propagação da trinca com ΔK . O estágio 2, parte linear do gráfico, pode ser descrito pela Lei de Paris (Paris, 1961).

$$\frac{db}{dN} = B(\Delta K)^m, \quad (3.30)$$

onde B e m são constantes do material. Finalmente, no estágio 3 a zona plástica na ponta da trinca começa a dominar o seu comportamento e o componente falha.

3.3.3 Trincas Curtas

A caracterização do crescimento de trincas de fadiga sob as bases da Mecânica da Fratura Linear Elástica apóia-se em testes experimentais de fadiga em corpos de prova contendo trincas “longas” (tipicamente de dezenas de milímetros de comprimento). Há, entretanto, um grande número de componentes sob condições críticas de fadiga tal

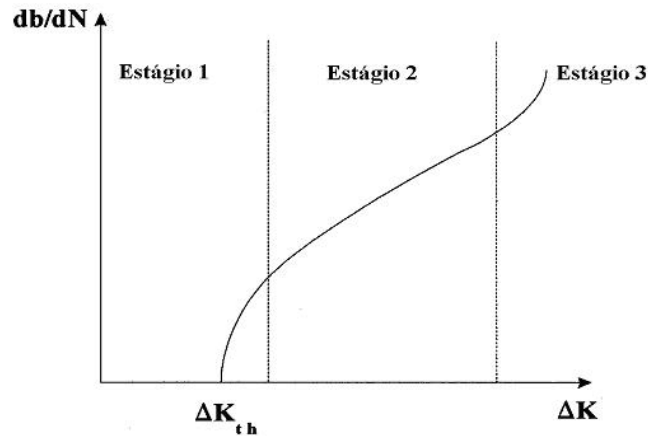


Figura 3.10: Taxa de crescimento em função de ΔK .

como pás e discos de turbinas cujo projeto requer um entendimento das características de propagação de trincas de dimensões significativamente pequenas.

A taxa de crescimento de trincas curtas pode ser significativamente maior que a correspondente taxa para trincas longas quando caracterizadas em termos do mesmo fator intensidade de tensão. Mas ainda, observa-se que pequenas trincas crescem a taxas consideráveis quando o ΔK nominal é menor que o fator intensidade de tensão limiar ΔK_{th} obtido para trincas longas.

A primeira observação relatada de crescimento acelerado de trincas curtas de fadiga é atribuída a Pearson (1975), que examinou os efeitos do tamanho da trinca nas taxa de propagação em uma liga de alumínio endurecida. Ele achou que trincas curtas superficiais, 0,006 até 0,5mm de profundidade, cresciam 100 vezes mais rápido que trincas mais longas, com dezenas de milímetros de tamanho, quando submetidas ao mesmo ΔK nominal. Esta investigação indicou também a possibilidade do avanço de trincas curtas submetidas a faixas de tensão nominal abaixo do limiar para trincas longas. Estudos posteriores (Lankford, 1982 e 1986, Miller et al., 1986, e Kitagawa e Tanaka, 1990) considerando diferentes materiais têm mostrado várias acelerações e desacelerações transitórias associadas com o crescimento subcrítico de trincas curtas de fadiga. Smith et al. (1996) estudou o comportamento de trincas curtas em uma super liga de níquel conhecida como *Waspaloy* a qual é usada para fabricação de pás de turbinas e compressores em motores de aeronaves. Acelerações e retardos na taxa de crescimento da trinca são observados com o crescimento do seu comprimento até que esta se torne uma trinca longa, cujo comportamento é caracterizado pela Mecânica da Fratura Linear Elástica. Tem-se relatado que o retardamento da trinca ocorre quando a sua ponta alcança algum tipo de barreira microestrutural, como por exemplo o contorno de grão. Na verdade, na interação da ponta da trinca com o contorno de grão pode ter as seguintes conseqüências:

- i) Um retardo na taxa de crescimento da trinca ocorre até que a zona plástica atinja

um tamanho considerável dentro do grão vizinho;

ii) O crescimento da trinca pode ser interrompido se as bandas de escorregamento na ponta da trinca forem bloqueadas pelo contorno de grão;

iii) Uma mudança na força motriz na ponta da trinca provocado pela deflexão da trinca associada com a reorientação cristalográfica da ponta da trinca a medida que ela atravessa o contorno de grão.

Transição entre Trincas Curtas e de Tamanho Limiar

Considerando dados para trincas curtas obtidos para uma larga variedade de materiais, Kitagawa e Takahashi(1976) demonstraram que existe um tamanho crítico ou intrínseco b_0 abaixo do qual ΔK_{th} decresce com o decrescimento do tamanho da trinca. Para $b < b_0$, observou-se (figura 3.11) que a condição limiar é caracterizada por uma faixa de tensão crítica ΔK_{th} , a qual se aproxima do limite de fadiga para corpos lisos σ_{fl} . Para $b > b_0$, também observou-se que ΔK_{th} é independente do tamanho da trinca. Este valor de ΔK será denominado, deste ponto em diante, de faixa de fator intensidade de tensão limiar para trincas longas ou ΔK_0 .

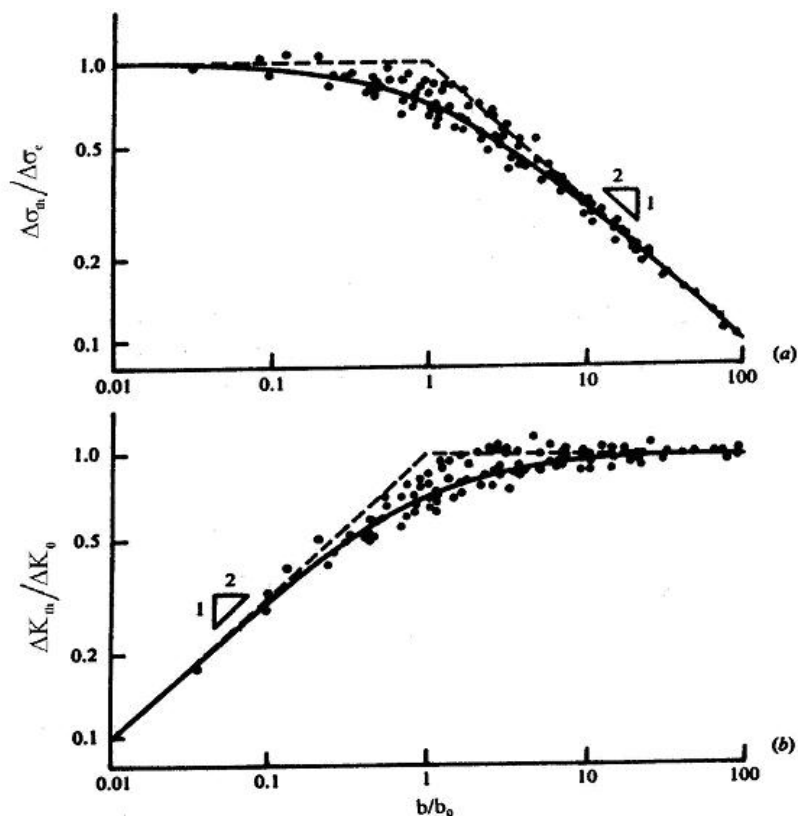


Figura 3.11: O efeito do tamanho da trinca na (a) tensão limiar e no (b) fator intensidade de tensão para uma larga variedade de ligas de engenharia (Dowling, 1993).

Dessa maneira El Haddad et al.(1979) propuseram a seguinte expressão para o fator intensidade de tensão de uma trinca de comprimento efetivo $(b + b_0)$.

$$\Delta K = \Delta\sigma\sqrt{\pi(b+b_0)}, \quad (3.31)$$

onde $\Delta\sigma$ é a faixa de tensão aplicada, e b_0 é o tamanho intrínseco da trinca, uma constante para um dado material. A equação 3.31 é uma simples formulação empírica, sem interpretação física, que prediz maiores valores de ΔK para trincas curtas. A tensão limiar para trincas curtas irá se aproximar do limite de fadiga do material $\Delta\sigma_{fl}$ obtido a partir de espécimes lisos. Note que, da equação 3.31 o fator intensidade de tensão limiar pode ser obtido como:

$$\Delta K_0 = \Delta\sigma_{fl}\sqrt{\pi b_0}. \quad (3.32)$$

Colocando-se b_0 em evidência temos,

$$b_0 = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\Delta K_0}{\Delta\sigma_{fl}} \right)^2, \quad (3.33)$$

em uma trinca de um tamanho efetivo $(b+b_0)$, a tensão limiar é obtida da equação 3.31 como:

$$\Delta\sigma_{th} = \frac{\Delta K_0}{\sqrt{\pi(b+b_0)}}. \quad (3.34)$$

Normalizando ambos os lados com relação aos limites de fadiga do material:

$$\frac{\Delta\sigma_{th}}{\Delta\sigma_{fl}} = \sqrt{\frac{b_0}{(b+b_0)}}. \quad (3.35)$$

Como mencionado, algumas observações experimentais tem revelado que para valores inferiores a b_0 o valor da faixa do fator intensidade de tensão limiar decresce com a diminuição do comprimento da trinca, portanto uma expressão que descreve esse comportamento visto em tal região pode ser desenvolvido com segue:

$$\Delta K_{th}(b) = \Delta\sigma_{th}\sqrt{\pi b}, \quad (3.36)$$

ou normalizando com relação a ΔK_0 (equação 3.32)

$$\frac{\Delta K_{th}(b)}{\Delta K_0} = \frac{\Delta\sigma_{th}}{\Delta\sigma_{fl}} \sqrt{\frac{b}{b_0}}. \quad (3.37)$$

Substituindo a equação 3.35 em 3.37 obtemos

$$\frac{\Delta K_{th}(b)}{\Delta K_0} = \sqrt{\frac{b}{(b + b_0)}}, \quad (3.38)$$

ou, considerando a observação anterior de Kitagawa e Takahashi (1976), a equação 3.37 pode ser escrita em uma forma simplificada dependente do tamanho de trinca, b , como:

(i) Para $b > b_0$

$$\frac{\Delta K_{th}}{\Delta K_0} = 1 \quad \text{e} \quad \frac{\sigma_{th}}{\sigma_{fl}} = \sqrt{\frac{b}{(b + b_0)}}; \quad (3.39)$$

(ii) Para $b < b_0$

$$\frac{\Delta \sigma_{th}}{\Delta \sigma_{fl}} = 1 \quad \text{e} \quad \frac{\Delta K_{th}}{\Delta K_0} = \sqrt{\frac{b}{b_0}}. \quad (3.40)$$

3.4 Método da Distância Crítica

A falha por fadiga em componentes de engenharia geralmente ocorre em regiões contendo irregularidades geométricas que causam: (1) concentração de tensão local, (2) um gradiente de tensão e (3) um estado triaxial de tensões. Sabe-se que o comportamento à fadiga de um entalhe ou outro concentrador de tensões não é definido apenas pela máxima tensão local, mas depende também de outros fatores determinados pela geometria do entalhe e pela distribuição local de tensão.

Dessa maneira, vários métodos têm sido propostos na tentativa de quantificar os efeitos da geometria do entalhe ou do gradiente de tensão na resistência à fadiga (Neuber, 1958 e Peterson, 1959). Esses métodos baseiam-se na idéia da "distância crítica" ou "zona de processo" e propõe que, para que a falha por fadiga ocorra, o nível de tensão deve ser alto o suficiente não somente no ponto de máxima tensão, mas também por uma distância em torno desse ponto. A maioria das teorias assume que um parâmetro importante é a média da tensão sobre um volume crítico, alternativamente tem-se considerado apenas a tensão em um único ponto a uma dada distância do ponto de tensão máxima (Método do Ponto) ou a tensão média sobre uma linha de tamanho determinado (Método da Linha).

Estudos recentes (Araújo *et al.*, 2004 e Vallelano *et al.*, 2003) mostram que a estimativa da vida à fadiga sob condições de *fretting* pode ser conduzida levando em consideração apenas a concentração de tensão provocada pelo contato mecânico e desprezando-se a pequena perda de material associada ao movimento relativo nas

zonas de escorregamento. Isso sugere que a condição limiar para a iniciação de trinca por *fretting* pode ser estimada usando metodologias similares às aquelas empregadas em componentes entalhados (Susmel e Taylor, 2003). De acordo com essa idéia, procurou-se usar os critérios de Dang Van e de Wöhler Modificado associados ao Método da Distância Crítica de Taylor.

Esta metodologia baseia-se na suposição que todos os processos físicos que levam a iniciação de trinca são confinados dentro de um volume de controle. O tamanho desse volume é assumido ser independente da concentração de tensão e da multiaxialidade do campo de tensão na zona de processo de fadiga. (Susmel e Taylor, 2003). Para definir o tamanho deste volume considere o diagrama de Kitagawa e Takahashi (1976) na figura 3.12. Esses pesquisadores (Kitagawa e Takahashi, 1976 e Tanaka, 1981) notaram que muitos materiais apresentam um limiar de trinca longa ΔK_{th} que é independente do comprimento da trinca. Ainda, para trincas curtas, observa-se que elas podem se propagar para valores de $\Delta K < \Delta K_{th}$ desde que a tensão seja alta o suficiente. Especificamente, isto acontece quando a faixa de tensão experimentada pela trinca for maior que o limite de fadiga para o material, $\Delta\sigma_{fl}$. O tamanho da trinca, b_0 , na transição entre os dois regimes pode ser encontrado pelo equacionamento das duas condições (isto é, ΔK_{th} e $\Delta\sigma_{fl}$) mostrado na equação 3.41, sendo este o valor da distância crítica previamente definido por El Haddad (1979).

$$b_0 = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\Delta K_0}{\Delta\sigma_{fl}} \right)^2, \quad (3.41)$$

onde ΔK_0 e $\Delta\sigma_{fl}$ são o valor limite do fator intensidade de tensão e o limite de fadiga do material, respectivamente.

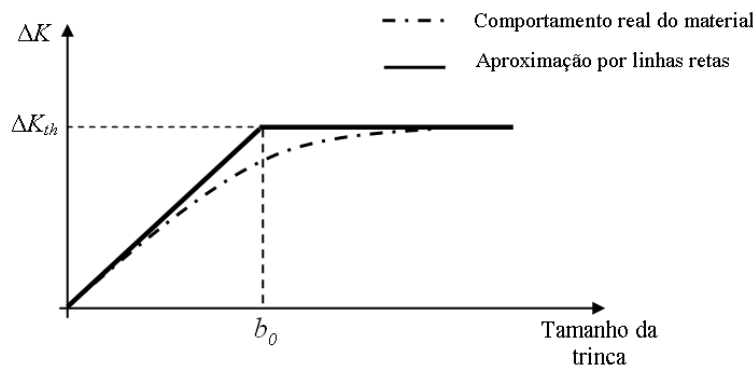


Figura 3.12: Esquema do diagrama de Kitagawa e Takahashi.

Na prática, é pouco provável que exista uma transição brusca entre o comportamento de trinca curta e longa, mas dados experimentais (Kitagawa e Takahashi, 1976 e Tanaka, 1981) mostram que a aproximação é razoavelmente aceitável e torna o problema mais simples de se analisar.

Para formalizar o Teoria da Distância Crítica em termos do método do ponto, considere um componente entalhado sujeito a um carregamento uniaxial remoto de fadiga (Figura 3.13a). O componente entalhado está na condição limite de fadiga se a faixa da tensão principal máxima a uma distância da ponta do entalhe igual a $b_0/2$ for igual ao limite de fadiga do material, $\Delta\sigma_{fl}$. Como mostrado pela figura 3.13b, de acordo com o método do ponto, o ponto, no qual a tensão de referência deve ser calculada exatamente, corresponde ao centro do volume de controle.

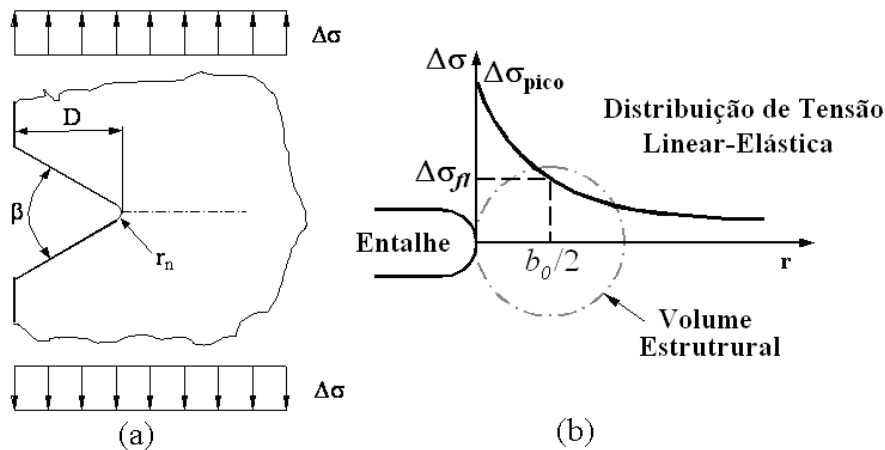


Figura 3.13: (a) Componente entalhado sujeito a um carregamento remoto de fadiga uniaxial; (b) Curva Tensão-Distância e Método do Ponto.

Para se aplicar o procedimento proposto neste trabalho, é inicialmente necessário determinar o raio do volume estrutural. Esta dimensão é sempre calculada usando-se propriedades de fadiga (isto é, ΔK_{th} e $\Delta\sigma_{fl}$) determinadas sob uma relação da carga, $\mathcal{R} = -1$. É importante recordar aqui que em juntas reais alguma plasticidade localizada pode ser provocada pelo fenômeno da concentração de tensão presente na interface do contato. Por esta razão, uma análise rigorosa para determinar o campo de tensão na vizinhança da região do contato deve considerar um modelo constitutivo apropriado, capaz de contabilizar a redistribuição da tensão. Infelizmente, estes tipos de análises são complexas e demoradas, de modo que, frequentemente, não são compatíveis com as necessidades industriais. Uma das características mais importantes da Teoria da Distância Crítica é que o fenômeno da concentração de tensão em fadiga pode ser avaliado apenas pela análise linear-elástica (Taylor, 1999), reduzindo o tempo e os custos do projeto. Conseqüentemente, e tirando vantagem desta peculiaridade da Teoria da Distância Crítica, o uso do método proposto é baseado em soluções lineares e elásticas. Quando o tensor tensão é definido inteiramente durante o ciclo da carga no centro do volume estrutural ($y = b_0/2$) pela simulação numérica, pode-se determinar as tensões que caracterizam os critérios multiaxiais.

3.4.1 Método da Distância Crítica Associados a Modelos de Fadiga Multiaxial

Os critérios de fadiga multiaxial prevêem que a vida ou a resistência de componentes mecânicos é uma função do estado de tensão (ou deformação) em um ponto mais severamente solicitado e não levam em consideração os efeitos de diferentes gradientes de tensão sobre a vida à fadiga. Na primeira metade do século XX, Moore (1945) mostrou que o limite de fadiga à flexão de corpos-de-prova cilíndricos aumentava com a redução do raio do cilindro (ou equivalentemente, com um aumento do gradiente de tensão). Em 1980, Brand e Sutterlin propuseram uma abordagem empírica para tentar incorporar o efeito do gradiente de tensão em modelos uniaxiais.

Flavenot e Skalli (1989) propuseram o conceito de *camada ou profundidade crítica*, como uma forma de incorporar quantitativamente os efeitos do gradiente de tensão ao critério multiaxial de Dang-Van (1989). Segundo este conceito, a média das tensões (ou deformações) produzidas sobre um volume ou camada de material deveria ser utilizada na tentativa de se prever a resistência à fadiga e não o estado de tensão em um único ponto. Tal camada crítica seria uma característica intrínseca do material. Araújo e Nowell (2002) usaram um conceito similar para o cálculo da vida à fadiga considerando os critérios de plano crítico de Smith-Watson-Topper e Fatemi-Socie.

Recentemente, Papadopoulos e Panoskaltis (1996) desenvolveram uma nova versão para o critério de Crossland que incorpora os efeitos do gradiente de tensão. Este modelo foi desenvolvido a partir de evidências experimentais que mostravam que apesar do limite de fadiga ser fortemente dependente do gradiente da tensão normal em testes de flexão, o mesmo permanecia insensível a variações no gradiente da tensão de cisalhamento em testes de torção. Outras formas de se incorporar o efeito do gradiente de tensão a critérios de fadiga multiaxial têm sido apresentadas no contexto dos critérios volumétricos (Qilafku, 2000). Nesta abordagem, considera-se que o campo de tensão produzido por um carregamento multiaxial pode ser decomposto em dois campos: um campo produzido por uma carga de cisalhamento puro, superposto a um campo de pressão hidrostática. Tensões efetivas para cada um destes campos de tensão podem então ser calculadas para o volume crítico e um critério de fadiga desenvolvido a partir destas tensões.

Basicamente, todos os métodos que consideram o gradiente de tensão têm como idéia base à “distância crítica” ou “zona de processo”. É proposto que para que a falha por fadiga ocorra, o nível de tensão deve ser alto o suficiente não somente no ponto de máxima tensão, mas também ao longo de uma distância em torno desse ponto. A maioria das teorias assume que um parâmetro importante é a média da tensão sobre um volume crítico, mas por conveniências de cálculo isto tem sido simplificado considerando apenas a tensão em um único ponto (a uma dada distância do ponto de

tensão máxima) ou a tensão média sobre uma linha de tamanho determinado. Tanaka (1983) e Taylor (1999) consideraram a hipótese de que estas mesmas distâncias podem ser apropriadas na análise de entalhes.

Sob condições de *fretting*, um componente está sujeito a tensões severas na superfície que podem decair rapidamente à medida que se afasta da região do contato. Possíveis trincas terão início nas regiões de alta tensão, mas crescerão na direção de baixas tensões. O conceito de *Camada ou Profundidade Crítica* baseia-se na idéia de que a média das tensões elásticas em um volume de material pode considerar efeito do gradiente de tensão a que este material está submetido. Este volume característico tem sido considerado por alguns autores (Flavenot e Skalli, 1989; Fouvry et. al., 1999) como alguma grandeza de tamanho microestrutural ou uma propriedade do material.

Estudos recentes (Araújo e Susmel, 2006) mostram que o problema em estimar a vida à fadiga sob condições de *fretting* pode ser direcionado levando em consideração a presença do fenômeno de concentração de tensão dependendo da geometria das superfícies de contato. Precisamente, o comportamento da trinca no material sob condições de fadiga por *fretting* pode ser assumido como similar ao que ocorre num componente com entalhe sob fadiga “convencional”: iniciação e propagação inicial da trinca depende da distribuição de todo campo de tensão danificando a zona de processo de fadiga.

A aplicação da metodologia proposta para um componente sob as condições de *fretting* mostra claramente a analogia entre o problema de entalhe e o problema de *fretting*. A metodologia utilizada neste trabalho baseia-se idéia que o dano por fadiga de alto ciclo em metais depende não apenas do campo de tensão, mas de seu gradiente. Esses independem das causas em que são originados: o modelo de Dang Van e de Wöhler modificado consideram a multiaxialidade do campo de tensão e o Método da Distância crítica considera o efeito do gradiente de tensão. Vale a pena notar que, no geral, as aproximações analíticas, geralmente, não são adequadas para determinar o estado de tensão no centro do volume estrutural para os componentes mecânicos reais. Por esta razão, para problemas práticos prefere-se determinar tais estados de tensão por método de elementos finitos.

Capítulo 4

Modelagem Numérica

Como mencionado anteriormente, a configuração adotada neste trabalho para o estudo do campo de tensões em um problema de fadiga sob condições de *fretting* foi a do contato entre cilindros. Para a simulação numérica deste problema é necessário definir as características geométricas e as condições de contorno do problema. Neste sentido, decidiu-se adotar os testes de fadiga por *fretting* produzidos por Nowell (1988) para a liga *Al4Cu* e por Araújo (2000) para a liga *Ti6Al4V* visando definir estes parâmetros.

A seguir, serão apresentados o detalhamento destes testes e a definição do modelo numérico. Uma análise de convergência da malha também é conduzida neste capítulo.

4.1 Condições Experimentais

Os testes de *fretting* considerados (Nowell, 1988, e Araújo, 2000) foram realizados usando duas sapatas cilíndricas, que foram carregadas contra um corpo de prova plano.

O ensaios conduzidos por Nowell para a liga *Al4Cu* (HE15-TF) foram realizados em uma máquina servo hidráulica de ensaio de fadiga com um atuador. Um diagrama do aparato de *fretting* é mostrado na figura 4.1. O corpo de prova é fixado entre as garras hidráulicas fixa e móvel. As sapatas cilíndricas em um suporte são pressionadas contra o corpo de prova por uma carga normal estática gerada por uma mola. Enquanto o corpo de prova se estende, de acordo com sua deformação, sob a ação de uma carga remota oscilatória, o ponto de contato é deslocado e as vigas flexíveis aplicam uma força tangencial ao corpo de prova através das sapatas. Um esquema da configuração de contato de Nowell é mostrado na figura 4.2(a), onde R é o raio da sapata cilíndrica, P é a carga normal por unidade de comprimento, σ_B é a tensão remota de fadiga e Q denota a carga tangencial por unidade de comprimento induzida pela mola. Os carregamentos são aplicados como descrito na figura 4.2(b), isto é, P é uma carga estática e Q e σ_B são funções senoidais do tempo e terão a mesma frequência e fase. A tensão induzida pela carga remota de fadiga pode ser apresentada na forma $\sigma_B = \sigma_B^{max} \text{sen}(\omega t)$, onde

σ_B^{max} é a amplitude, ω é a frequência de aplicação e t é o tempo. A carga tangencial é dada na forma $Q = Q_{max}sen(\omega t)$, onde Q_{max} é a amplitude.

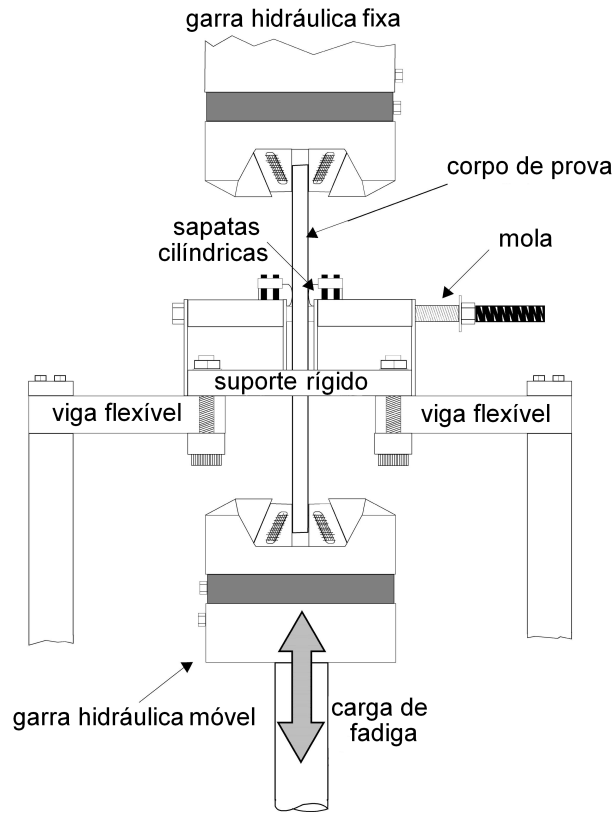


Figura 4.1: Aparato de ensaio para fadiga por *fretting* considerado por Nowell.

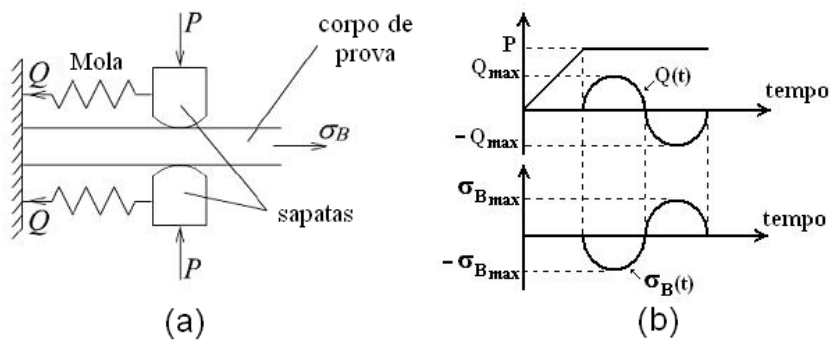


Figura 4.2: Esquema da configuração experimental de Nowell e carregamentos aplicados.

Para conduzir os testes feito por Araújo (2000) para a liga de *Ti6Al4V*, utiliza-se um dispositivo de *fretting* com dois atuadores. Um esquema da configuração do aparato é apresentado na figura 4.3. O corpo de prova é fixado entre as garras fixa (A) e móvel (B). A garra móvel B é montada a uma célula de carga e a um atuador hidráulico capaz de aplicar cargas de até 250kN. Este atuador é usado para aplicar a carga oscilatória

da fadiga ao corpo de prova. As duas sapatas cilíndricas são pressionadas contra o corpo de prova por um cilindro hidráulico C.

Para manter esta carga normal constante durante o teste, um acumulador é conectado à linha hidráulica. Note que esta carga pode ser medida usando a pressão no óleo hidráulico. A carga tangencial é aplicada usando um segundo atuador D, que é montado em um suporte E. Este suporte carrega as sapatas cilíndricas. A célula de carga conectada ao atuador D mede esta força.

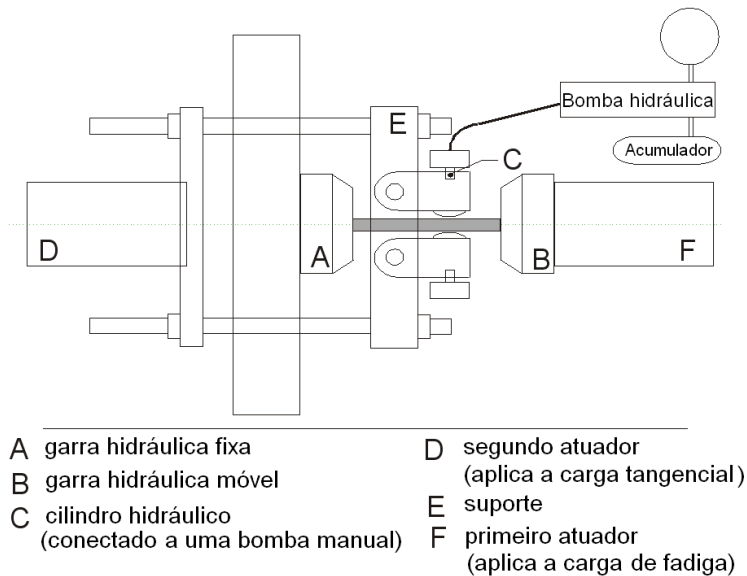


Figura 4.3: Diagrama esquemático do dispositivo de fadiga por *fretting*.

Um esquema da configuração de contato de Araújo é mostrado na figura 4.4(a), onde R é o raio da sapata cilíndrica, P é a carga normal por unidade de comprimento, σ_B é a tensão remota de fadiga e Q a carga tangencial por unidade de comprimento. Os carregamentos são aplicados como descrito na figura 4.4(b), isto é, P é uma carga estática, $Q = Q_{max} \sin(\omega t)$ e a tensão induzida pela carga remota de fadiga pode ser apresentada na forma $\sigma_B = \sigma_B^m + \sigma_B^{max} \sin(\omega t)$, onde σ_B^m é a tensão média.

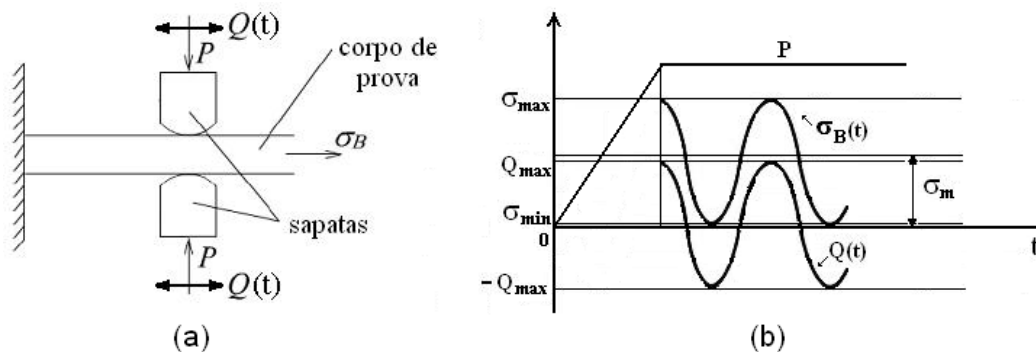


Figura 4.4: Esquema da configuração experimental para fadiga por *fretting* de Araújo e os carregamentos aplicados.

Nestes testes, definiram-se os seguintes parâmetros determinantes de um problema de *fretting* (O'Connor et al., 1986): p_0 , σ_B^{max} , Q_{max}/P e f como mostra a tabela 4.1. Esses foram mantidos constantes enquanto o raio da sapata varia. Aqui os subscritos *max* e *min* denotam máximo e mínimo valor ao longo do tempo. A importância de variar R mantendo p_0 constante é produzir dados onde todos os corpos de prova são submetidos à mesma tensão superficial embora experimentem decaimentos de tensão diferentes ao longo da profundidade. Os experimentos de fadiga por *fretting* foram todos conduzidos em regime de deslizamento parcial.

Tabela 4.1: Série experimental do trabalho de Nowell (1988) e Araújo (2000).

Material	p_0 (MPa)	σ_B^{max} (MPa)	Q_{max}/P	f
<i>Al4Cu</i>	143	92,7	0,24	0,75
<i>Ti6Al4V</i>	650	280	0,16	0,55

Para as séries aqui estudadas, conduziu-se sete diferentes testes para o *Al4Cu* e cinco para o *Ti6Al4V*, onde modificou-se, de um para o outro, a medida do raio da sapata cilíndrica. Nas tabelas 4.2 e 4.3, são apresentados o tamanho do contato e a vida relacionado a cada um dos raios testados, para as ligas *Al4Cu* e *Ti6Al4V* respectivamente.

Tabela 4.2: Tamanhos de contato e vida para cada raio de sapata de *Al4Cu*.

Raio da sapata R (mm)	a (mm)	Vida (10^6 ciclos)
12,5	0,09	10
25	0,18	10
50	0,36	10
75	0,54	10
100	0,72	5,06
125	0,90	1,22
150	1,08	1,28

Tabela 4.3: Tamanhos de contato e vida para cada raio de sapata de *Ti6Al4V*.

Raio da sapata R (mm)	a (mm)	Vida (10^5 ciclos)
12,5	0,25	>14
37,5	0,76	5,21
50	1,01	3,74
60	1,22	1,96
70	1,42	1,73

Existe um valor crítico para o tamanho do contato que, abaixo do qual, os corpos de prova apresentam vida infinita nas condições do ensaio. As faixas de tamanhos críticos para estes testes são $a_{crit} = 0,54 - 0,72mm$ para o *Al4Cu* e $a_{crit} = 0,25 - 0,76mm$ para o *Ti6Al4V*.

O esquema da geometria e as dimensões relevantes do corpo de prova utilizado são mostradas na figura 4.5.

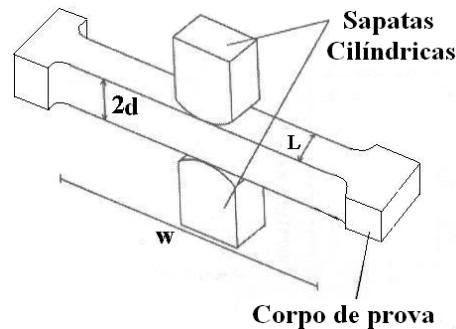


Figura 4.5: Esquema da geometria e as dimensões relevantes do corpo de prova.

As dimensões L , d e w apresentadas na figura 4.5 são diferentes para cada liga. Para os testes da liga *Al4Cu* tem-se $L = 14mm$, $d = 6,25mm$ e $w = 160mm$ e para os da liga *Ti6Al4V* tem-se $L = 10mm$, $d = 5,5mm$ e $w = 34mm$.

O material das sapatas cilíndricas e do corpo de prova ensaiados é o mesmo. As propriedades mecânicas e de fadiga da liga *Al4Cu* são: o módulo de Young $E = 74GPa$, o limite de escoamento $\sigma_y = 465MPa$, o limite de resistência $\sigma_u = 500MPa$, o coeficiente de resistência a fadiga $\sigma'_f = 1015MPa$, o limite de fadiga sob flexão alternada $f_{-1} = 124MPa$ e o coeficiente de Poisson $\mu = 0,32$. Essa liga de alumínio possui o valor de sua distância crítica b_0 tabelado de valor igual a $0.1mm$ (Susmel et al., 2004). As propriedades mecânicas e de fadiga da liga *Ti6Al4V* são: o módulo de Young $E = 115GPa$, o limite de escoamento $\sigma_y = 974MPa$, o coeficiente de resistência

a fadiga $\sigma'_f = 650MPa$, o limite de fadiga sob flexão alternada $f_{-1} = 325MPa$, o limite de fadiga sob flexão repetida $f_0 = 298MPa$ e o coeficiente de Poisson $\mu = 0,32$. Essa liga possui o valor de sua distância crítica b_0 igual a $15.3\mu m$.

4.2 Modelo para o Problema

A geometria adotada nos experimentos é Hertziana, mas para os carregamentos aplicados nos testes não há solução analítica disponível do campo de tensão elástico. Portanto, o código de elementos finito *ef++*, desenvolvido pelo Grupo de Pesquisa de Mecânica dos Materiais da Universidade de Brasília, foi utilizado para a simulação dos testes. Como interface gráfica esse código usa a plataforma GiD (Ribó, 2000) que conduz o pré e o pós-processamento. Um elemento de contato foi recentemente implementado (Bernardo, 2003) no código de elementos finitos, o qual permite o cálculo do campo de tensão sob condições de *fretting*.

A configuração experimental está esquematizada na figura 4.4, mas pela simetria da configuração utilizada, pode-se adotar um modelo bidimensional simplificado, facilitando a análise por elementos finitos. Esse modelo adotado é apresentado esquematicamente na figura 4.6 e mostra todas as condições de contorno que envolvem o problema na configuração experimental.

É importante ressaltar que o sistema de coordenadas xy , que será adotado em todo este trabalho, é definido na figura 4.6.

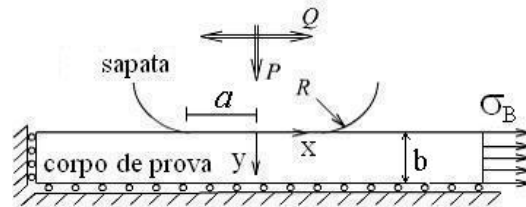


Figura 4.6: Modelo simplificado da configuração experimental.

Os parâmetros utilizados para definir um ensaio estão dispostos na tabela 5.1. Entretanto, os carregamentos P e Q , variáveis do modelo definido, devem ser determinados para cada caso. A aplicação e variação dos carregamentos $P(t)$, $Q(t)$ e $\sigma_B(t)$ e a geometria utilizada no modelo são definidas como descrito anteriormente na seção 5.1.

4.3 Modelo em Elementos Finitos

Na configuração experimental e no modelo de elementos finitos, tem que se montar uma configuração de tal forma que evite o rolamento da superfície cilíndrica da sapata sobre a superfície plana do corpo de prova. Portanto, o modelo em elementos finitos

é feito em três domínios (Bernardo, 2004): S_1 , que representa o corpo de prova, tem suas dimensões e condições de contorno definidas nas figuras 4.5 e 4.6 e é onde a tensão remota é aplicada na linha L_1 ; S_2 , que representa a sapata cilíndrica, na qual é aplicada a carga normal P (distribuída nos pontos P_1, P_2, P_3) e a carga tangencial $Q(t)$ (no ponto P_5); e S_3 , que é adicionado para se evitar o rolamento da sapata cilíndrica sobre o corpo de prova. Além disso, considerando o sistema coordenado da figura 4.6, no ponto P_4 aplica-se apenas uma restrição na direção y , permitindo-o deslocar-se livremente na direção x .

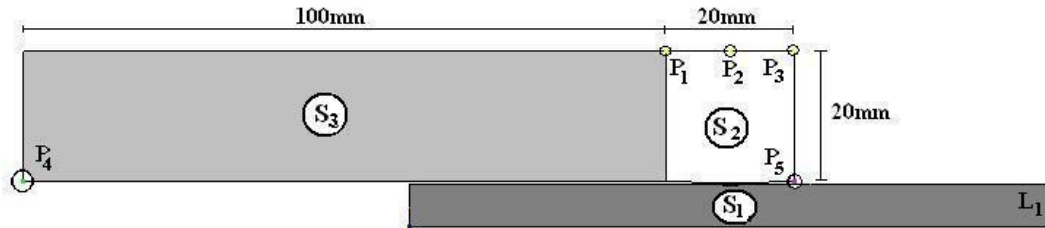


Figura 4.7: Esquema do modelo de elementos finitos.

4.4 Malha de Elementos Finitos

O elemento finito escolhido para a discretização da sapata e do corpo de prova foi o elemento triangular de três nós de elasticidade linear baseado no campo de deslocamento (Kardestuncer e Norrie, 1987). Além disso, adotou-se, para esse modelamento bidimensional, a hipótese de estado plano de deformação.

Para a malha de elementos de contato, utilizou-se o elemento de barra de dois nós pelo qual as condições de contato unilateral (Belytschko, Kam e Moran, 2000) foram recentemente implementadas e validadas no código de elementos finitos *ef++* (Bernardo, 2003).

A malha construída para o corpo de prova e para a sapata cilíndrica, pode ser visualizada na figura 4.8. A malha na região de contato pode ser visualizada, com maior detalhamento, na figura 4.9.

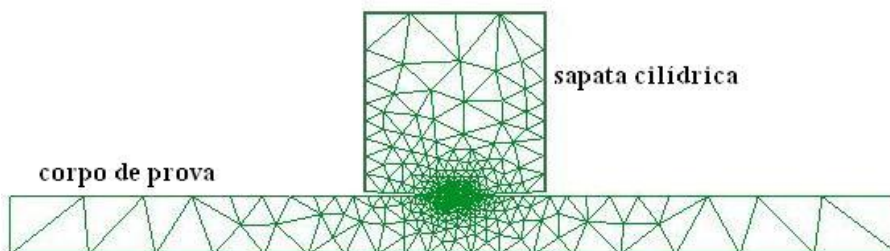


Figura 4.8: Malha de elementos finitos da sapata e do corpo de prova.

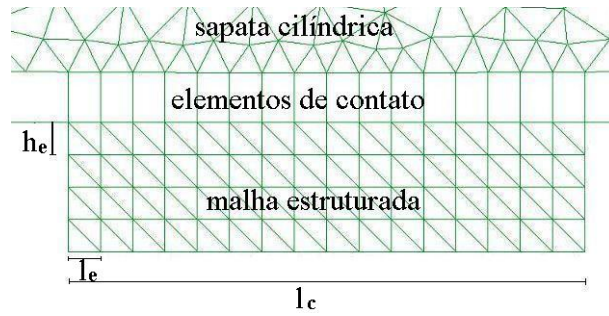


Figura 4.9: Detalhe da malha na região de contato.

Na região do corpo de prova próxima a superfície passível de entrar em contato, utiliza-se uma malha estruturada de elementos triangulares. Os parâmetros de controle da malha estruturada na região do contato foram: o comprimento da área da malha de contato, l_c ; o comprimento do elemento, l_e ; e a altura do elemento, h_e . Este recurso é adotado para maior controle de refinamento.

Para a discretização da região de contato em elementos finitos adotou-se como condição a razão $l_c/2a = 1.05$, visto que a razão deve ser maior que a unidade para cobrir toda a extensão da superfície de contato, $2a$, já conhecida.

Para conduzir uma análise de convergência da malha adotou-se uma malha estruturada inicial com baixo refinamento, mantendo-se a relação $l_e/h_e = 1$, que é a situação mais estável para o elemento triangular. A esta malha deu-se o nome de malha 1. A partir dessa situação, adotou-se a seguinte metodologia para o refinamento da malha: reduziu-se o tamanho do elemento estruturado em 50%, ou seja, reduziu-se l_e e h_e pela metade, mantendo a razão $l_e/h_e = 1$. Este processo, foi conduzido duas vezes, dando origem as malhas 2 e 3. A tabela 4.4 mostra os valores normalizados de l_e e h_e para estas malhas.

Tabela 4.4: Malha obtidas pelo processo de refinamento.

Malha	l_e/a ($\times 10^{-2}$)	h_e/a ($\times 10^{-2}$)
1	13,16	13,16
2	6,58	6,58
3	3,29	3,29
4	6,58	1,17
5	5,26	1,17

A figura 4.10 mostra a distribuição da pressão e da tensão cisalhante superficial para as malhas 1, 2 e 3, e suas soluções analíticas. As malhas 1 e 2 apresentaram resultados ainda distantes da solução analítica. Apesar da malha 2 ter apresentado

maior aproximação. A malha 3 apresentou uma melhor descrição das tensões superficiais, mas não conseguiu descrever os pontos onde as tensões são máximas (o pico da distribuição da tensão), que é um ponto de solicitação importante. Seguindo esta metodologia, um próximo refinamento da malha produziria uma grande quantidade de elementos de contato, tornando o processo custoso em relação ao tempo e a capacidade do programa gerando resultados instáveis.

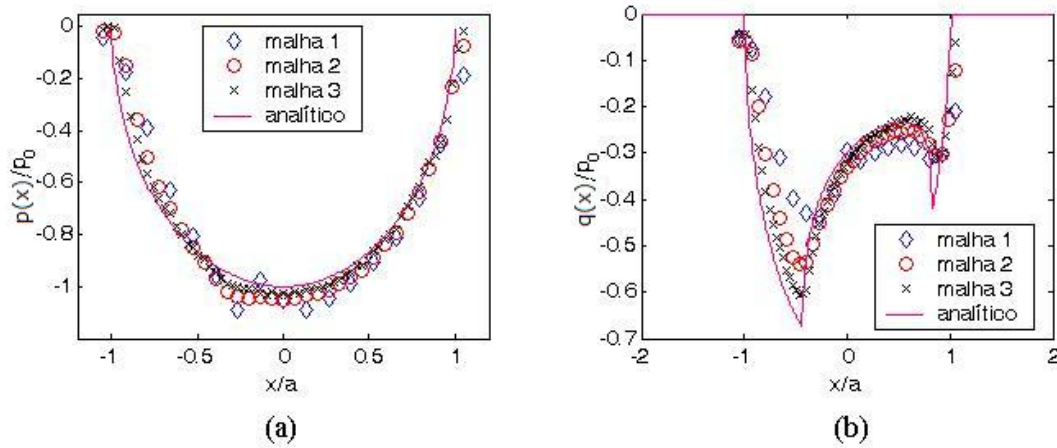


Figura 4.10: Distribuição das tensões superficiais geradas pelas cargas de contato: (a) normal e (b) tangencial, para as malhas 1, 2 e 3.

Então decidiu-se manter l_e constante enquanto reduziu-se h_e . Este método foi aplicado à malha 3 e os resultados foram instáveis. Então, foi feito este refinamento para a malha 2. A figura 4.11 mostra os resultados da pressão e da tensão cisalhante superficial para as malhas 2 e 4, que foi obtida reduzindo-se h_e na malha 2 (ver Tabela 4.4). Pode-se notar uma clara melhora nos resultados de $q(x)$. Entretanto, ainda não conseguiu-se capturar a localização do ponto de máximo valor de $q(x)$.

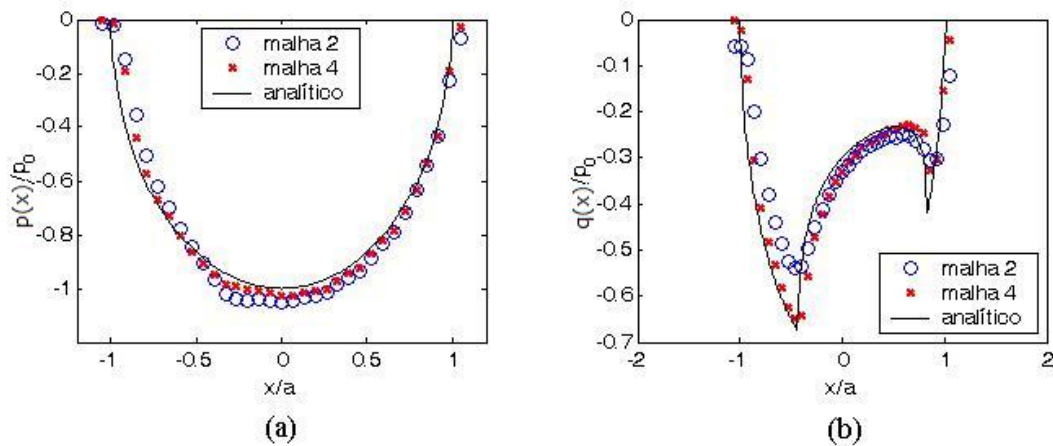


Figura 4.11: Distribuição das tensões superficiais geradas pelas cargas de contato: (a) normal e (b) tangencial, para as malhas 2 e 4.

Assim, para uma melhor descrição da localização do ponto de pico da tensão, simulou-se uma malha com um refinamento de l_e enquanto h_e foi mantido, tendo, assim, uma malha com $l_e = 60\mu m$ e $h_e = 13,3\mu m$, denominada malha 5 (Tabela 4.4). A figura 4.12 mostra a distribuição da pressão e da tensão cisalhante superficial para malhas 4 e 5 comparando-as com à analítica.

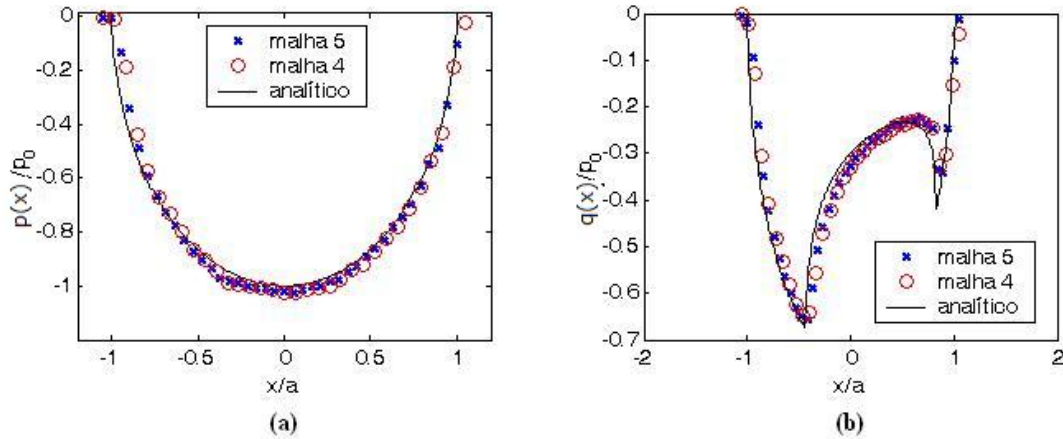


Figura 4.12: Distribuição das tensões superficiais geradas pelas cargas de contato: (a) normal e (b) tangencial, para as malhas 4 e 5.

A figura 4.13 mostra, para as cinco malhas apresentadas, os gráfico de convergência do tamanho da zona de adesão. Pela figura, observa-se que a malha 3 apresenta os resultados de $(c + e)/a$ e $(c - e)/a$ mais próximos aos analíticos. Portanto, pode-se perceber que para se conseguir uma boa aproximação da localização da zona de adesão, o refinamento da malha é mais sensível à variação de l_e . A malha 5, que apresentou melhor descrição das tensões geradas pelas cargas de contato, também apresentou um resultado da localização da zona de adesão próximo em comparação com as outras malhas.

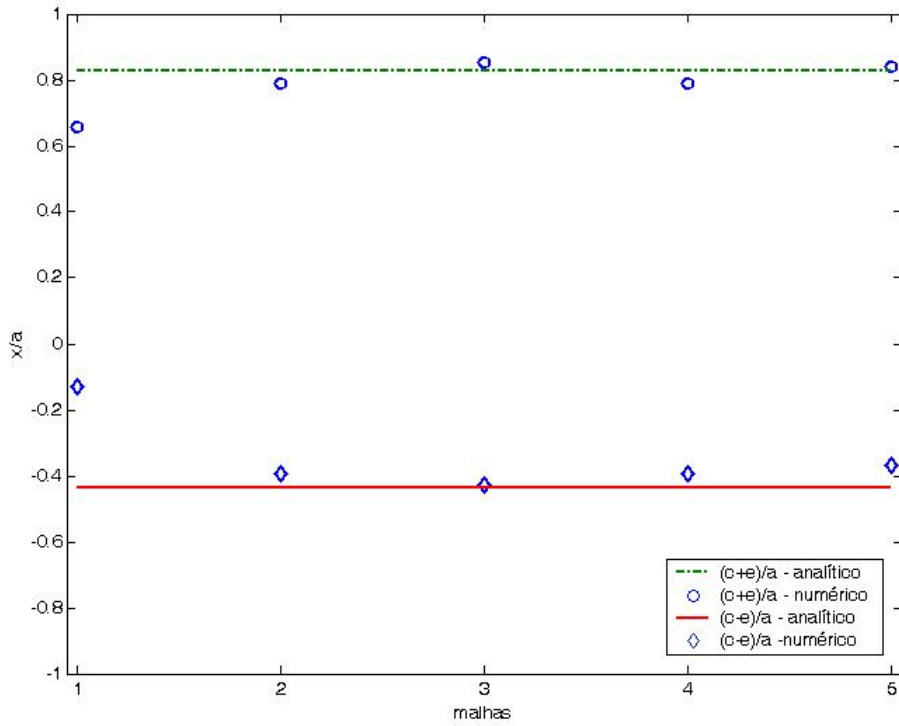


Figura 4.13: Convergência do tamanho da zona de adesão para malhas simuladas.

As figuras 4.10 a 4.12 mostram a melhora da descrição das tensões à medida que se refina a malha, tanto com o refinamento de l_e como o de h_e . A malha 5 produziu os melhores resultados para capturar as tensões de *fretting*, sendo adotada neste trabalho para a calibração numérica e para gerar o campo de tensão dos dados experimentais que não possuem solução analítica.

Capítulo 5

Resultados

Este capítulo se encontra dividido em duas seções referentes a duas etapas distintas deste trabalho. Primeiramente, será apresentado o mapeamento do campo de tensão da configuração adotada para o problema com solução analítica e para os dados experimentais sem solução analítica. Posteriormente, será abordado a estimativa do limite de fadiga usando a metodologia proposta e comparando estes resultados com os dados experimentais considerados. As duas etapas apresentam resultados para as ligas $Al4Cu$ e $Ti6Al4V$.

5.1 Mapeamento do Campo de Tensão para o Contato Elástico entre Cilindros

A aplicação de metodologias para estimar a resistência a fadiga por *fretting* de componentes mecânicos é geralmente baseada na determinação do campo de tensão cíclico na região do contato. Assim, é de grande importância mapear esse campo de tensão. Neste sentido, para a configuração adotada apresenta-se primeiramente o campo de tensões ao longo da superfície de contato. Logo após, apresenta-se a variação das tensões ao longo da profundidade para o ponto de maior solitação (*hot spot*).

Deve-se lembrar que a configuração em análise é a mesma que foi utilizada nos testes de Nowell e Araújo, a qual foi descrita em detalhes no capítulo 5.

A partir do conhecimento do comportamento das tensões para esta configuração com solução fechada, modelou-se este mesmo problema no programa de elementos finitos *ef++* para avaliar a qualidade dos resultados obtidos e para obter maior confiança no processo da modelagem numérica do contato. Finalizando, apresentam-se as distribuições de tensão para os resultados experimentais de Nowell e Araújo que não possuem solução analítica.

5.1.1 Distribuição das Tensões ao Longo da Superfície de Contato

Nesta seção, os resultados começam pela apresentação do campo de tensões superficiais gerado pelas cargas de contato que possui uma solução fechada e compara-o ao campo de tensões numérico obtido pelo programa *ef++*. Em seguida, apresenta-se o comportamento das tensões para os dados experimentais de Nowell e Araújo adotados.

Distribuição de Tensões na Superfície do Contato via Elementos Finitos para o Problema com Solução Analítica

As distribuições das componentes de tensões $p(x)$, $q(x)$ e σ_{xx} ao longo da superfície de contato são apresentadas na figura 5.1. Resultados analíticos e numéricos são traçados um sobre o outro, possibilitando uma clara avaliação da qualidade dos resultados obtidos com o programa *ef++*. É importante lembrar que a malha 5 foi definida para conduzir o estudo após uma análise de convergência apresentada na seção 5.4.

Na figura 5.1 são apresentadas as distribuições de tensões superficiais, $p(x)$ (Figura 5.1(a)) e $q(x)$ em $Q = Q_{max}$ com $\sigma_B/p_0 = 0,5904$ (Figura 5.1(b)), normalizadas em relação a p_0 . A componente de tensão σ_{xx}/p_0 é apresentada para quatro instantes da carga Q . Na figura 5.1(c), essa variação é descrita para $Q = Q_{max}$, enquanto a figura 5.1(d) corresponde a valores de $Q = -Q_{max}$. Já as figuras 5.1(e)-(f) descrevem a variação para o instante que $Q = 0$, no descarregamento e no recarregamento, respectivamente.

A distribuição das tensões via método dos elementos finitos obtida pela malha 5, se apresenta por pontos ('x') e é comparada na figura 5.1 com a distribuição analítica. Os resultados obtidos por elementos finitos conseguem descrever de maneira aproximada as distribuições, mostrando que a ferramenta é apta para fazer análises para a configuração de contato entre cilindro e semi-plano infinito.

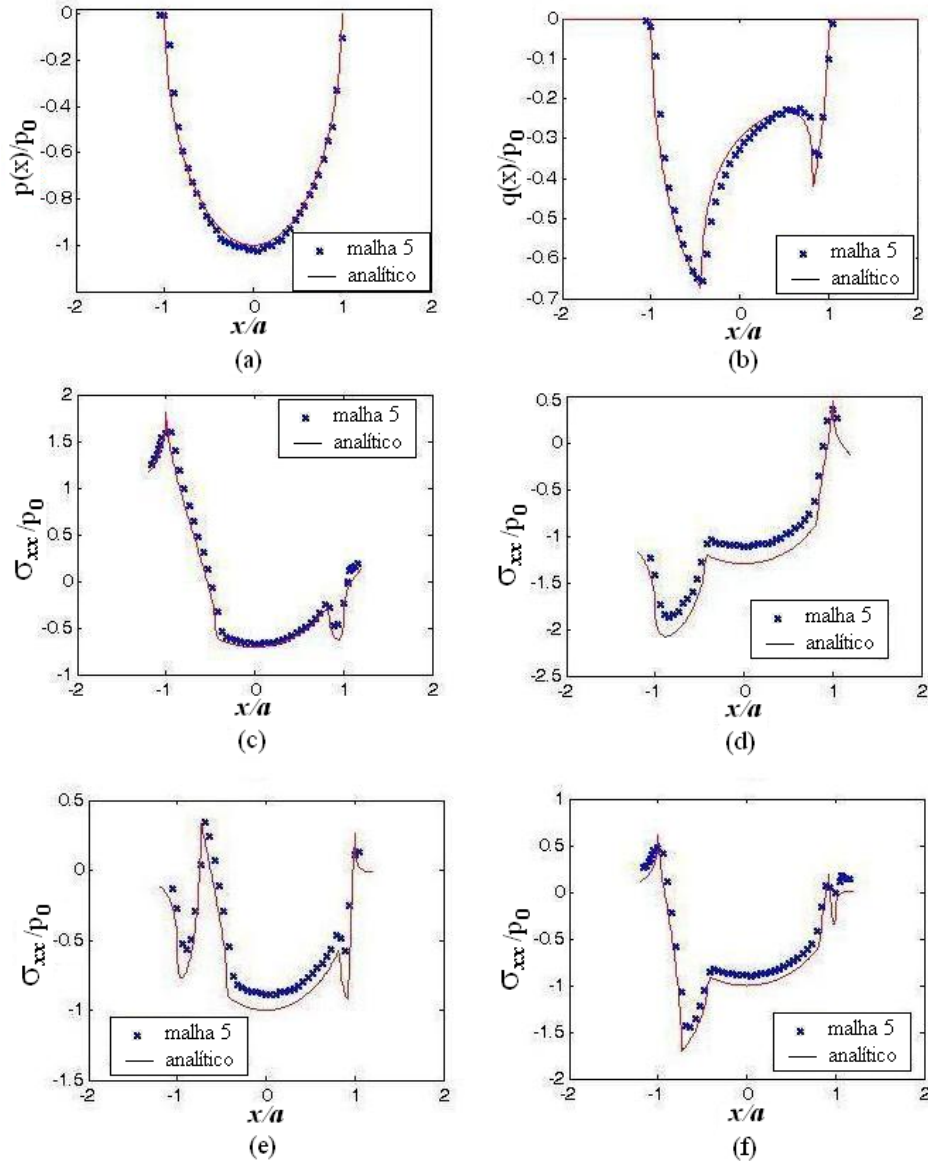


Figura 5.1: Distribuição das componentes de tensão ao longo do contato em diferentes instantes de variação da carga tangencial Q : (a) $p(x)/p_0$ em $Q = Q_{max}$, (b) $q(x)/p_0$ em $Q = Q_{max}$ e σ_{xx}/p_0 em (c) $Q = Q_{max}$, (d) $Q = -Q_{max}$, (e) $Q = 0$, no descarregamento, (f) $Q = 0$, no recarregamento.

Distribuição de Tensões na Superfície de Contato para os Dados Experimentais de Nowell

As distribuições numéricas das componentes de tensões $p(x)$, $q(x)$ e σ_{xx} ao longo da superfície de contato são apresentadas na figura 5.2.

Na figura 5.2 são apresentadas as distribuições de tensões superficiais, $p(x)$ (Figura 5.2(a)) e $q(x)$ (Figura 5.2(b)) em $Q = Q_{max}$ com $\sigma_B/p_0 = 0,648$. A componente de tensão σ_{xx} foi calculada em quatro instantes diferentes da carga Q (Figura 5.2(c)-(f)). Na figura 5.2(c), essa variação é descrita para $Q = Q_{max}$, enquanto a figura 5.2(d)

corresponde a valores de $Q = -Q_{max}$. Já as figuras 5.2(e)-(f) descrevem a variação para o instante $Q = 0$, no descarregamento e no recarregamento, respectivamente.

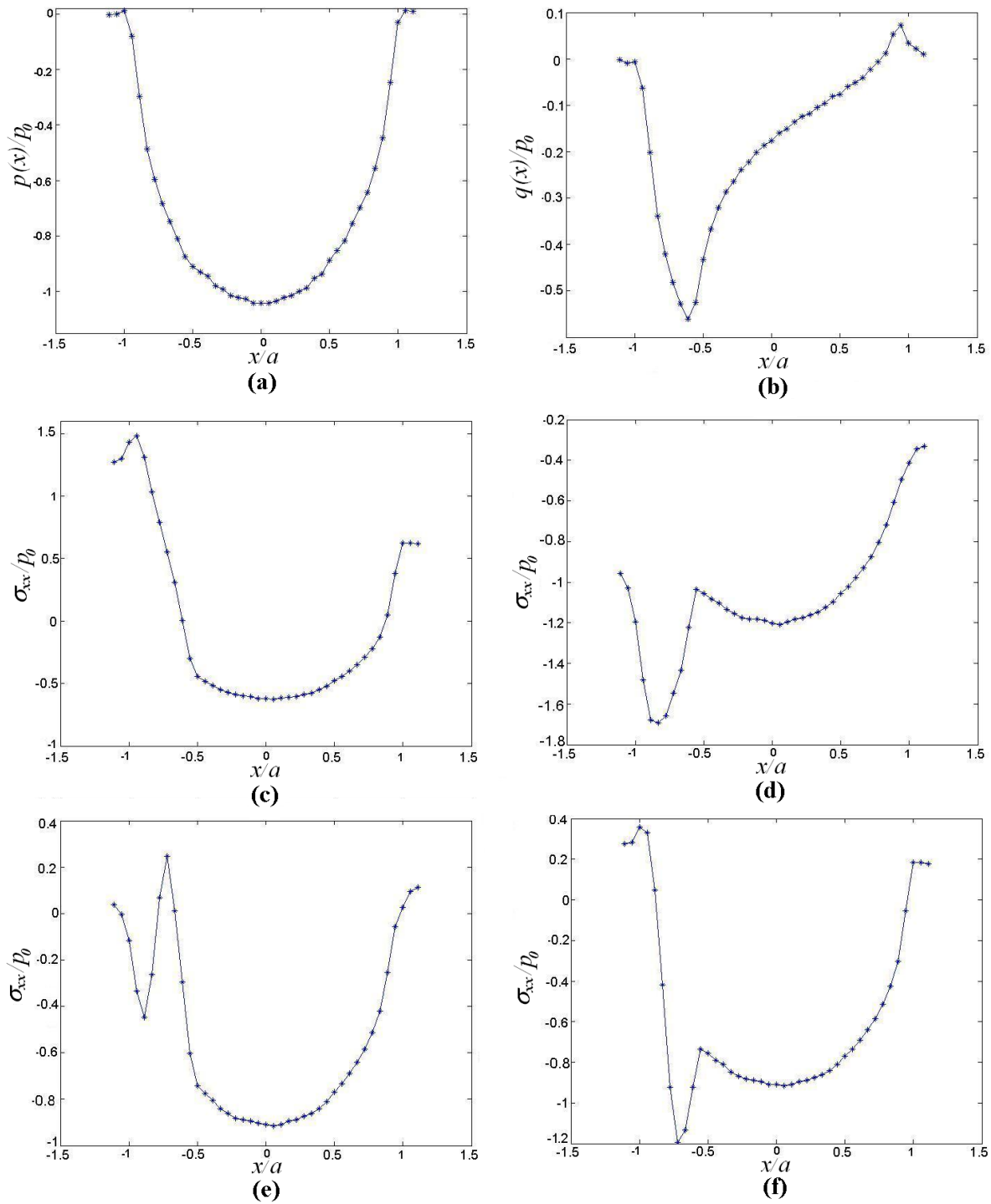


Figura 5.2: Distribuição das componentes de tensão ao longo do contato em diferentes instantes de variação da carga tangencial Q : (a) $p(x)/p_0$ em $Q = Q_{max}$, (b) $q(x)/fp_0$ em $Q = Q_{max}$ e σ_{xx}/p_0 em (c) $Q = Q_{max}$, (d) $Q = -Q_{max}$, (e) $Q = 0$, no descarregamento, (f) $Q = 0$, no recarregamento.

Para essa situação obtém-se uma parábola com o máximo da distribuição da pressão no centro do contato e zerando nas extremidades do contato (Figura 5.2(a)). A carga cisalhante mostra o escorregamento reverso (Figura 5.2(b)). Mostra-se, claramente, pelos gráficos que a componente de tensão xx atinge o valor máximo da tensão na extremidade crítica do contato ($x/a = -1$), no instante em que $Q = Q_{max}$ (Figura 5.2(c)).

Para valores não modestos da carga remota, como nos dados experimentais de Nowell, constata-se pelos resultados obtidos o escorregamento reverso na distribuição das tensões ao longo da superfície de contato para a configuração de contato entre cilindro e semi-plano infinito. Isso acontece quando se viola a condição de deslocamento da zona de adesão, onde $e + c < a$ e $e' + c' < a$. Para carregamentos maiores que o limite dessa condição verifica-se este escorregamento.

Distribuição de Tensões na Superfície de Contato para os Dados Experimentais de Araújo

A figura 5.3 mostra a variação das componentes de tensão normalizadas $p(x)$, $q(x)$ e σ_{xx} ao longo do contato para $y/a = 0$, $Q = Q_{max}$ e $\sigma_B = \sigma_B^{max}$. Destas distribuições numéricas pode-se ver que (i) a pressão é Hertziana e atinge seu valor máximo no centro da área de contato (Figura 5.3a), (ii) ocorre escorregamento reverso (Figura 5.3b) e (iii) o ponto de máxima sollicitação da componente de tensão xx é na extremidade anterior do contato em $x/a = -1$, onde tem sido relatado a nucleação de trincas por *fretting* (Nowell, 1988).

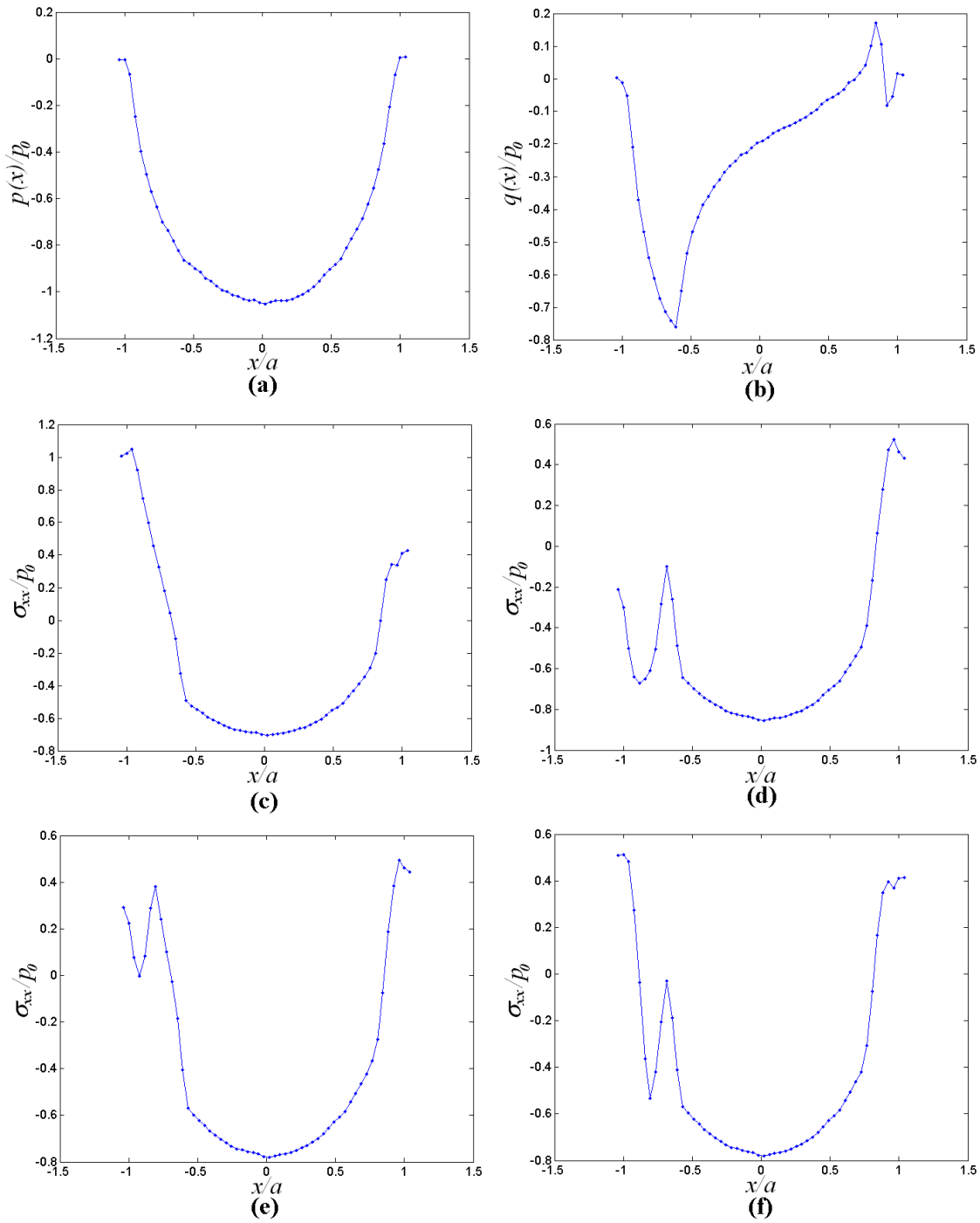


Figura 5.3: Distribuição das componentes de tensão ao longo do contato em diferentes instantes de variação da carga tangencial Q : (a) $p(x)/p_0$ em $Q = Q_{max}$, (b) $q(x)/fp_0$ em $Q = Q_{max}$ e σ_{xx}/p_0 em (c) $Q = Q_{max}$, (d) $Q = -Q_{max}$, (e) $Q = 0$, no descarregamento, (f) $Q = 0$, no recarregamento.

5.1.2 Gradiente de Tensão do Ponto Crítico do Contato

Trincas causadas por *fretting* mostram a nucleação no ponto crítico do contato para testes feitos sobre a mesma configuração analisada neste trabalho (Araújo, 2000). Além disso, um grande número de pesquisadores têm apontado que na fadiga por *fretting*, o gradiente de tensão tem um papel importante nos estágios de iniciação e propagação precoces das trincas (Araújo, 2000). Neste sentido, a variação das componentes de tensão em relação a profundidade neste ponto é apresentada nesta seção. Essa variação é mostrada, primeiramente, para a solução fechada a fim de calibrar a ferramenta numérica e, logo após, para os dados experimentais sem solução fechada adotados.

Gradiente de Tensão via Elementos Finitos para o Problema com Solução Analítica

A variação das componentes de tensão σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} e τ_{xy} em relação a profundidade no ponto de maior sollicitação (Q_{max} , σ_B^{max} e $x/a = -1$) é apresentada para a solução via método dos elementos finitos junto a solução analítica para melhor visualização da qualidade das soluções geradas pelo programa *ef++* na figura 5.4. Novamente, a solução por elementos finitos obtida pela malha 5 se apresenta por pontos ('x') e é comparada à solução analítica em linha cheia.

As figuras 5.4 (a) e (d) mostram a variação das tensões ao longo da profundidade podendo-se observar assim o gradiente de tensão para as componentes σ_{xx} e τ_{xy} na direção y , respectivamente. O gradiente para estas duas tensões apresentam resultados via método de elementos finitos que conseguem descrever a variação das tensões de maneira aproximada em relação à solução analítica. Já o gradiente da tensão σ_{yy} (Figura 5.4(b)) apresenta uma discordância em comparação ao resultado analítico. Entretanto, ainda consegue mostrar que a tensão σ_{yy} no ponto $(x/a, y/a) = (-1, 0)$ é nula. Esse resultado pode ser um problema gerado devido ao tipo de elemento, visto que, em novas pesquisa, o elemento quadrático se mostra mais apropriado para a simulação de problemas de contato. Por se tratar de um problema de estado plano de deformação, a tensão σ_{zz} , também se afasta um pouco da solução analítica como mostra a figura 5.4(c).

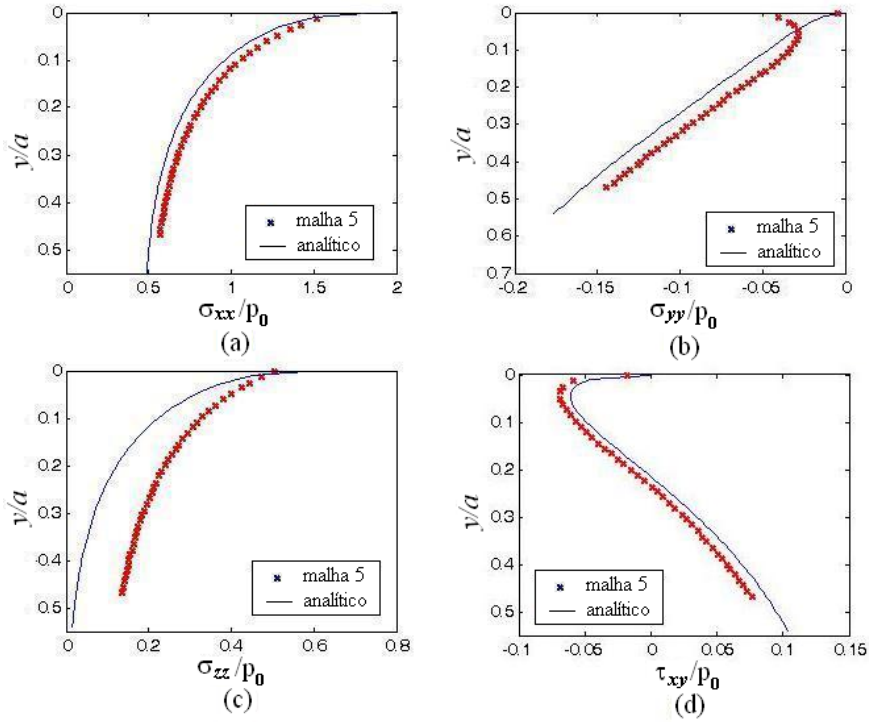


Figura 5.4: Variação das tensões ao longo da profundidade verificando-se o gradiente de tensão analítico e via método dos elementos finitos para $Q_{max}/fp_0 = 0.6$, $\sigma_B/p_0 = 0.5904$ e $x/a = -1$: (a) σ_{xx}/p_0 X y/a , (b) σ_{yy}/p_0 X y/a , (c) σ_{zz}/p_0 X y/a , (d) τ_{xy}/p_0 X y/a .

Gradiente de Tensão para os Dados Experimentais de Nowell

A figura 5.5 mostra a variação das componentes σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} e τ_{xy} na direção y para Q_{max}/fp_0 , σ_B^{max}/p_0 e $x/a = -1$, que é a situação de máxima sollicitação, para a solução via método dos elementos finitos dos dados experimentos de Nowell.

O gradiente de tensão para a série experimental considerada apresenta resultados similares ao gradiente obtido via método de elementos finitos para os dados com solução analítico, anteriormente apresentado. O gradiente da tensão σ_{yy} apresenta a mesma discordância. Entretanto, ainda consegue-se mostrar que a tensão σ_{yy} no ponto $(x/a, y/a) = (-1, 0)$ é nula. Esse resultado pode ser um problema gerado devido ao tipo de elemento, como já mencionado.

Nota-se que σ_{xx} é máxima na superfície do contato mas cai rapidamente com a profundidade e se mantém sempre positiva. A componente σ_{yy} é nula na superfície e compressiva dentro do corpo de prova. A tensão τ_{xy} também é nula na superfície, mas muda, de maneira abrupta, de valores negativos para positivos, para uma pequena distância da superfície. Como este é um problema de estado plano de deformação, a variação da componente zz com a profundidade depende do comportamento das outras duas componentes de tensão. As tensões mostram que na superfície de contato o estado

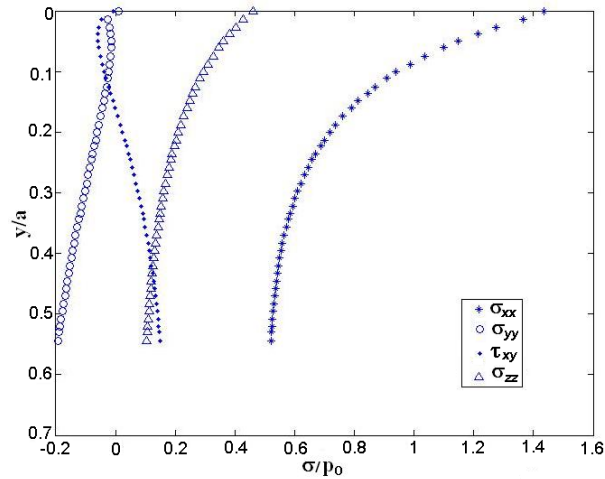


Figura 5.5: Variação das diferentes componentes de tensão ao longo da profundidade para o ponto $x/a = -1$ e para a configuração experimental de Nowell.

de tensão é uniaxial e se torna multiaxial no interior do corpo de prova.

Gradiente de Tensão para os Dados Experimentais de Araújo

Uma característica interessante desta configuração é que, no ponto de ($x/a = -1$, $y/a = 0$), σ_{xx} é a componente de tensão mais significativa, sendo a componente zz originada devido ao estado plano de deformação assumido. Isto pode ser claramente observado na figura 5.6, a qual mostra também a variação de todas as componentes de tensão ao longo da profundidade em $x/a = -1$ e no instante onde o carregamento tangencial e a tensão remota de fadiga são máximos. Pode ser observado neste gráfico que as tensões decaem à medida que se distancia de superfície de contato e que seu estado de tensão é multiaxial.

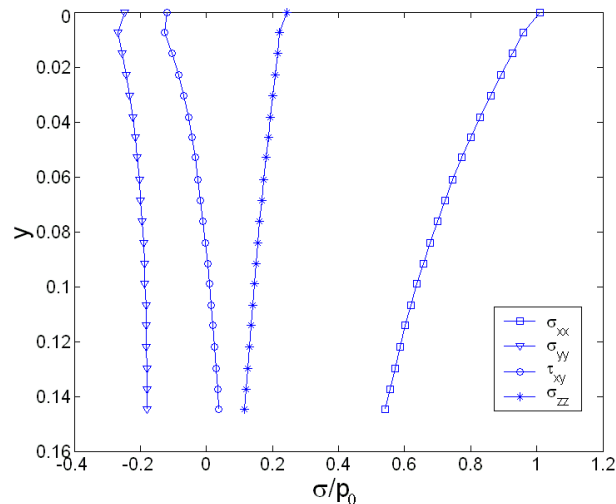


Figura 5.6: Variação das diferentes componentes de tensão ao longo da profundidade para o ponto $x/a = -1$ e para a configuração experimental de Araújo.

5.2 Avaliação da Resistência à Fadiga

Para estimar-se o limite de fadiga dos dados experimentais considerados neste trabalho aplica-se o modelo de Dang Van (1989) e o de MCWM associado ao Método da Distância Crítica do Ponto de Taylor (1999). O primeiro passo para o uso desta metodologia consiste na determinação do parâmetro b_0 para o material estudado. Susmel et al. (2004) relatam $b_0 = 0.1mm$ para a liga $Al4Cu$. Para a liga $Ti6Al4V$ foi calculado $b_0 = 15,3\mu m$. Nesta profundidade e na extremidade anterior do contato ($x = -a$) extraiu-se o tensor tensão em doze instantes de tempo ao longo do ciclo de carregamento. Deve-se ressaltar que a extremidade anterior do contato é definida pela posição x do último nó que apresentava pressão. As tabelas 5.1 e 5.2 apresentam os tamanhos de contato teórico e numérico para os testes considerados.

A aplicação dos critérios multiaxiais requer, além do tensor tensão no tempo, a determinação de dois parâmetros materiais. O limite de fadiga para flexão alternada para a liga $Al4Cu$ f_{-1} é 124MPa (Nowell, 1988), mas este é o único parâmetro encontrado na literatura para esta liga. Assim, foi necessário estimar o limite de fadiga para flexão repetida f_0 . Segundo Dowling (2004), a relação de Smith-Watson-Topper (1970) é a que gera melhores resultados para prever o efeito da tensão média de tração sobre o limite de fadiga para carregamentos alternados em ligas de alumínio. Assim, usando a relação de SWT (equação 3.4) estimou-se o limite de fadiga para flexão repetida como sendo $f_0 = 87,7MPa$. Para a liga $Ti6Al4V$ os limites de fadiga para flexão alternada é $f_{-1} = 325MPa$ e para flexão repetida é $f_0 = 298MPa$.

Uma vez definidos os parâmetros materiais avaliou-se a resistência à fadiga por *fretting* considerando o índice de erro de Dang Van (DV) e de Susmel (SU). Onde para $DV > 0$ e $SU > 0$ o critério prevê falha do componente e para $DV < 0$ e $SU < 0$ o componente tem vida infinita.

O procedimento esquemático para a obtenção dos resultados desta segunda etapa pode ser representado pela figura 5.7.

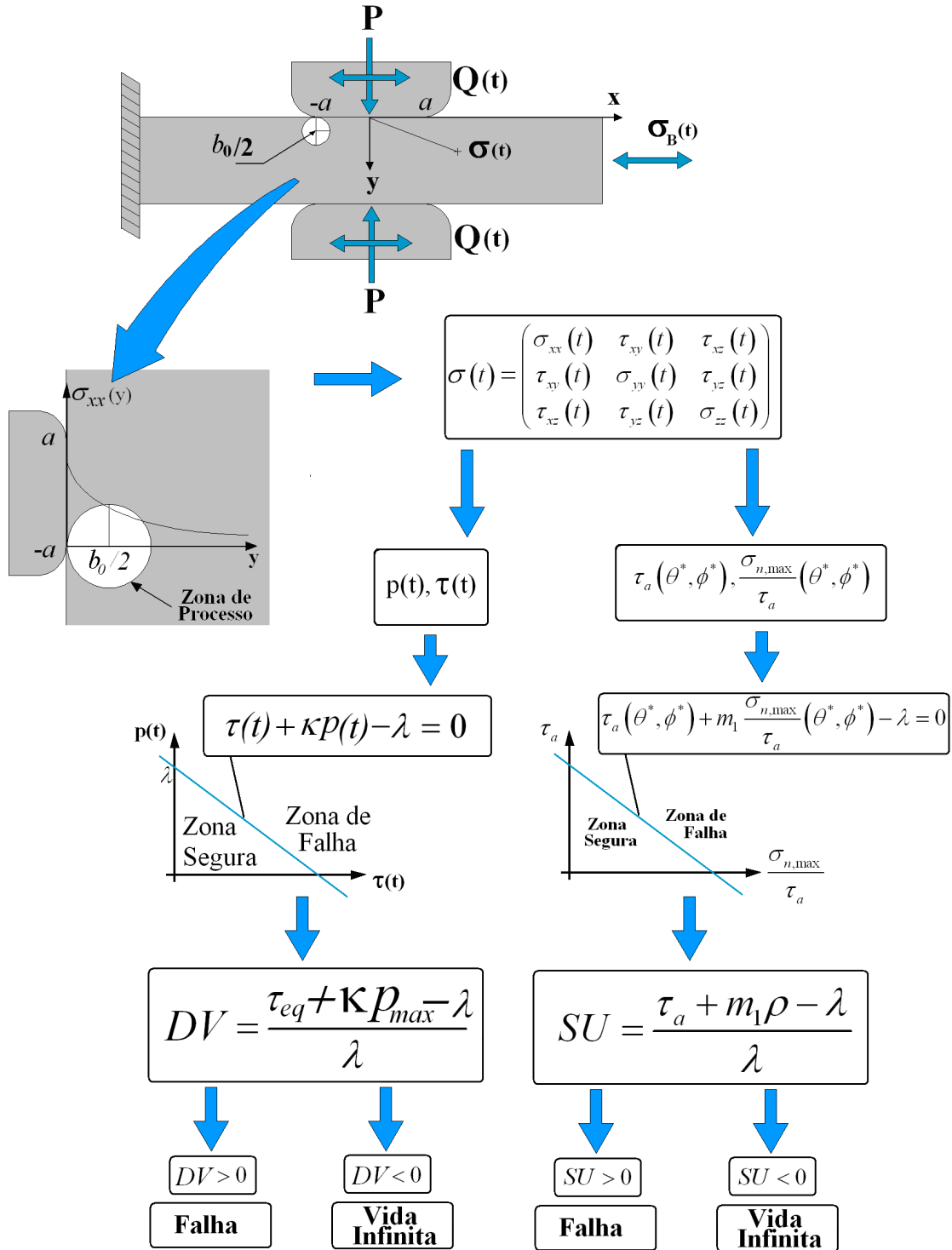


Figura 5.7: Procedimento esquemático para aplicação do modelo de Dang Van e de Wohler Modificado em termos do Método da Distância Crítica do Ponto.

5.2.1 Resultados para os Dados Experimentais de Nowell

Os resultados da avaliação da resistência a fadiga obtidos pelos índices de erro de Dang Van (DV) e de Susmel (SU), são apresentados na tabela 5.1 para os testes

relatados em Nowell (1988) para a liga *Al4Cu*. Juntamente com os índices de erro, a tabela 5.1 mostra a vida e o tamanho de contato teórico (a_{teo}) e numérico (a_{num}).

Tabela 5.1: Tamanhos de contato teóricos e numéricos, vida experimental e índices de erro de Dang Van e Susmel para cada raio de sapata da liga *Al4Cu*.

Raio da sapata R (<i>mm</i>)	a_{teo} (<i>mm</i>)	a_{num} (<i>mm</i>)	Vida (10^6 ciclos)	<i>DV</i>	<i>SU</i>
12,5	0,09	0,089	10	-0,4414	-0.1876
25	0,18	0,173	10	-0,2397	-0.0777
50	0,36	0,32	10	-0,0791	0.0449
75	0,54	0,51	10	0,1823	0.1639
100	0,72	0,68	5,06	0,2882	0.2306
125	0,90	0,85	1,22	0,4054	0.2764
150	1,08	1,02	1,28	0,4644	0.3200

A tabela 5.1 mostra que, dos sete testes, apenas um apresenta discordância em relação aos dados experimentais, usando o critério de Dang Van, e dois testes apresentam discordância quando usa-se o MCWM. Apesar da discordância, esses resultados são conservativos. Como pode-se observar na referida tabela os resultados dos índices de erro de Dang Van foram compatíveis com os resultados obtidos pelos ensaios feitos por Nowell exceto para a sapata de raio $R = 75mm$, ou seja, a metodologia aplicada conseguiu prever a vida à fadiga para a maioria das sapatas. Já o resultados dos índices de erro de Susmel não foram compatíveis com os ensaios para as sapatas de raio $R = 75mm$, como acontece com o *DV*, e de raio $R = 50mm$.

Critério Mesoscópico de Dang Van

O resultado para o índice de Dang Van também pode ser visualizado graficamente na figura 5.8. Esta figura apresenta o índice de erro de Dang Van contra o tamanho do contato.

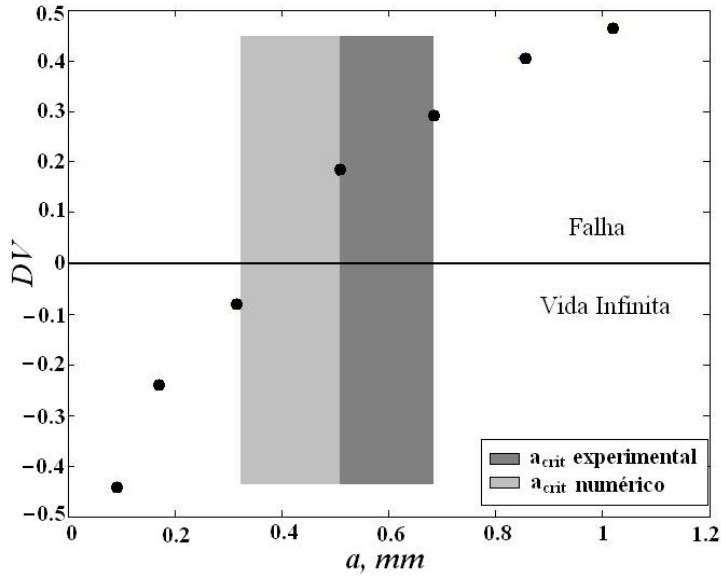


Figura 5.8: Relação entre o índice de erro de Dang Van DV e o tamanho do contato.

A estimativa da sapata de raio $R = 75mm$ foi conservativa à medida que a metodologia indica falha enquanto os dados experimentais indicam vida infinita. Significando que a metodologia adotada para estimar o limite de fadiga está a favor da segurança. A figura 5.8 mostra também que a faixa de tamanho crítico de contato numérico é menor que a experimental sendo de $0,36 - 0,54mm$ com a aplicação do critério mesoscópico, logo as estimativas para a metodologia são conservativas.

A figura 5.9 mostra a história de carregamento e a linha de falha no espaço de $\tau(t)$ contra $p(t)$ para o maior tamanho de contato que apresenta vida infinita ($a = 0,36mm$, Figura 5.9(a)) e o menor tamanho de contato a falhar ($a = 0,54mm$, Figura 5.9(b)), respectivamente. O critério que divide este espaço em uma região segura e outra de falha é representado pela linha tracejada e a solicitação imposta pela linha contínua. Uma margem do índice de erro de 20% é representada pela linha pontilhada. Nota-se que para $a = 0,54mm$, margem inferior da faixa de tamanho crítico de contato experimental, o carregamento ultrapassa a linha divisória deste espaço significando que há uma previsão de falha, ou seja, a metodologia proposta prevê a iniciação de uma trinca, como mostra a figura 5.9(b). Entretanto, o corpo-de-prova não falha sob condições de *fretting*. Esta é uma estimativa conservativa e a linha pontilhada mostra graficamente que o erro associado a esta previsão se encontra dentro da margem de erro de 20%. Para que a estimativa estivesse correta o índice DV deveria ser 18% menor do que o calculado. É de fundamental importância ressaltar que, apesar deste resultado, a evolução obtida com esta nova metodologia é significativa com relação a outras estimativas baseadas no uso da tensão no ponto mais solicitado (*hot spot*). A figura 5.10 mostra que se o cálculo do limite de fadiga for efetuado considerando a tensão no *hot spot*, o erro envolvido nesta estimativa seria de 85%, ou seja, 67% a mais

do que o calculado pela técnica proposta.

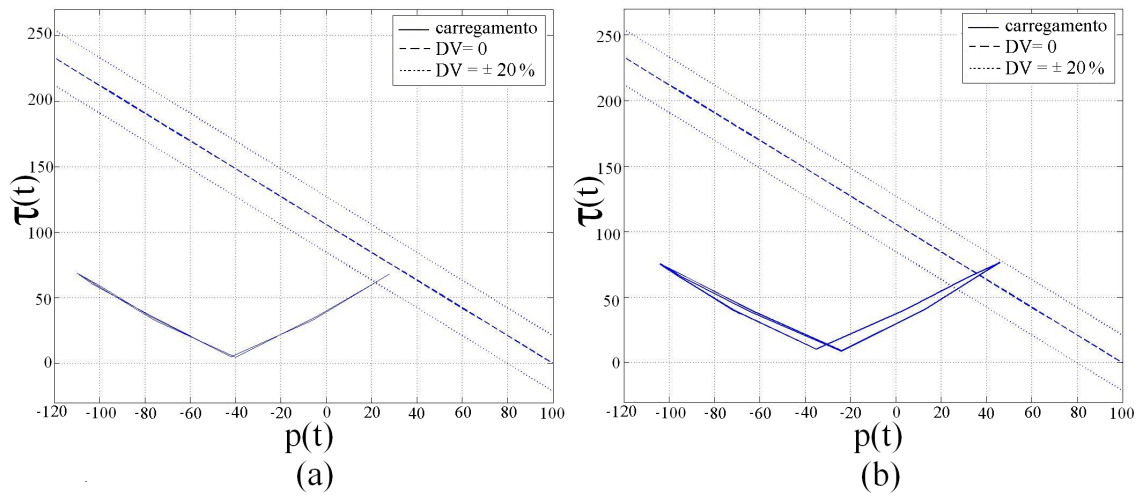


Figura 5.9: História de carregamento e a linha de falha de Dang Van para o teste com as sapatas cilíndricas de raios: (a) $R = 50mm$ ($a = 0.36mm$) e (b) $R = 75mm$ ($a = 0.54mm$).

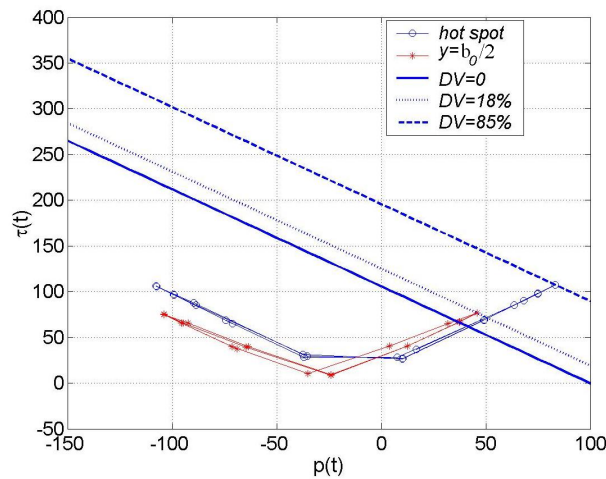


Figura 5.10: História de carregamento e a linha de falha de Dang Van para os teste com a sapata de $a = 0.54mm$ ($R = 75mm$) para: $y/a = 0$ (*hot spot*) e $y = b_0/2$ (centro do volume estrutural).

MCWM

O resultado dado na tabela 5.1 para o índice de Susmel também pode ser visualizado graficamente na figura 5.11, que mostra o índice SU contra o tamanho do contato.

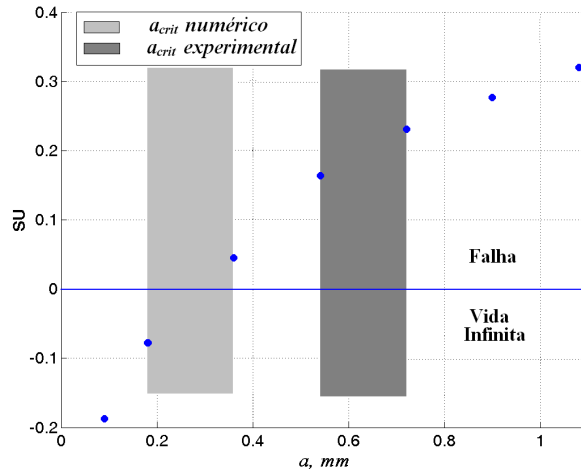


Figura 5.11: Relação entre o índice de erro de Susmel SU e o tamanho do contato.

Assim como o Dang Van, as estimativas das sapatas de raios $R = 50mm$ e $R = 75mm$ para o índice de Susmel foi conservativa à medida que a metodologia indica falha enquanto os dados experimentais indicam vida infinita. A metodologia adotada para estimar o limite de fadiga para as duas sapatas está a favor da segurança. Comparando-se os dois critérios aplicados, os resultados do modelo mesoscópico apresentaram maior proximidade do resultado experimental, tendo apenas uma sapata com índice de erro discordante dos resultados experimentais de Nowell, enquanto o MCWM possui duas. A figura 5.11, que apresenta SU contra o tamanho do contato, mostra que a faixa de tamanho de contato crítico dado pelo MCWM é de $a_{crit} = 0,18 - 0,36mm$. Também pode-se notar que a faixa de tamanho de contato crítico fornecido pelo Modelo Mesoscópico é mais próximo a faixa experimental que o encontrado pelo MCWM, ou seja, o MCWM fornece uma análise ainda mais conservativa.

A figura 5.12 apresenta a linha de falha do MCWM e os valores de τ_a e ρ para cada teste com a liga $Al4Cu$. O gráfico mostra a zona segura e a de falha divididas pelo critério que está representado pela linha contínua. No espaço de $\tau_a \times \rho$ os pontos representados por símbolos cheios correspondem a testes com diferentes raios de sapata, mas com vida infinita, ou seja, não falham. As linhas pontilhadas correspondem a variações de $\pm 20\%$ com a linha de falha nominal.

Nota-se novamente a evolução obtida com esta nova metodologia é significativa com relação a outras estimativas baseadas no uso da tensão no ponto mais solicitado (*hot spot*). A figura 5.13 mostra que se o cálculo do limite de fadiga for efetuado considerando a tensão no *hot spot*, o erro envolvido nesta estimativa seria de 53% para a sapata de raio $R = 50mm$ ($a = 0,36mm$), e de 54% para a sapata de raio $R = 75mm$ ($a = 0,54mm$). Desta forma, nota-se uma diferença, em relação as metodologias baseadas na tensão do *hot spot*, de 49% para a sapata de raio $R = 50mm$ ($a = 0,36mm$) e de 38% para a sapata de raio $R = 75mm$ ($a = 0,54mm$) a mais do

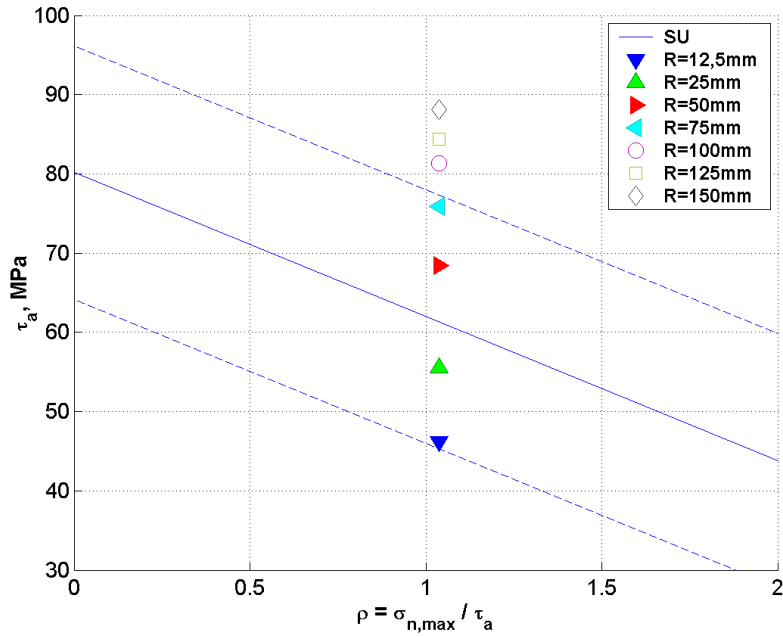


Figura 5.12: Linha de falha de Susmel para os teste com *Al4Cu*.

que o calculado pela técnica proposta.

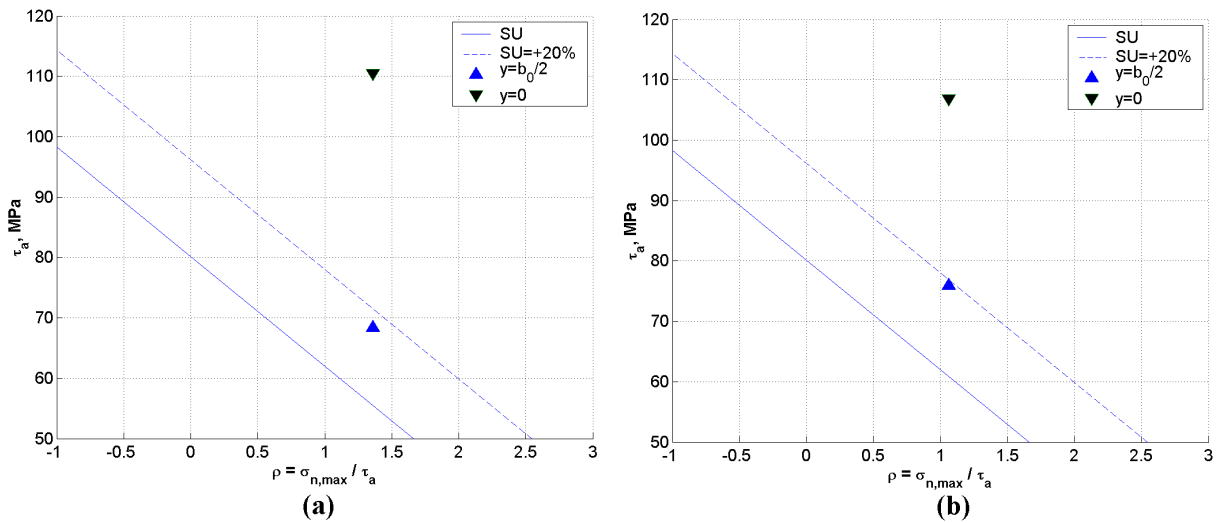


Figura 5.13: Linha de falha de Susmel para *Al4Cu* e SU no *hot spot* e em $y = b_0/2$ para: (a) $a = 0,36\text{mm}$ ($R = 50\text{mm}$) e (b) $a = 0,54\text{mm}$ ($R = 75\text{mm}$).

5.2.2 Resultados para os Dados Experimentais de Araújo

Os resultados da avaliação da resistência a fadiga obtidos pelos índices de erro de Dang Van (*DV*) e de Susmel (*SU*), são apresentados na tabela 5.2 para os testes com a liga *Ti6Al4V* (Araújo, 2000). Juntamente com o *DV* e *SU*, a tabela 5.2 mostra a vida e o tamanho de contato teórico (a_{teo}) e numérico (a_{num}). Da tabela 5.2 pode-se

notar que todas as estimativas forneceram valores positivos de DV e SU .

Tabela 5.2: Tamanhos de contato teóricos e numéricos, vida experimental e índices de Dang Van e Susmel para cada raio de sapata da liga $Ti6Al4V$.

Raio da sapata R (mm)	a_{teo} (mm)	a_{num} (mm)	Vida (10^5 ciclos)	DV	SU
12,5	0,25	0,263	> 14	0,2958	0.2720
37,5	0,76	0,68	5,21	0,54277	0.5082
50	1,01	0,97	3,74	0,5768	0.4907
60	1,22	1,10	1,96	0,6148	0.5806
70	1,42	1,35	1,73	0,5629	0.4490

Desta tabela pode-se notar que dos cinco teste feitos na liga $Ti6Al4V$, apenas um ($a = 0,25mm$) discordou dos dados experimentais para os dois modelos utilizados. Novamente, a metodologia fornece um resultado conservativo para essa sapata uma vez que os modelos prevêem falha enquanto o corpo de prova apresenta vida infinita.

Critério Mesoscópico de Dang Van

Novamente, uma melhor interpretação dos resultados pode ser obtida a partir de uma análise gráfica. A figura 5.14 mostra a história de tensões e a linha de falha no espaço de $\tau(t)$ contra $p(t)$ para os testes com os dois menores tamanhos de contato, $a = 0.25mm$ ($R = 12,5mm$, Figura 5.14(a)) e $a = 0.76mm$ ($R = 37,5mm$, Figura 5.14(b)). Note que $a = 0.76mm$ é, neste conjunto de testes, o menor tamanho de contato em que a falha ocorre. O critério que divide este espaço em uma região segura e outra de falha é representado pela linha tracejada e a solicitação imposta pela linha contínua. Da figura 5.14(b) pode-se observar claramente que a solicitação para o teste onde $a = 0.76mm$ ultrapassa a linha divisória deste espaço em dois pontos diferentes. Isto essencialmente significa que há uma previsão de falha do componente associada a iniciação de uma trinca de fadiga. Esta estimativa está correta. Neste teste o componente falha após 5.21×10^5 ciclos. Para o tamanho de contato inferior ($a = 0.25mm$) o corpo-de-prova não falha sob condições de *fretting*. Por outro lado, a metodologia proposta prevê a iniciação de uma trinca, como mostra a figura 5.14(a). Esta é uma estimativa conservativa e a linha pontilhada mostra graficamente o erro associado a esta previsão. Para que a estimativa estivesse correta o índice DV deveria ser 29,3% menor do que o calculado. Mais uma vez, é de fundamental importância ressaltar que, apesar deste resultado, a evolução obtida com a nova metodologia é significativa com relação a outras estimativas

baseadas no uso da tensão no ponto mais solicitado (*hot spot*). A figura 5.15 mostra que se o cálculo do limite de fadiga for efetuado considerando a tensão no *hot spot*, o erro envolvido nesta estimativa seria de 50,1%, ou seja, 20,8% a mais do que o calculado pela técnica proposta.

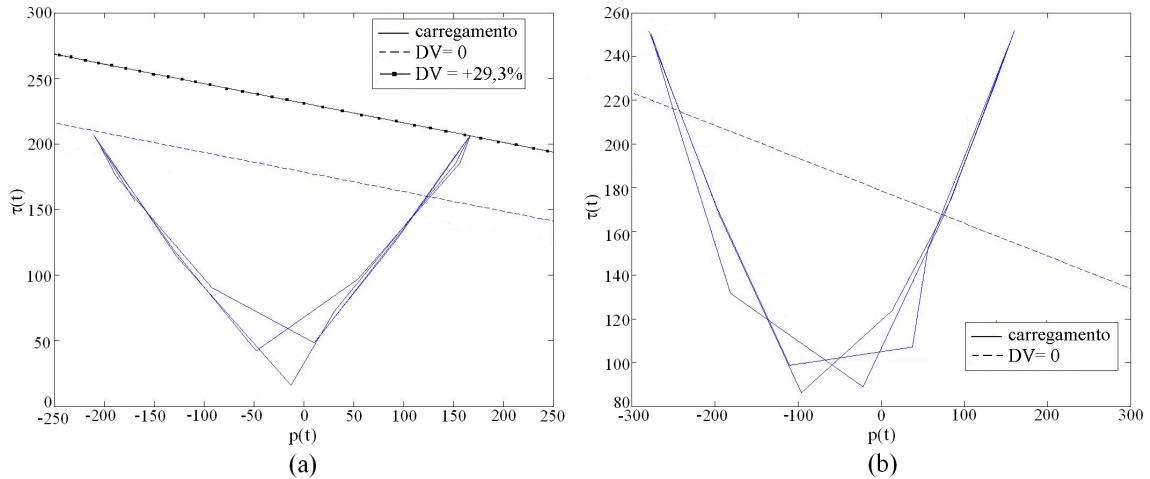


Figura 5.14: História de carregamento e a linha de falha de Dang Van para os teste com: (a) $a = 0.25mm$ ($R = 12,5mm$) e (b) $a = 0.76mm$ ($R = 37,5mm$).

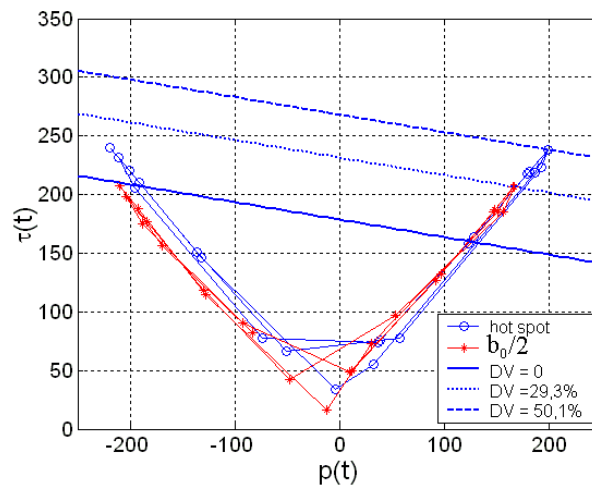


Figura 5.15: História de carregamento e a linha de falha de Dang Van para o teste com $a = 0.25mm$ ($R = 12,5mm$) para: $y/a = 0$ (*hot spot*) e $y = b_0/2$ (centro do volume estrutural).

MCWM

O resultado dado na tabela 5.2 para o índice de Susmel também pode ser visualizado graficamente na figura 5.16, que apresenta a linha de falha e o espaço de tensões do MCWM (τ_a contra ρ) para as diferentes sapatas testadas. A linha que divide as zonas de segurança e de falha do MCWM é representada pela linha contínua.

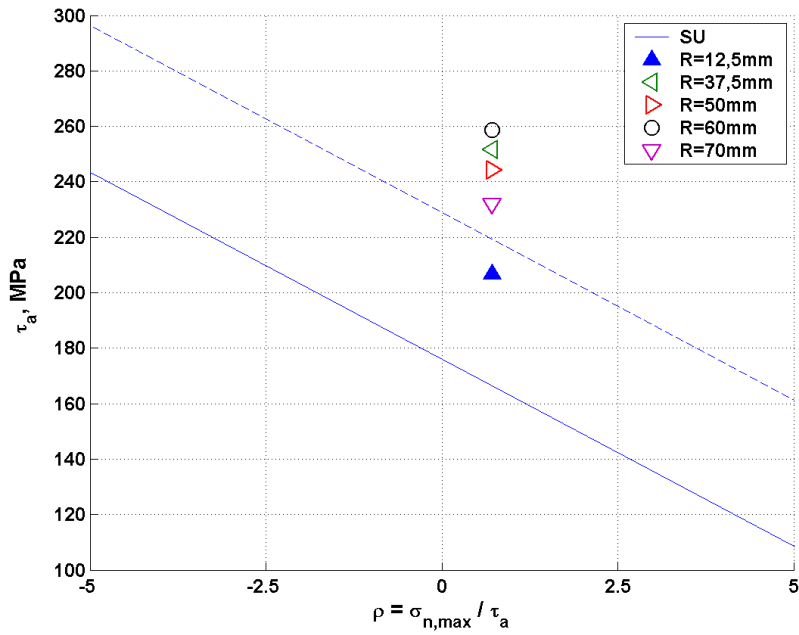


Figura 5.16: Linha de falha de Susmel para os teste com *Ti6Al4V*.

A figura 5.17 mostra que a diferença entre os índices de erro das metodologias considerando o *hot spot* é de 19% a mais do que o calculado pela técnica proposta (TCD) para a sapata de raio $R = 12,5\text{mm}$ ($a = 0,25\text{mm}$).

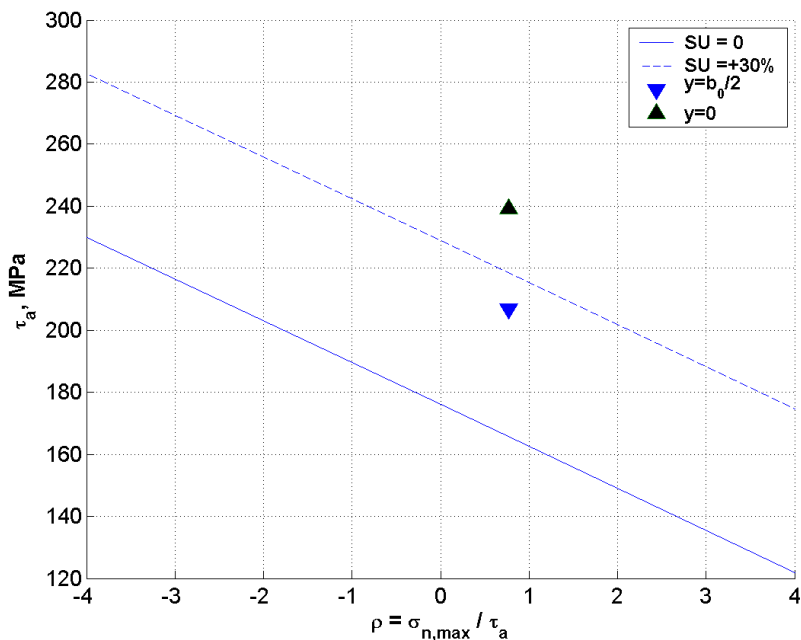


Figura 5.17: Linha de falha de Susmel para *Ti6Al4V* e *SU* no *hot spot* e em $y = b_0/2$ para sapata de $a = 0,25\text{mm}$ ($R = 12,5\text{mm}$).

Capítulo 6

Conclusão

Neste trabalho, conduziu-se uma avaliação da resistência a fadiga através da proposição de uma metodologia. Esta metodologia consistiu na aplicação de modelos multiaxiais (Dang Van e MCWM) junto ao Método da Distância Crítica do Ponto de Taylor. O trabalho destaca o fato de que os fenômenos de fadiga em entalhe e fadiga por *fretting* são de alguma forma análogos, uma vez que ambos envolvem concentradores de tensão e a existência de gradientes.

A metodologia proposta apresenta estimativas bem sucedidas para dez dos doze testes de fadiga por *fretting* considerando o uso do Modelo Mesoscópico de Dang Van no trabalho. Já considerando o MCWM, a metodologia apresenta estimativas bem sucedidas para nove dos doze testes considerados no trabalho. Para os casos que a metodologia falha, ele prevê a iniciação de uma trinca enquanto o corpo de prova testado não falha sob condições de *fretting*, ou seja, a análise é conservativa. Comparada com outras metodologias propostas para fadiga por *fretting* que usam a analogia com o entalhe, essa abordagem tem a vantagem de definir a distância crítica como parâmetro material. Assim, se os parâmetros básicos de fadiga são definidos apropriadamente para uma liga específica, o risco de iniciação de trinca pode ser diretamente calculado sem a necessidade de realizar testes de calibração para fadiga por *fretting* visando a definição do tamanho de volume estrutural. Mais ainda, mostrou-se que os resultados obtidos com esta técnica são significativamente melhores do que os obtidos por metodologias clássicas de projeto que envolvem o uso da tensão no *hot spot*. É importante destacar que a confiabilidade e a precisão do método proposto são fortemente afetados pelas constantes materiais usadas para sua calibração.

Nota-se também que a utilização do modelo de Dang Van apresentou uma melhor previsão para a liga $Al4Cu$ quando comparado ao MCWM. Já para a liga de $Ti6Al4V$, as estimativas foram similares para os dois critérios.

Este trabalho conduziu também uma análise detalhada do campo de tensão produzido em uma configuração de contato usual em testes de fadiga por *fretting* de cilindros em contato sob regime de escorregamento parcial. Avaliou-se a qualidade

do resultado proporcionado pelo método dos elementos finitos para a descrição destas tensões por meio de uma comparação com os resultados obtidos analiticamente para esta configuração. Esta análise foi desenvolvida com o código de elementos finitos *ef++*.

A partir do campo de tensões mostrou-se que na superfície de contato, a componente xx da tensão atinge seu valor máximo na extremidade anterior do contato $(x/a, y/a) = (-1,0)$, quando $Q/fP = Q_{max}/fP$ (*hot spot*). Neste instante, deve-se lembrar que, a componente xx da tensão é responsável pela trinca em Modo I. Uma extensa revisão bibliográfica mostrou que para testes considerando esta mesma configuração de contato, as trincas causadas por *fretting*, geralmente têm início nesta posição. Uma análise da variação das tensões contra a profundidade no ponto de máxima sollicitação do contato mostrou que todas as componentes experimentam um severo gradiente de tensão. A tensão σ_{xx} atinge o maior valor de tensão na superfície, mas cai rapidamente a uma pequena distância da superfície.

As tensões calculadas numericamente para a configuração de contato entre cilindro e semi-plano infinito sob regime de escorregamento parcial, estavam bem próximas as obtidas através das soluções analíticas. Porém, observou-se uma instabilidade para o gradiente da tensão σ_{yy} , que conseqüentemente teve reflexos sobre a componente σ_{zz} , devido ao estado plano de deformação. Esta diferença pode estar associada ao tipo de elemento usado na simulação ou ao grau de refinamento da malha. Além disso, também constatou-se uma instabilidade dos resultados para as sapatas de raios menores. Esta falha pode ser contornada pela redução no refino da malha ou pela variação na rigidez normal e tangencial do elemento de contato.

Finalmente, a metodologia desenvolvida neste trabalho provou ser de simples implementação e o fato que requerer somente o estado de tensão linear-elástico calculado no centro do volume estrutural para executar uma avaliação de fadiga de alto número de ciclos torna-a extremamente interessante do ponto de vista da engenharia. Por outro lado, deve-se indicar que outras validações da abordagem proposta considerando diferentes materiais e configurações de contato têm que ser realizadas antes de sua utilização para projetar componentes reais.

6.1 Proposta para Trabalhos Futuros

A metodologia avaliada neste trabalho deve ter sua validação continuada para diferentes materiais e geometrias para o problema de contato sob condições de *fretting*. Uma análise quantitativa mais precisa pode ser feita em cima de dados experimentais gerados para uma condição limite de fadiga.

Referências Bibliográficas

- Amontons, G., 1699, “De la resistance cause dans les machines”, Memoires de L’Academie Royale, A, pp. 275-282.
- Araújo, J. A., 2000, “On the Initiation and Arrest of Fretting Fatigue Cracks”, D.Phil.thesis, University of Oxford.
- Araújo, J. A., & Nowell, D., 1999, “Analisis of pad size effects in fretting fatigue using short crack arrest methodologies”, International Journal of Fatigue, 21.9, pp. 947-956.
- Araújo, J. A., & Nowell, D., 2002, “The effect of rapidly contact stress fields on fretting fatigue”, International Journal of Fatigue, 24.7, pp. 763-775.
- Araújo, J. A., & Mamiya, E. N., 2003, “The application of a Mesoscopic scale approach in fretting fatigue”, ABCM, Vol. 25, pp. 16-20.
- Araújo, J. A., Nowell, D., & Vivacqua, R. C., 2004, “The use of multiaxial fatigue models to predict fretting fatigue life of components subjected to different contact stress fields”, Fatigue Fract Engng Mater Struct, 27, pp. 967-978.
- Araújo, J. A., Susmel, L., & Ferro, J. C. T., 2006, “On the use of the theory of critical distances and the modified wöhler curve method to estimate fretting fatigue strength of cylindrical contacts”, Intenational Journal of Fatigue.
- Belytschko, T., & Kam, W., & Moran, B., 2000, “Nonlinear Finite Elements for Continua and Structures”, Wiley.
- Bernardo, A. T. S., 2003, “Fadiga por *fretting*: modelagem e simulação numérica”, Projeto final de graduação em Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília.
- Bernardo, A. T. S., & Araújo, J. A., & Mamiya, E. N., 2003, “Determinação das distribuições de tensões em regiões de *fretting* via elementos finitos”, 24th Congresso Íbero Latino-Americano de Métodos Computacionais em Engenharia, Ouro Petro.
- Bernardo, A. T. S., 2004, “Cálculo do limite de resistência a fadiga por *fretting* via elementos finitos”, Dissertação de Mestrado em Ciências Mecânicas, Universidade de Brasília, Brasília.

- Bin Li, Santos J. L. T., & Freitas, M., 2000, "A unified numerical approach for multi-axial fatigue limit evaluation", *Mech. Struct. & Mach*, 28(1), pp. 85-103.
- Bramhall, R., 1973, "Studies in fretting fatigue", D. Phil. thesis, University of Oxford, Oxford.
- Browmn, M. W., & Miller, K. J., 1973, "A theory for fatigue failure under multiaxial stress-strain conditions", *Proc. I. Mech E*, 187, pp. 745-755.
- Cattaneo, C., 1938, "Sul Contatto di due corpi elastici: distribuzione locale degli sforzi", *Rendiconti dell'Accademia nazionale dei Lincei*, 27, Ser. 6, 342, 434, 474.
- Ciavarella, M., & Demelio, G., 2001, "A review of analytical aspects of fretting fatigue, with extension to damage parameters, and application to dovetail joints", *Internacional Journal of Solids and Structures*, 38.10-13/2001, pp.1791-1811.
- Crossland, B., 1956, "Proc. Int. Conf. on Fat. of Metals", *Proc. Inst. Mech.*, London, pp. 138-149.
- Dang Van, K., 1973, "Sur la résistance à la fatigue des métaux", *Sciences et Techniques de l'Armement*, 47, pp. 647-722.
- Dang Van, K., Griveau, B., & Message, O., 1989, "On a new multiaxial fatigue limit criterion: Theory and application", *Biaxial and Multiaxial Fatigue*, EGF 3, Mech. Engng Publications, London, pp. 479-496.
- Deperrois, A., 1991, "Sur le calcul de limites d'endurance des acies", *Thèse de Doctorat*, Ecole Polytechnique, Paris.
- Dowling, N. E., 1993, "Mechanical behaviour of materials – Engineering methods for deformation, fracture and fatigue", Prentice-Hall.
- Dowling, N. E., 2004, "Mean stress effects in stress-life and strain-life fatigue", *Society of Automotive Engineers*.
- Eden, E. M., Rose, W. N., & Cunningham, F. L., 1911, "Endurance of Metals", *Proceedings of the Institute of Mechanical Engineers*, Vol. 4, pp. 839-974.
- El Haddad, M. H., Topper, T. H., & Smith, K. N., 1979, "Fatigue crack propagation of short cracks", *F. Engng Mater. Tech. (ASME Trans.)*, 101, pp. 42-45.
- Ellyin, F., Golos, K., & Xia, Z., 1991, "In-phase and out-of-phase multiaxial fatigue", *ASME F. Engng Mater. Tech. (ASME Trans.)*, 113, pp. 112-118.
- Ellyin, F., & Kujawski, D., 1993, "A multiaxial fatigue criterion including Mean Stress effect", *Advances in Multiaxial Fatigue ASTM STP 1191*, Philadelphia pp. 55-66.
- Endo, K., & Goto, H., 1976, "Iniciation and propagation of fretting fatigue cracks", *Wear*, 38, pp. 311-24.

- Farris, T. N., Szolwinski, M. P., & Harish, G., 2000, "Fretting in aerospace structures and materials fatigue ", In: Hoepfner, D. W., Chandrasekaran, V., Elliot, C. B., editors, Fretting fatigue: current technology and practices, ASTM STP 1367, West Conshohocken, PA: ASTM 2000, pp. 523-537.
- Fatemi, A., & Socie, D. F., 1988, "A critical plane approach to multiaxial fatigue damage including out of phase loading", *F. Fract. Engng Mater. Struct.*, Vol. 11, pp. 149-165.
- Fellows, L. J., Nowell, D., & Hills, D. A., 1997, "Analysis of crack initiation and propagation in fretting fatigue: The effective initial flaw size methodology", *Fatigue Fracture of Engineering Materials and Structures*, Vol. 20, pp. 61-70.
- Ferro, J. C., 2003, "Análise da Resistência à fadiga via Elementos Finitos considerando o critério de Dang Van", Projeto Final de Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília.
- Flavenot, J. F., & Skalli, N., 1989, "A critical depth criterion for the evaluation of long-lif fatigue strength under multiaxial loading and a stress gradient", *Biaxial and Multiaxial Fatigue*, EGF 3, Mech Engng Publications, London, pp. 355-365.
- Fouvry, S., Kapsa, P., Sidoroff, F., & Vincent, L., 1998, "Identification of the characteristic length scale for fatigue cracking in fretting fatigue contacts", *J. de Phys. IV*, France 8, pp. 159-166.
- Fouvry, S., Kapsa, P., & Vincent, L., 1999, "A multiaxial fatigue analysis of fretting contact taking into account the size effect", In: *Fretting Fatigue: Current Technology and Practices*, ASTM STP 1367, West Conshohocken, PA.
- Fouvry, S., Elleuch, K., & Simeon, G., 2002, "Prediction of crack nucleation under partial slip fretting conditions", *Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, 37.6/2002, pp. 549-564.
- Garud, Y. S., 1979, "A new approach to the evaluation of fatigue under multiaxial loading", *Proceedings Symposium on Methods for Predicting Material Life in Fatigue*, ASME, New York, pp. 247-264.
- Giannakopoulos, A. E., Lindley, T. C., & Suresh, S., 1998, "Aspects of equivalence between contact mechanics and fracture mechanics: theoretical connections and life-predictions methodology for fretting-fatigue", *Acta Materialia*, 46.9, pp. 2955-2968.
- Giannakopoulos, A. E., Lindley, T. C., & Suresh, S., 2000, "Similarities of stress concentration in contact at round punches and fatigue notches: implication to fretting fatigue crack initiation", *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 23, pp. 561-571.

- Glinka, G., Shen, G., & Plumtree, A., 1995, "A multiaxial fatigue strain energy density parameter related to the critical fracture plane", *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, Vol. 18, No. 1, pp. 37-46.
- Gough, H. J., & Pollard, H. V., 1935, "The strength of metals under combined alternating stresses", *Proc. Inst. Mech.*
- Halford, G. R., 1966, "The energy required for fatigue", *J. Mater.*, 1(1), pp. 3-18.
- Harrish, G. & Farris, T. N., 1998, "Shell modeling of fretting in riveted lap joints", *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 6.
- Hertz, H., 1882, "Über die Berührung fester elastischer Körper", *Jnl Reine und angewandte Mathematik*, 92, pp. 156-171.
- Hills, D. A., & Nowell, D., 1990, "Crack initiation criteria in fretting fatigue", *Wear*, 1362, pp. 329-343.
- Hills, D. A., Nowell, D., & Sackfield, A., 1993, "Mechanics of Elastic Contacts", Butterworth-Heinemann, Oxford.
- Hills, D. A., & Nowell, D., 1994, "Mechanics of Fretting Fatigue, Solid Mechanics and its Applications", Kluwer Academic Publishers.
- Hoepfner, D. W., & Gates, F. L., 1981, "Fretting fatigue considerations in engineering design", *Wear*, 70.2, pp. 155-164.
- Hoepfner, D. W., 1992, "Mechanisms of fretting fatigue and their impact on test methods development", *Standardization of Fretting Fatigue Test Methods and Equipments ASTM STP 1159 Attias e Waterhouse (eds.)*.
- Johnson, K. L., 1985, "Contact Mechanics", Cambridge University Press.
- Kardestuncer, H., & Norrie D. H., 1987, "Finite Element Handbook", McGraw-Hill.
- Kitagawa, H., & Takahashi, S., 1976, "Applicability of fracture mechanics to very small cracks or the cracks in early stages", *Proceedings of Second International Conference on Mechanical Behaviour of Materials*, pp. 627-31.
- Kitagawa, H., & Tanaka, T., 1990, "Fatigue 90", Birmingham: Materials and Components Engineering Publications.
- Lankford, J., 1982, "The growth of small fatigue cracks in 7075-T6 aluminum", *Fatigue Engng Mater and Struct*, 5, pp. 233-248.
- Lankford, J., & Ritchie, R. O., 1986, "Small fatigue cracks", Warrendale: The Metallurgical Society of the American Institute of Mining, Metallurgical and Petroleum Engng.
- Lindley, T. C., 1997, "Fretting fatigue engineering alloys", Cambridge University Press.

- Liu, K. C., 1993, "A method based on virtual strain-energy parameters for multiaxial fatigue life prediction", *Advances in Multiaxial Fatigue*, ASTM STP 1191, Philadelphia, pp. 67-84.
- Mamiya, E. N., & Araújo, J. A., 2002, "Fatigue limit under multiaxial loading: on the definition of the equivalent shear stress" *Mechanics Research Communications*, 29, pp. 141-151.
- Matake, T., 1977, *Bull. JSME*, 20, pp. 257.
- McDiarmid, D. L., 1974, "A new analysis of fatigue under combined bending and twisting", *Aeronautical Journal*, Vol. 78, No. 763, pp. 5.1-5.12.
- McDiarmid, D. L., 1991, "Mean stress effects in biaxial fatigue where the stresses are out-of-phase and at different frequencies", In: *Fatigue under Biaxial/Multiaxial loading*, ESIS 10.
- McDowell, J. R., 1953, "Fretting Corrosion Tendencies of Several Combinations of Materials", *Symposium on Fretting Corrosion*, ASTM STP 144, Philadelphia, pp. 24-39.
- Miller, R. J., & De los Rios, E. R., 1986, "The behaviour of short fatigue cracks", *Mechanical Engng Publ.*, London.
- Mindlin, R. D., 1949, "Compliance of elastic bodies in contact", *Jnl. App. Mech.*, 16, pp. 259-268.
- Moore, W. L., 1945, "*Metallurgical Transactions*", 10A, pp. 5-11.
- Mugadu, A., & Hills, D. A., 2002, "A generalized stress intensity approach to characterizing the process zone in complete fretting contacts", *International Journal of Solids and Structures*, 39.5/2002, pp. 1327-1335.
- Muskhelishvili, N. I., 1953, "Some basic problems of Mathematical theory of elasticity", *Noordhoff, Gröningen*, 36, pp. 99-107.
- Mutohu, Y., & Xu, J. Q., 2003, "Fracture mechanics approach to fretting fatigue and problems to be solved", *Tribology International*, 36, pp. 99-107.
- Naboulsi, S., & Mall, S., 2003, "Fretting fatigue crack initiation behavior using process volume approach and finite element analysis", *Tribology International*, 36, pp. 121-131.
- Neuber, H., 1958, "Theory of notch stress", *Springer Publishers*, Berlin.
- Nishihara, T., & Kawamoto, M., 1945, "The strength of metals under combined alternating bending and twisting", *Memoirs, College of Engng, kyoto Imperial University, Japan*, Vol. 10, pp. 177-201.

- Nishioka, K., & Hirakawa, K., 1969a, "Fundamental investigations of fretting fatigue (part. 2) – Fretting fatigue test machine and some results", Bull, JSME, Vol. 12, No. 50, pp. 180-187.
- Nishioka, K., & Hirakawa, K., 1969b, "Fundamental investigations of fretting fatigue (part. 3) – Some phenomena and mechanisms of surface cracks", Bull, JSME, Vol. 12, No. 51, pp. 397-407.
- Nishioka, K., & Hirakawa, K., 1969c, "Fundamental investigations of fretting fatigue (part. 4) – The effect of mean stress", Bull, JSME, Vol. 12, No. 52, pp. 408-414.
- Nishioka, K., & Hirakawa, K., 1969d, "Fundamental investigations of fretting fatigue (part. 5) – The effect of relative slip amplitude", Bull, JSME, Vol. 12, No. 52, pp. 692-697.
- Nishioka, K., & Hirakawa, K., 1972, "Fundamental investigations of fretting fatigue (part. 6)", Bull, JSME, Vol. 15, No. 80, pp. 135-144.
- Nishioka, K., Nishimura, S., & Hirakawa, K., 1968, "Fundamental investigations of fretting fatigue (part. 1) – On the relative slip amplitude of press-fitted axle assemblies", Bull, JSME, Vol. 11, No. 45, pp. 437-445.
- Nowell, D., 1988, "An analysis of fretting fatigue", D. Phil. thesis, Oxford University.
- Nowell, D., & Dai, D. N., 1998, "Analysis of surface tractions in complex fretting fatigue cycles using quadratic programming", ASME Journal of Tribology, 120, pp. 744-749.
- Nowell, D., & Dini, D., 2003, "Stress gradient effects in fretting fatigue", ASME Journal of Tribology, 36.2, pp. 71-78.
- O'Connor, J. J., & Hills, D. A., 1986, "A fracture mechanics correlation of fretting fatigue experiments", Mechanisms and Surface Distress, 12th Leeds-Lyon Symposium on Tribology, Butterworths.
- Papadopoulos, I. V., 1997, "A comparative study of multiaxial high-cycle fatigue criteria for metals", Int. J. Fatigue, 19, pp. 219-235.
- Papadopoulos, I. V., & Panoskaltsis, V. P., 1996, "Invariant formulation of a gradient dependent multiaxial high-cycle fatigue criterion", Engineering Fracture Mechanics, Volume 55, pp. 513-528.
- Paris, P. C., Gomes, M. P., & Anderson, W. P., 1961, "A rational analytic theory of fatigue", The trend in engineering, 13, pp. 9-14.
- Pearson, R. E., 1975, "Initiation of fatigue crack in commercial aluminum alloys and the subsequent propagation of very short cracks", Engineering Fracture Mechanics 7, pp. 235-47.

- Peterson, R. E., 1959, "Notch sensitivity", Metal Fatigue, McGraw-Hill, New York, pp. 293-306.
- Ribó, R., Pasenau, M. A. R., & Escolano, E., 2000, "GiD Reference Manual", International Center for Numerical Methods in Engineering (CIMNE), <http://gig.cimne.upc.es>.
- Ruiz, C., Boddington, P. H. B., & Chen, K. C., 1984, "An investigation of fatigue and fretting in a dovetail joint", *Exp. Mech.*, 24.3, pp. 208-217.
- Ruiz, C., & Chen, K. C., 1986, "Life assessment of dovetail joints between blades and discs in aero-engines", *Proceedings of 6th International Conference on Fatigue*, Sheffield: I. Mech. E.
- Ruiz, C., & Nowell, D., 2000, "Designing against fretting fatigue in aeroengines", In: Fluentes M., Elices M., Martin-Meizoso A., Martinez-Esnaola JM., editors. *Fracture mechanics, applications and challenges*, Invited papers presented at the 13th European Conference on Fracture, ESIS publication 26, Amsterdam, Elsevier, pp. 73-95.
- Sines, G., 1955, "Failure of materials under combined repeated stresses with superimposed static stresses", NACA tech, Note 3495.
- Sines, G., & Ohgi, G. 1981, "Fatigue criteria under combined stresses and strain", *ASME, J. Engng Mater. Technol.*, 103, pp. 82-90.
- Smith, K. N., Watson, P., & Topper, T. H., 1970, "A stress-strain function for the Fatigue of Metals", *J. Mater.*, Vol. 5 No. 4, pp. 767-778.
- Smith, R. A., Liu, Y., & Grabowski, L., 1996, "Short fatigue crack growth behaviour in Waspaloy at room and elevated temperatures", *Engng. Mater. Struct.*, Vol. 19 No. 12, pp. 1505-1514.
- Socie, D., 1987, "Multiaxial fatigue damage models", *J. Engng. Mater. Tech.*, Vol. 109, pp. 293-298.
- Susmel, L., & Lazzarin, P., 2002, "A bi-parametric Wöhler curve for high cycle multiaxial fatigue assessment", *Fatigue and Fract Engng Mater. Struct.*, 25, pp. 66-78.
- Susmel, L., & Taylor, D., 2003, "Two methods for predicting the multiaxial fatigue limits of sharp notches", *Fatigue and Fract Engng Mater. Struct.*, 26, pp. 821-833.
- Susmel, L., Atzori, B., & Meneghetti, G., 2004, "Material fatigue properties for assessing mechanical components weakened by notches and defects", *Fatigue and Fracture Engng. Mater. Struct.*, 27, pp. 1-15.
- Tanaka, K., Nakai, Y., & Yamashita, M., 1981, "Fatigue growth threshold of small cracks", *Int. J. Fract.*, 17, pp. 519-33.

- Tanaka, K., 1983, "Engineering formulae for fatigue strength reduction due to crack-life notches", *Int. J. Fract.*, 22, R39-R45.
- Taylor, D., 1999, "Geometrical effects in fatigue: A unifying theoretical model", *Int. J. Fract.*, 21, 413-420.
- Thomson, D., 1998, "The national high cycle fatigue (HCF)", Third Nat. Turbine Engine High Cycle Fatigue conference, Saint Antonio, Texas, CD-ROM proceedings, Strange, W. A. (Ed).
- Tomlinson, G. A., 1927, "The rusting of steel surfaces in contact", *Proceedings of the Royal Society*, Vol. 115, pp. 472-483.
- Vallellano, C., Dominguez, J., & Navarro, C., 2003, "On the estimation of fatigue failure under fretting conditions using notch methodologies", *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 26, pp. 469-478.
- Vallellano, C., Dominguez, J., & Navarro, C., 2004, "Predicting the fretting fatigue limit for spherical contact", *Engineering Failure Analysis*, pp. 1-10.
- Varvani-Farahani, A., 2000, "A new energy-critical plane parameter for fatigue life assessment of various metallic materials subjected to in-phase or out-of-phase multiaxial fatigue loading conditions", *Int. J. Fat.*, 22, pp. 295-305.
- Vingsbo, O. S., & Soderberg, S., 1987, "On fretting maps", *Conference: wear of materials*, ASME, Nova York, pp. 885-894.
- Warlow-Davis, F. J., 1941, "Fretting corrosion and fatigue strength", *Proceedings of the Institute of Mechanical Engineers*, Vol. 146, pp. 32.
- Waterhouse, R. B., 1981, "Fretting fatigue", Waterhouse, R. B. Editor, Applied Science Publishers, UK.
- Waterhouse, R. B., & Lindley, T. C., 1994, "Fretting fatigue", European Structural Integrity Society, Mechanical Engineering Publications Limited, London, ESIS Publication, No. 18.

Apêndice A

Análise da Distância Crítica

Para avaliar o efeito da distância crítica b_0 nas propriedades de fadiga do material ou na precisão das estimativas do limite de fadiga, assumiu-se uma variação percentual para o valor de b_0 . Para a análise, a variação do centro do volume estrutural $b_0/2$ (nó 2) foi realizada utilizando-se um nó acima (nó 1) e um abaixo (nó 3) desse valor na malha obtida pela simulação numérica (Figura A.1), para a cada liga. Cálculos foram conduzidos nesses novos pontos. Para a liga $Al4Cu$, o trabalho considera $b_0/2 = 0,05mm$. Para a liga $Ti6Al4V$, o trabalho considera $b_0/2 = 7,63\mu m$. Fez-se para a liga de titânio a análise para $b_0/2 = 15,3mm$ (nó abaixo do centro do volume estrutural). Para esta liga, não foi possível a análise no nó acima por este ponto ser o *hot spot*. Como a distância de $b_0/2 = 7,63\mu m$ é muito pequena, a altura do elemento da malha na região de contato possui o mesmo valor. Desta forma, análise foi feita apenas no nó abaixo de $b_0/2$. Pelo mesmo motivo, a variação da distância crítica desta análise para o $Ti6Al4V$ é de +100% de b_0 , ou seja, $y = 2 \times (b_0/2)$.

Os dados obtidos em b_0 e nestes novos pontos são mostrados nas colunas denominadas por $b_0/2$, *Nó acima* e *Nó abaixo* nas tabelas A.1 e A.2 para as ligas $Al4Cu$ e $Ti6Al4V$, respectivamente. As tabelas apresentam as componentes de tensão cisalhante e normal relativa ao plano crítico determinado pelo MCWM, os índices de erro de Susmel e Dang Van, o tamanho de contato e a vida para cada raio de sapata. Para a liga de alumínio são apresentadas as variações do centro do volume estrutural por porcentagem de b_0 , para os nós utilizados em cada raio de sapata. Para o titânio a variação é de 100% de b_0 , como já mencionado.

Os resultados mostram que os valores de SU e DV podem variar de maneira significativa quando comparados com os valores correspondentes calculados para $b_0/2$, especialmente para a liga de alumínio e para o critério de Susmel e Lazzarin. No pior caso, para a sapata de $a = 0,36mm$ na tabela A.1, uma variação de 10% no centro do volume estrutural provoca uma mudança em SU de mais de 100%. Portanto, é uma indicação clara de que a metodologia deve ser usada com cautela para campos de tensão de contato que variam rapidamente e que a extração das propriedades de fadiga

básicas é de fundamental importância na análise.

É interessante notar que, apesar da variação no centro do volume estrutural ser menor, a maioria das variações de SU são maiores para menores tamanhos de contato, onde as tensões decaem mais rapidamente, ou seja, o gradiente de tensão é mais severo. A influência da qualidade do campo de tensões gerado pela malha é um dos motivos para que alguns dos resultados discordem disso, já que o campo de tensão numérico apresenta melhores resultados para os maiores tamanhos raios das sapatas.

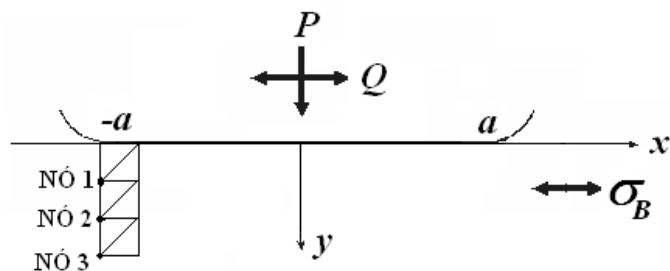


Figura A.1: Esquema ilustrando os diferentes $b_0/2$ utilizados.

Tabela A.1: Índices de Dang Van e Susmel e componentes de tensão relativas ao plano crítico de Susmel para cada raio de sapata da liga *Al4Cu* considerando diferentes distâncias críticas, b_0 .

Tabela A.2: Índices de Dang Van e Susmel para cada raio de sapata da liga *Ti6Al4V* considerando diferentes distâncias críticas, b_0 .