



UNIVERSIDADE D
COIMBRA

Anthony Neiva Silva

**EFEITO DO MODELO DE DANO GURSON-
TVERGAARD-NEEDLEMAN NA
CARACTERIZAÇÃO DOS PARÂMETROS FÍSICOS
DA FADIGA**

**Dissertação no âmbito do mestrado em Engenharia Mecânica orientada pelo
Mestre Edmundo Rafael de Andrade Sérgio e pelo Professor Diogo Mariano
Simões Neto e apresentada ao Departamento de Engenharia Mecânica da
faculdade de Ciências e Tecnologias da Universidade de Coimbra**

Fevereiro de 2024

1 2



9 0

FACULDADE DE
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE DE
COIMBRA

Efeito do Modelo de Dano Gurson-Tvergaard-Needleman na Caracterização dos Parâmetros Físicos da Fadiga

Dissertação apresentada para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia Mecânica na Especialidade de Produção e Projeto

Effect of the Gurson-Tvergaard-Needleman Damage Model on the Characterization of Physical Parameters of Fatigue

Autor

Anthony Neiva Silva

Orientadores

Edmundo Rafael de Andrade Sérgio

Diogo Mariano Simões Neto

Júri

Presidente	Professor Doutor Joel Alexandre da Silva Jesus Professor Convidado da Universidade de Coimbra
Orientador	Mestre Edmundo Rafael de Andrade Sérgio Assistente Convidado da Universidade de Coimbra Professor Doutor Diogo Mariano Simões Neto Professor Auxiliar da Universidade de Coimbra
Vogais	Professor Doutor Luís Filipe Borrego Professor do Instituto Superior de Engenharia de Coimbra

Coimbra, fevereiro 2024

Agradecimentos

Esta dissertação marca o fim de uma jornada significativa, repleta de desafios e aprendizagens. Expresso a minha sincera gratidão a todos os que contribuíram para o sucesso deste trabalho.

Em primeiro lugar, ao meu orientador, Edmundo Sérgio, pela orientação dedicada, paciência e sinceridade ao longo da execução desta dissertação.

À minha família, expresso o meu mais profundo agradecimento pelo amor incondicional, apoio emocional e incentivo constante ao longo deste caminho. Este apoio foi fundamental para me manter motivado nos momentos mais desafiantes.

Por último, aos amigos que fiz ao longo deste período académico e aos amigos que já são de longa data, que sempre estiveram presentes e disponíveis a dar os conselhos mais preciosos.

Resumo

A fadiga é uma das principais causas de falha de componentes mecânicos, sujeitos a carga cíclica. Para prevenir que estas falhas ocorram, é necessário estudar a propagação de fendas por fadiga para ter uma previsão da duração de cada componente. Esta normalmente é avaliada pela gama do fator de intensidade de tensão ΔK , permitindo obter a velocidade de propagação da fenda da/dN . No entanto, esta abordagem tradicional apresenta algumas restrições, uma vez que o processo de fadiga é permanente, enquanto o parâmetro ΔK é de natureza elástica.

Esta dissertação explora o fenómeno de fadiga com recurso a simulação numérica, onde as forças que agem sobre os materiais desencadeiam um estado de tensões e deformações muito complexo na ponta da fenda. A deformação plástica na ponta da fenda emerge como peça-chave neste quebra-cabeças, delineando como as forças atuam no material, moldando sua resposta à fadiga. Nesse contexto, exploramos o modelo de dano Gurson-Tvergaard-Needleman aplicado à simulação da propagação de fendas por fadiga, um modelo numérico adequado para simular a acumulação de microvazios em materiais sujeitos a diferentes tipos de cargas. O provete utilizado no estudo foi fabricado na liga de alumínio 6082-T6. Realizaram-se simulações para razões de tensão de 0.05, 0.25 e 0.4 e duas sobrecargas. As previsões de velocidade de crescimento de fendas por fadiga foram comparadas com dados experimentais.

Em última análise, esta dissertação não se limita a uma análise teórica. Procura, também conectar os pontos entre os resultados numéricos e os resultados experimentais.

Palavra-chave: Fadiga, GTN, Dano, Não local, Fenda, Falha.

Abstract

Fatigue is one of the main causes of mechanical component failure under cyclic loading. To prevent these failures from occurring, it is necessary to study fatigue crack propagation to predict the lifespan of each component. This is typically evaluated by the range of the stress intensity factor ΔK , allowing the determination of the crack propagation rate da/dN . However, this traditional approach has some limitations, as the fatigue process is irreversible, while the parameter ΔK is of elastic nature.

This dissertation explores the fatigue phenomenon using numerical simulation, where the forces acting on materials trigger a very complex stress and strain state at the crack tip. Plastic deformation at the crack tip emerges as a key piece in this puzzle, outlining how forces act on the material, shaping its fatigue response. In this context, we explore the Gurson-Tvergaard-Needleman damage model applied to fatigue crack propagation simulation, a numerical model suitable for simulating the accumulation of microvoids in materials subjected to different types of loads. The specimen used in the study was manufactured from the aluminum alloy 6082-T6. Simulations were conducted for stress ratios of 0.05, 0.25, and 0.4, and two overload conditions. Predictions of fatigue crack growth rates were compared with experimental data.

Ultimately, this dissertation goes beyond theoretical analysis, aiming to connect the dots between numerical results and experimental outcomes.

Keywords: Fatigue, GTN, Damage, Non-local, Crack, Failure.

Índice

Índice de Figuras	ix
SIMBOLOGIA E SIGLAS.....	xi
Simbologia.....	xi
Siglas	xiii
1. INTRODUÇÃO.....	1
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	4
2.1. Fenómeno de Fadiga.....	4
2.2. Mecânica de Fratura Linear Elástica	4
2.3. Crack Tip Open Displacement	6
2.4. Deformação Plástica na Ponta da Fenda	7
2.5. Outros mecanismos que afetam o crescimento da fenda por fadiga.....	8
2.6. Modelo de dano Gurson-Tvergaard-Needleman	8
3. Modelo Numerico.....	12
3.1. Modelo do Material	12
3.2. Malha, Geometria e Carga.....	14
3.3. Algoritmo de Propagação da Fenda	16
4. RESULTADOS E DISCUSSÃO	19
4.1. Efeito da dimensão de regularização	19
4.2. Comparação com $da/dN-\Delta K$ experimental.....	22
4.3. Comparação com sobrecargas experimentais.....	23
5. CONCLUSÕES	26
REFERÊNCIAS BIBLOGRÁFICAS	28

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2-1 Curva de crescimento de fendas por fadiga. Escala logarítmica	6
Figura 3-1 Provete de tensão média modelado para Al 6082-T6. As condições de fronteira estão representadas	14
Figura 3-2 a) Malha de elemento finitos b) Zona de transição c) Área de malha fina que cobre o caminho da fenda.....	15
Figura 4-1 Evolução da velocidade de propagação para $R=0.05$: (a) tamanho de fenda inicial 15.5 mm; (b) tamanho de fenda inicial 20.5 mm.	19
Figura 4-2 Evolução da velocidade de propagação para $R=0.25$: (a) tamanho de fenda inicial 15.5 mm; (b) tamanho de fenda inicial 20.5 mm.	20
Figura 4-3 Evolução da velocidade de propagação para $R=0.4$: (a) tamanho de fenda inicial 10.5 mm; (b) tamanho de fenda inicial 20.5 mm.	21
Figura 4-4 Comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais para razões de tensão 0.05, 0.25 e 0.4	23
Figura 4-5 Comparação do resultado experimental com numérico numa sobrecarga de razão 1.5.	24
Figura 4-6 Comparação do resultado experimental com numérico numa sobrecarga com razão de 2.....	25

SIMBOLOGIA E SIGLAS

Simbologia

- a_0 - Tamanho inicial da fenda
 da/dN – Velocidade de crescimento da fenda por fadiga
 E_0 – Modulo de Young inicial
 E - Modulo de Young efetivo
 f – Fração de volume de microvazios
 f_0 – Fração de volume inicial de microvazios
 f_c - Fração de volume critico de microvazios
 f_F - Fração de volume de microvazios na fratura
 f_N – Fração de volume de microvazios nucleados
 f^* - Fração de volume efetivo de microvazios
 \tilde{f} – Porosidade não local
 $F_{\text{máx}}$ – Carga máxima num ciclo
 $F_{\text{mín}}$ – Carga mínima num ciclo
 $K_{\text{máx}}$ – Fator de intensidade de tensão máxima
 L – Comprimento de regularização
 L' - Comprimento de regularização adimensional
 p – Pressão hidrostática
 p_c – Porosidade critica
 p_w, q_w – Constantes para a função de peso
 q_1, q_2 e q_3 – Parâmetros de interação de microvazios
 R – Razão de tensão
 s – Razão de espaço de microvazios
 s_N – Desvio padrão do processo de nucleação
 ν – Coeficiente de Poisson
 V – Volume de integração
 w – Tamanho de elemento

$w(z), W(z)$ – Funções de peso
 $\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$ – Vetor de posição
 \mathbf{X} – Tensor das tensões inversas
 X_{Sat}, C_X – Parâmetros da lei de Lemaitre-Chaboche
 Y_0 – Tensão inicial de cedência
 Y_{sat}, C_y – Parâmetros da lei de Voce
 z – Distância euclidiana
 α, β – Constantes de Thomasson
 $\dot{\gamma}$ – Multiplicador plástico
 ε_N – Deformação média de nucleação
 $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$ – Tensor de taxa de deformação plástica
 $\dot{\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}}^p$ – Tensor equivalente de deformação plástica
 $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_d^p$ – Tensor de taxa de deformação plástica desviadora
 $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v^p$ – Tensor de taxa de deformação plástica volumétrica
 $\Delta \varepsilon_c^p$ – Incremento crítico de deformação plástica
 $\Delta \delta_p$ – Gama CTOD plástico
 $\Delta \bar{f}_n$ – Atualização do incremento da porosidade não local
 ΔK – Gama do fator de intensidade de tensão
 ΔN – Gama de Número de ciclos
 ϕ – Função de cedência GTN
 $\boldsymbol{\sigma}$ – Tensor de tensão de Cauchy
 $\sigma_1, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ – Tensões e deformações principais
 σ_y – Tensão de escoamento
 $\bar{\sigma}$ – Tensão equivalente de Von Mises
 $\boldsymbol{\sigma}'$ – Tensor desviador da tensão de Cauchy

Siglas

CFF – Crescimento de Fenda por Fadiga

CTOD – Crack Tip Opening Displacement

GTN – Gurson-Tvergaard-Needleman

MEF – Método Elementos Finitos

MFLE – Mecânica de Fratura Linear Elástica

SSY – Deformação de Pequena Escala

1. INTRODUÇÃO

A fadiga de um componente, em termos mecânicos, refere-se à falha progressiva de um material quando submetido a ciclos repetitivos de carga. Esse tipo de falha é observado em materiais sujeitos a cargas cíclicas, como vibrações, flutuações térmicas ou variações na carga de trabalho. A falha por fadiga ocorre quando um componente é submetido a tensões abaixo do limite elástico do material, mas essas cargas são aplicadas de forma repetitiva ao longo do tempo. Mesmo que as tensões aplicadas sejam inferiores à tensão de cedência plástica do material, a acumulação de dano ao longo de múltiplos ciclos pode levar à falha do componente[1].

Existem diversos fatores que influenciam a vida à fadiga, onde se incluem a amplitude de variação de carga, o número de ciclos aplicados, a geometria do componente e as características do material. O estudo da fadiga é crucial em engenharia para garantir a durabilidade e a confiabilidade de componentes sujeitos a condições cíclicas. A fadiga é um fenômeno crítico na indústria, pois muitos componentes e estruturas estão sujeitos a carregamentos cíclicos durante sua vida útil. Esse fenômeno pode afetar uma variedade de setores, desde aeroespacial e automóvel até construção civil [2].

Os engenheiros dedicam esforços para projetar componentes levando em consideração as condições de fadiga esperadas durante a operação normal. Isto envolve a consideração de fatores como a geometria do componente, as propriedades do material e a aplicação específica. Por outro lado, na fase de desenvolvimento, os testes de fadiga são realizados para validar as previsões teóricas e garantir que os componentes atendam aos requisitos de vida útil esperados. Além disso, em muitos setores, a fadiga é monitorizada como parte de programas de manutenção preditiva[2]. Isso envolve a vigilância contínua de componentes críticos para detectar sinais de fadiga antes que ela atinja um estágio crítico.

Como referido anteriormente, o crescimento de fendas por fadiga é um fenômeno crítico em estruturas e materiais sujeitos a carregamentos cíclicos. A análise desse crescimento de fendas muitas vezes envolve o uso de parâmetros como o Fator de Intensidade de Tensão (K) [3] e o Crack Tip Opening Displacement (CTOD)[4], [5]. O fator de intensidade de tensão é uma medida que quantifica a intensidade do campo de tensões próximo da ponta de uma fenda. O CTOD é um parâmetro que quantifica a capacidade de

um material se deformar plasticamente antes que uma fenda se propague. Em contextos de crescimento de fendas por fadiga, o CTOD é usado para avaliar a capacidade do material de resistir à propagação da fenda em estágios mais avançados. Este parâmetro fornece informações sobre a tenacidade à fratura do material [4], [5].

O crescimento de fendas por fadiga é muitas vezes analisado utilizando leis de propagação de fendas, que relacionam a taxa de crescimento da fenda com parâmetros como a amplitude do ciclo de carga, o fator de intensidade de tensão, a tenacidade à fratura, entre outros. Paris-Erdogan [6] é uma das leis de propagação de fendas amplamente utilizadas para modelar o crescimento de fendas por fadiga, apresentando algumas desvantagens como a necessidade de dados experimentais, não é aplicável a todos os materiais.

A deformação na ponta da fenda é crucial na análise da propagação de fendas, sendo uma deformação causada por cargas cíclicas [7]. Sendo, irreversível, esta ocorre na região da ponta da fenda devidos à alta concentração de tensões. O modelo de dano GTN (Gurson-Tvergaard-Needleman) é uma abordagem numérica para descrever o comportamento de materiais metálicos, principalmente quando estão sujeitos a deformação plástica elevada, como acontece na ponta da fenda [8].

Desta forma, este estudo tem como foco avaliar o efeito do crescimento, nucleação e coalescência de micro-vazios na propagação de fendas por fadiga sobre os parâmetros físicos deste fenómeno, neste caso razão de tensões e sobrecargas. O conhecimento daqui retirado é essencial na previsão da vida útil de componentes sujeitos a carregamentos cíclicos e na otimização do design de materiais resistentes à fadiga.

Primeiramente faz-se uma revisão bibliográfica, abordando pontos como o fenómeno da fadiga, mecânica de fratura linear elástica, Crack Tip Open Displacement e deformação plástica na ponta da fenda. De seguida apresenta-se uma abordagem numérica do modelo aplicado, e no capítulo seguinte apresenta-se os resultados, e uma análise dos resultados com base nos dados experimentais. No último capítulo tem-se as conclusões retiradas nesta dissertação.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1. Fenómeno de Fadiga

A fadiga é um processo mecânico que pode levar à fratura de materiais que estão sujeitos a tensões e deformações cíclicas ao longo do tempo. Quando um material é submetido a carregamentos repetitivos, mesmo que as tensões aplicadas sejam abaixo do limite de cedência do material, podem ocorrer deformações plásticas microscópicas. Com o tempo, essas deformações acumulam-se e levam à formação e ao crescimento de fendas no material. Essas fendas, por sua vez, podem se propagar até atingir um tamanho crítico e resultar na falha completa do material [1].

O processo é constituído por quatro fases: iniciação da fenda: ocorre tipicamente na superfície do material, em locais onde a concentração de tensões é maior. Geralmente, devido à presença de defeito ou à rugosidade; Crescimento microscópico da fenda: relacionado com a fratura dúctil ou frágil dos ligamentos à frente da fenda, coalescência de microvazios ou microclivagem; Propagação da fenda: geralmente perpendicular à direção de aplicação da carga, esta fase é caracterizada pelo aumento progressivo da velocidade de crescimento da fenda; Fratura final: ocorre quando o comprimento da fenda atinge um valor crítico. Aqui a fenda propaga-se a uma velocidade muito alta e instável, originando a fratura do material quando a área resistente se torna incapaz de suportar as cargas aplicadas.

2.2. Mecânica de Fratura Linear Elástica

A teoria da Mecânica de Fratura Linear Elástica (MFLE) é usada para estudar e prever o comportamento de fratura dos materiais [2]. Enquanto a propagação de fendas por fadiga se deve a mecanismos não lineares e irreversíveis que ocorrem na ponta da fenda, a MFLE é utilizada para estudar a distribuição da tensão elástica em redor da ponta da fenda. A MFLE só pode ser aplicada em casos onde o comportamento não linear é muito pequeno em relação ao comprimento da fenda e dos componentes.

A intensidade de tensão na ponta da fenda é afetada por vários fatores, como a carga que é aplicada à peça e as características da fenda. A MFLE é baseada no fator de intensidade

de tensão (K), que é um parâmetro que caracteriza o campo de tensão e de deformação elástica nas regiões próximas à ponta da fenda [3]. Desta forma a MFLE não tem em conta a deformação plástica e, é utilizada para estudar o comportamento de fratura de materiais em condições específicas. O fator de intensidade de tensões, K , é obtido por [9]:

$$K = Y\sigma\sqrt{\pi a}, \quad (2.1)$$

onde, Y é um parâmetro adimensional que depende da geometria da peça, da fenda e do carregamento, σ é a tensão aplicada remotamente e, a é o comprimento da fenda.

O fator de intensidade de tensão controla o campo de tensões e de deformações nas proximidades da ponta da fenda, isto é, para que duas fendas distintas compartilhem o mesmo valor de K , tensões e deformações semelhantes devem ser encontradas na proximidade da fenda [3]. Pode-se assim supor que este parâmetro controle o crescimento da fenda. Em condições de carga cíclica, a variação de intensidade de tensão, ΔK , define-se por:

$$\Delta K = K_{\text{máx}} - K_{\text{mín}} \quad (2.2)$$

Aplicar uma gama de fator de intensidade de tensão a um material, por um certo número de ciclos, faz com que uma determinada fenda aumente o seu comprimento. Esse comprimento de fenda pode estar relacionado com número de ciclos aplicados através das curvas $da/dN - \Delta K$ [10], tipicamente apresentam três regiões distintas, como indicado na figura 2-1:

- Região limiar de fadiga: abaixo do limite de fadiga, ΔK_{th} , não ocorre propagação. Assim que esse valor é ultrapassado, existe um aumento na taxa de crescimento da/dN com o aumento ΔK .

- Regime de Paris-Erdogan: a lei de Paris-Erdogan define a relação linear, em escala logarítmica, entre a taxa de crescimento da/dN e ΔK [6]. A equação referente à lei Paris-Erdogan é definida por:

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K)^m, \quad (2.3)$$

onde C e m são constantes do material que dependem do material e da relação de tensão.

- Região acelerada: quando o parâmetro K_{max} se aproxima da tenacidade à fratura, K_{1C} , há um aumento repentino na taxa de crescimento, da/dN , ocorrendo fratura do componente.

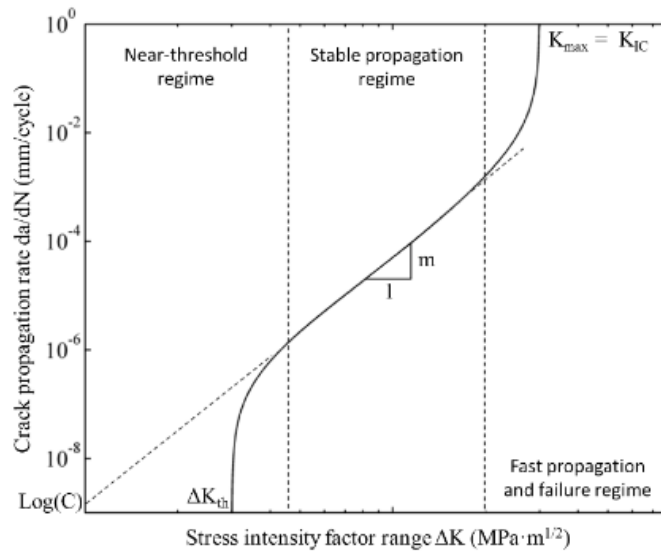


Figura 2-1 Curva de crescimento de fendas por fadiga. Escala logarítmica, adaptado de [11]

O modelo MFLE assume que a tensão nas proximidades da ponta da fenda é puramente elástica. No entanto, devido à singularidade que ocorre na ponta da fenda, teoricamente, a tensão tende a ser infinitamente grande. Portanto, mesmo que a tensão remota aplicada ao corpo seja pequena, nas proximidades da ponta da fenda, deve haver uma região plástica. Essa região não é levada em consideração pela MFLE. Assim, o erro induzido é apenas ligeiro quando as dimensões da região plástica são pequenas em comparação com as dimensões restantes do corpo – Deformação de Pequena Escala (SSY).

2.3. Crack Tip Open Displacement

O parâmetro Crack Tip Opening Displacement, CTOD, inicialmente sugerido por Wells [5], consiste numa medida de resistência à fratura do material através da sua capacidade de suportar deformações plásticas antes de ocorrer fratura. Este parâmetro é capaz de avaliar o deslocamento da fenda devido à forma arredondada que esta assume, sendo que no princípio tem uma forma pontiaguda. Este arredondamento plástico na extremidade da fenda pode explicar a formação de estrias observadas no processo de propagação de fendas por fadiga no regime Paris-Erdogan. Estes dois fenómenos estão interligados, pelo que o conceito CTOD possibilita uma estimativa do espaçamento entre os

estrias e, por conseguinte, a taxa de crescimento da fenda [12]. Nicholls [4], desenvolveu uma relação polinomial entre o CTOD e a taxa de crescimento da fenda, dada por:

$$\frac{da}{dN} = b(CTOD)^{\frac{1}{d}}, \quad (2.4)$$

onde b e d desempenham o mesmo papel dos coeficientes de Paris-Erdogan.

Em trabalhos anteriores, abordaram-se duas formas diferentes de entender o Crescimento da Fenda por Fadiga: a abordagem tradicional baseada no fator de intensidade de tensão, ΔK , e uma abordagem alternativa baseada na deformação plástica na ponta da fenda, δ_p . Esta última abordagem foi usada para desenvolver um modelo, $da/dN - \delta_p$, para vários materiais [13], [14] [15] e mostrou-se capaz de prever o efeito do estado de tensão, da razão de tensão e do carregamento de amplitude variável. O esquema de propagação de fendas utilizado no estudo baseia-se num método de libertação de nó. Este método é uma técnica popular no Método dos Elementos Finitos (MEF) para modelar a propagação de fendas. No entanto, este método pressupõe um Crescimento de Fenda por Fadiga (CFF) constante e não considera os fenómenos físicos por trás do processo, uma vez que o incremento da fenda por ciclo deve depender da deformação plástica na ponta da fenda [16]. Na verdade, a propagação da fenda só é feita para estabilizar a deformação plástica e o nível do fecho de fenda.

2.4. Deformação Plástica na Ponta da Fenda

A deformação plástica na ponta da fenda é um conceito importante na análise de propagação de fendas. Trata-se da deformação permanente, que ocorre na região da ponta da fenda, como resultado da aplicação de tensões cíclicas [7] que provocam ciclos de carregamento e descarregamento do material. Este tipo de deformação é diferente da deformação elástica, que é reversível e não provoca alterações permanentes na estrutura do material.

A deformação plástica na ponta da fenda é uma das principais causas da propagação de fendas por fadiga. Ocorre porque a concentração de tensões na região de ponta da fenda é muito elevada [17], o que torna o material mais suscetível à deformação plástica. À medida que a fenda se propaga, a deformação plástica acumula-se na região da ponta da fenda, o que aumenta o tamanho da zona plástica e, conseqüentemente, a tendência para a fenda propagar.

Perceber o processo de acumulação de deformação plástica na ponta da fenda é importante para o desenvolvimento de modelos de previsão da vida útil de componentes submetidos a tensões cíclicas. Por exemplo, modelos baseados no conceito do fator de intensidade de tensão, são limitados na sua aplicação, porque não consideram a influência da deformação plástica na propagação da fenda. Nesse sentido, o uso de modelos baseados em parâmetros como CTOD e $\Delta\delta_p$ pode ser mais adequado para simular a propagação de fendas por fadiga em materiais que apresentam menor resistência à deformação plástica.

2.5. Outros mecanismos que afetam o crescimento da fenda por fadiga

A propagação de fendas por fadiga é, um problema comum em materiais que sofrem carregamentos cíclicos. A deformação plástica cíclica é amplamente aceita como o mecanismo mais importante a atuar na ponta da fenda, sendo responsável pelo CFF [18]. No entanto, em situações onde a carga é elevada, a fratura frágil, o crescimento e a coalescência de microvazios são mecanismos a ter em conta, pois são dependentes da carga máxima.

Alguns estudos [17] sugerem que a diferença entre os resultados experimentais e os resultados numéricos obtidos com modelos baseados na deformação plástica acumulada deve estar ligada a mecanismos controlados pelo $K_{m\acute{a}x}$. Além disso, existe uma forte relação entre o $K_{m\acute{a}x}$ e a taxa de propagação de fendas por fadiga em materiais frágeis. No entanto, apesar de já se ter comprovado a influência do $K_{m\acute{a}x}$ na propagação de fendas por fadiga, os resultados numéricos indicam que o $K_{m\acute{a}x}$ não tem efeito na deformação plástica cíclica na ponta da fenda [19]. Portanto, mecanismos de dano alternativos são necessários para explicar essa situação, como os processos envolvendo os microvazios.

2.6. Modelo de dano Gurson-Tvergaard-Needleman

O modelo de dano Gurson-Tvergaard-Needleman (GTN) foi desenvolvido para descrever o comportamento de materiais metálicos com microestruturas que apresentam porosidades e inclusões. Este modelo é principalmente utilizado em análises de dano e falha em materiais sujeitos a deformação plástica.

O modelo baseia-se na superfície de cedência de Gurson, ϕ [8], que foi desenvolvida para materiais que contém micro-vazios tanto de forma esférica como cilíndrica. Neste

modelo a matriz do material considera-se livre de micro-vazios e segue o critério de cedência de von Mises. O modelo de Gurson foi modificado por Tvegaard [20], [21], de modo a melhor representar a resposta dada pelo material em estudos numéricos. A função de cedência do modelo de dano GTN é dada por:

$$\phi = \left(\frac{\bar{\sigma}^2}{\sigma_y} \right)^2 + 2q_1 f^* \cosh \left(q_2 \frac{\text{tr } \boldsymbol{\sigma}}{2\sigma_y} \right) - 1 - q_3 f^{*2}, \quad (2.5)$$

onde σ_y é a tensão de escoamento dada pela lei de encruamento, q_1, q_2 e q_3 são parâmetros que têm em conta a interação dos micro-vazios resultantes da modificação de Tvegaard, $\text{tr } \boldsymbol{\sigma}$ é o traço do tensor de tensão e f^* é a fração volumétrica de microvazios. A superfície de cedência apresentada na equação torna-se sensível à pressão se se considerar a seguinte regra de escoamento associada [22], [23]:

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \dot{\gamma} \frac{\partial \phi}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = \dot{\varepsilon}_d^p + \dot{\varepsilon}_v^p = \dot{\gamma} \boldsymbol{\sigma}' + \frac{1}{3} \dot{\gamma} f \sigma_y \sinh \left(\frac{3p}{2\sigma_y} \right) \mathbf{I}, \quad (2.6)$$

onde o tensor de deformação plástica, $\boldsymbol{\varepsilon}^p$, envolve dois termos: a taxa de deformação plástica desviadora, $\dot{\varepsilon}_d^p$, e a taxa de deformação plástica volumétrica. Estes termos relacionam-se com o multiplicador plástico, $\dot{\gamma}$, a pressão hidrostática, p , e a matriz identidade [24], \mathbf{I} . A evolução da porosidade, f , devido aos processos de nucleação e crescimento de micro vazios é dada por:

$$\dot{f} = (f - f^2) \dot{\gamma} \sigma_y \sinh \left(\frac{3p}{2\sigma_y} \right) + \frac{f_N}{S_N \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon^{-n} - \varepsilon_N}{S_N} \right)^2 \right] \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p \quad (2.7)$$

a lei de nucleação adotada é baseada no modelo de Chu e Needleman [25] que considera que a nucleação segue uma distribuição gaussiana com uma média de deformação plástica, ε_N , um desvio padrão, S_N , e uma amplitude máxima de nucleação, f_N .

A porosidade efetiva, f^* , foi introduzida por Tvegaard e Needleman [26] para descrever a queda abrupta da capacidade de suporte de carga no material assim que a coalescência tem início. Quando uma fração volumétrica crítica de vazios, f_c , é atingida a coalescência é artificialmente simulada pelo aumento rápido da porosidade, conforme demonstrado por:

$$\begin{cases} f, & f < f_c \\ f_c + \left(\frac{1}{q_1} - f_c\right) \frac{f - f_c}{f_F - f_c}, & f \geq f_c \end{cases} \quad (2.8)$$

sendo, f_F , a porosidade do material no momento da falha. É importante ressaltar que a coalescência é interrompida assim que f^* se aproxima de $1/q_1$ ou de f_F , pois nesse ponto o material perde a sua capacidade de suportar carga [26]. O valor de f_F não tem um impacto significativo na resposta numérica [27].

A abordagem de Tvegaard e Needleman pressupõe que f_c seja uma constante do material, que pode ser ajustada com base em ensaios de tração. No entanto, f_c tem como dependência a porosidade inicial. Isto ocorre porque apenas modos de deformação homogênea foram considerados na derivação da superfície de cedência de Gurson, enquanto o processo de coalescência é altamente localizado [28]. De facto, Thomasson [29] sugeriu que a coalescência se inicia no momento que o ligamento interno entre vazios atinge a carga limite, resultando num escoamento plástico altamente localizado [30]. Uma condição crítica interessante para o início da coalescência com base no estrição do ligamento interno entre vazios[31], é dada por:

$$\frac{\sigma_1}{\bar{\sigma}} = \left(\alpha \left(\frac{1}{s} - 1 \right) + \frac{\beta}{\sqrt{s}} \right) (1 - \pi s^2) \quad (2.9)$$

aqui, s representa a proporção de espaço vazio em relação ao material ($s = 2 * \sqrt[3]{(3f/4\pi^r)e^{\varepsilon_1+\varepsilon_2+\varepsilon_3}/\sqrt{e^{\varepsilon_2+\varepsilon_3}}}$), σ_1 é o valor da tensão principal e $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ e ε_3 são as deformações principais. Além disso, $\alpha = 0.12$ e $\beta = 1.2$ são constantes ajustadas por Thomasson [29].

A deformação homogênea ocorre enquanto a tensão necessária para este modo de deformação, $\frac{\sigma_1}{\bar{\sigma}}$, for menor que a tensão necessária para desencadear um modo de deformação localizado, $\left(\alpha \left(\frac{1}{s} - 1 \right) + \frac{\beta}{\sqrt{s}} \right) (1 - \pi s^2)$. É importante destacar que a tensão necessária para a localização diminui com a evolução da deformação plástica e do dano por acumulação de micro-vazios. Quando ambos os termos se igualam, a coalescência dos micro-vazios é desencadeada e o valor de porosidade no equilíbrio da equação é considerado como f_c .

No modelo GTN, o mecanismo de amaciamento é introduzido através da porosidade local f . Para obter uma distribuição regularizada e ultrapassar as dificuldades numéricas associadas à localização de deformação, adotou-se neste estudo uma abordagem não local, substituindo a variável local (f) por uma porosidade não local, representada por \bar{f} . Esta porosidade não local incorpora as contribuições dos pontos de Gauss vizinhos no cálculo do integral não local. Desta forma a porosidade não local num dado ponto de material, descrito pelo vetor de posição x , é definida por:

$$\dot{\bar{f}}(x) = \frac{1}{W(x)} \int_V w(x-y) \dot{f}(y) dV \quad (2.10)$$

aqui y representa o vetor de posição de cada ponto de integração e V representa o volume de integração. A função $w(z)$ é utilizada para ponderar a influencia de cada ponto e depende da distância Euclidiana entre os pontos do material: $z = \sqrt{z \cdot z}$, $z = x - y$, onde z é calculado através da diferença entre os vetores de posição x e y . Esta função é definida por:

$$w(z) = \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{z}{L}\right)^{p_w}} \right]^{q_w} \quad (2.11)$$

Sendo $p_w = 8$ e $q_w = 2$, duas constantes que determinam a forma da função de peso. De forma a obter um parâmetro adimensional, a distância z é normalizada por um comprimento de regularização, L . Ao analisar esta equação percebe-se que para valores de z muito inferiores a L , a função de peso aproxima-se de 1. Pelo contrário para valores de z muito superiores a L , a função peso tende para 0. Tvergaard e Needleman [32] perceberam que para $z/L > 1.5$, $w(z)$ aproxima-se de zero.

Sendo assim os volumes de integração são truncados, incluindo apenas os pontos de gauss cuja distância z/L é inferior a 1.5. Por fim, a função de peso total, é dada por.

$$W(x) = \int_V w(x-y) dV \quad (2.12)$$

3. MODELO NUMERICO

O provete utilizado no estudo desta dissertação foi fabricado na liga de alumínio 6082-T6. Utilizou-se o código de elementos finitos, DD3IMP, desenvolvido pelo Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade de Coimbra, para realizar as simulações.

3.1. Modelo do Material

O modelo aborda a relação entre o comportamento de um material e a sua capacidade de deformação. Este modelo, tem em conta uma lei de elasticidade evolutiva que contempla a diminuição do modulo de elasticidade à medida que o dano se acumula. Desta forma, o comportamento elástico é descrito pela lei de Hooke, que define que o modulo de elasticidade efetivo é determinado pela seguinte expressão:

$$E = E_0 \cdot \left(1 - \frac{f}{0.652}\right)^{2.23} \quad (3.1)$$

E_0 representa o modulo de elasticidade inicial do material, f representa a fração de microvazios/volume, prevista pelo modelo de dano GTN. A modelação da matriz livre de microvazios é feita seguindo o critério de escoamento de von Mises sob uma regra de escoamento associada. A tensão equivalente é dada por:

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{3}{2} \boldsymbol{\sigma}' : \boldsymbol{\sigma}'} \quad (3.2)$$

Sendo $\boldsymbol{\sigma}'$ a componente desviadora do tensor das tensões de Cauchy. Ao longo das fases de carga e descarga, ocorre um fenómeno complexo no material localizado na ponta da fenda, onde diferentes estados de tensão e de deformação se manifestam, sendo a tração e a compressão os mais dominantes. O encruamento do material, que proveem da expansão homotética da superfície de cedência, estabiliza após um certo número de ciclos de carga. Este comportamento é descrito pela inclusão de um componente encruamento isotrópico, como é o caso da lei de encruamento:

$$\sigma_y = Y_0 + (Y_{sat} - Y_0)[1 - \exp(-C_Y \bar{\epsilon}^p)] \quad (3.3)$$

Y_0 , Y_{sat} e C_Y como propriedades do material e $\bar{\epsilon}^p$ é deformação plástica equivalente. A estabilização da superfície de cedência devido à incorporação da lei de encruamento, não impede a ocorrência de *strain ractcheting*. Este fenómeno está intrinsecamente ligado à acumulação de deformação secundária, o que impede que os ciclos de histerese fechem no final dos ciclos de carga. Além disso, esta deformação secundária acumulada influencia diretamente o processo de fecho de fenda, o que torna indispensável a inclusão deste fenómeno nos modelos numéricos de CFF. Como resultado, o modelo numérico combina as leis de Voce e Lemaitre-Chaboche, incorporando assim uma lei de encruamento cinemático não linear. Esta abordagem é baseada no modelo proposto por Frederick-Amstrong, que é reconhecido como um método eficaz para prever o fenómeno de *strain ractcheting*. Segundo a lei de Lemaitre-Chaboche, a evolução do tensor das tensões inversa é determinada por:

$$\dot{X} = C_X \left[\frac{X_{sat}}{\bar{\sigma}} (\sigma' - X) - X \right] \dot{\bar{\epsilon}}^p, \text{ com } X(0) = 0 \quad (3.4)$$

sendo, X tensor das tensões inversa, $\dot{\bar{\epsilon}}^p$ a taxa de deformação plástica equivalente C_X e X_{sat} parâmetros do material. Os parâmetros utilizados para as leis de encruamento utilizadas são apresentados na tabela 3-1. Na tabela 3-2 encontram-se os parâmetros do modelo GTN.

Tabela 3-1. Parâmetros das leis de Swift e Frederick-Armstrong.

Material	E[Gpa]	ν	Y_0 [Mpa]	K [Mpa]	n	X_{sat} [Mpa]	C_X
AA 6082 T6	72	0.33	238,15	346,18	0,036	60,169	39,164

Tabela 3-2. Parâmetros do modelo de dano GTN.

Material	f_0	q_1	q_2	q_3	f_N	ϵ_N	S_N
AA 6082 T6	0,001	1,50	1	2,25	0,038	0,057	0,046

3.2. Malha, Geometria e Carga

A análise de CFF foi conduzida num provete de configuração M(T), conforme está descrito nas normas ASTM E 647-15. A geometria e as principais dimensões do modelo estão ilustradas na figura 3-1. O carregamento do modelo foi realizado, com uma carga cíclica de amplitude constante, para as seguintes razões de tensão $R=0.05, 0.25$ e 0.4 , sendo as $F_{máx}=600, 800$ e 800 N/mm e $F_{mín}=30, 200$ e 320 N/mm para as diferentes razões de tensão, respetivamente.

A fenda propaga-se num plano de simetria horizontal, o que permitiu simplificar a análise para uma abordagem bidimensional, considerando apenas a parte superior do provete e metade da largura. Esta simplificação foi adotada de forma a otimizar os recursos computacionais necessários. Consideram-se condições de deformação plana, já que os elementos 2D disponíveis no DD3IMP são específicos para análise em estado plano de deformação.

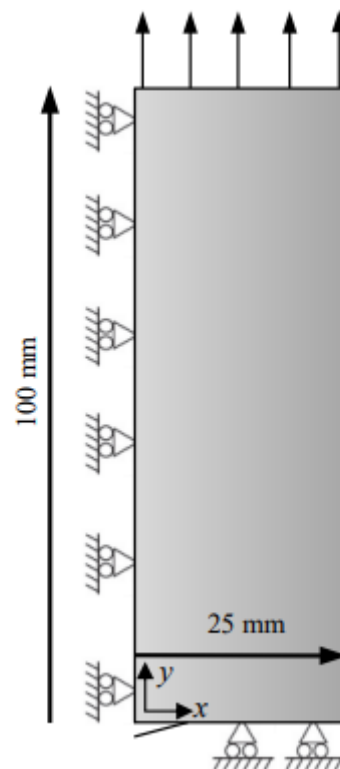


Figura 3-1 Provete de tensão média modelado para Al 6082-T6. As condições de fronteira estão representadas

O modelo utiliza elementos finitos de deformação plana de 4 nos conforme ilustrado na figura 3-2. A fim de verificar a convergência da malha, foram comparados vários tamanhos de elementos. Portanto, o número de elementos e nós utilizados varia entre [6109;18408] e [6254;18736], respectivamente. Neste sentido, a região em torno da trajetória de crescimento de fenda, definida ao longo do eixo de simetria horizontal foi refinada com elementos de tamanho diferentes, conforme necessário. Para uma análise mais detalhada foi adotado um tamanho de elemento de 1 μm , enquanto uma análise mais simplificada utiliza um tamanho de elemento 8 μm , que permite avaliar fortes gradientes de tensões e deformações na região da fenda. A fim de reduzir o custo computacional, a região foi definida com uma malha mais grosseira como apresentado na figura 3-2.

No contexto da análise foi empregue um esquema de integração completa, sem a considera os efeitos de “locking”. Tal abordagem foi adotada devido á presença de porosidade introduzida pelo modelo GTN, que permite variações volumétricas do material.

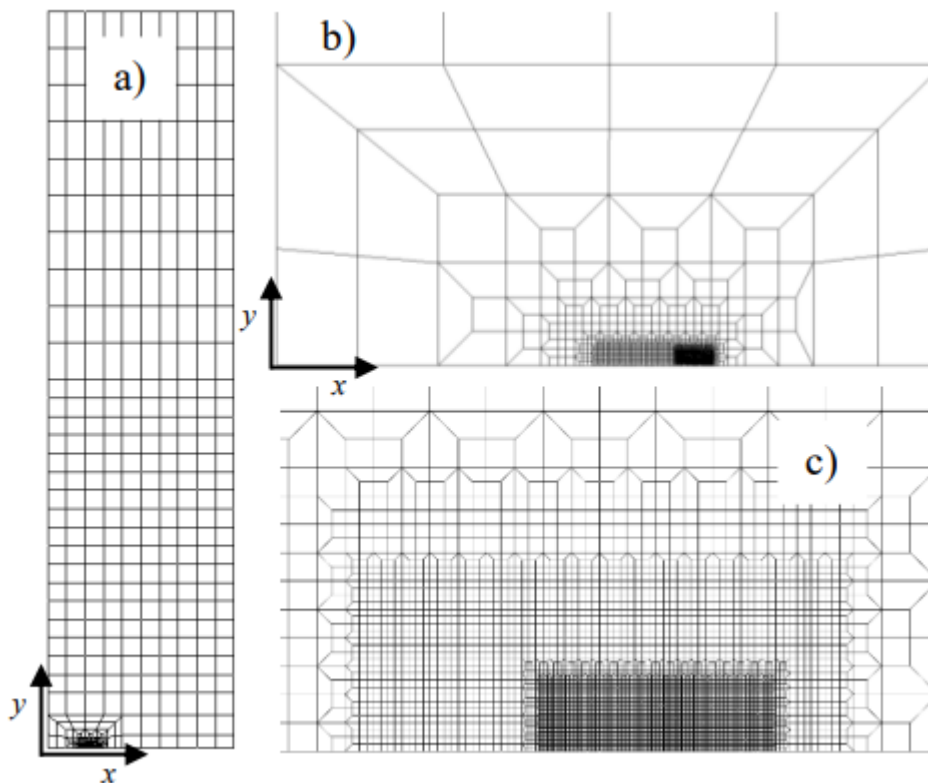


Figura 3-2 a) Malha de elemento finitos b) Zona de transição c) Área de malha fina que cobre o caminho da fenda

3.3. Algoritmo de Propagação da Fenda

O processo de CFF é modelado de modo a utilizar uma estratégia de liberação de nós. Neste caso, é adotado um esquema de propagação híbrido, no qual tanto a deformação plástica cíclica acumulada como o dano causado pela porosidade são critérios de liberação paralelos. Consequentemente, um nó é liberado quando um incremento crítico de deformação plástica, $\Delta\varepsilon_c^P$, ou porosidade crítica, p_c , são alcançados. Essa abordagem paralela tem como objetivo considerar CFF decorrente da acumulação de dano na ponta da fenda.

É importante observar que é utilizado uma abordagem de incremento de deformação plástica, que leva em consideração a propagação da fenda induzida pela deformação plástica. Isto significa que, uma vez que ocorra propagação, a deformação plástica acumulada previamente no nó atual da ponta da fenda afeta apenas o comportamento mecânico do material. Portanto, $\Delta\varepsilon_c^P$ representa a deformação plástica acumulada necessária para a formação da quantidade de estrias necessárias para causar crescimento da fenda em uma distância equivalente ao tamanho de elemento.

Devido à singularidade resultante da descontinuidade geométrica da fenda, a deformação plástica no nó que contém a ponta da fenda é calculada pela média dos valores nos dois Pontos de Gauss circundantes. Por outro lado, a porosidade na ponta da fenda é avaliada no primeiro Ponto de Gauss à frente da ponta da fenda.

A taxa de crescimento da fenda por fadiga é obtida pela relação entre o incremento da fenda (equivalente ao tamanho do elemento, w) e o número de ciclos de carga, ΔN , necessários para atingir o critério de liberação do nó.

$$\frac{da}{dN} = \frac{w}{\Delta N} \quad (3.5)$$

A taxa de crescimento da fenda por fadiga é considerada constante em cada incremento de fenda, o que é adequado se se considerar que o tamanho do elemento é relativamente pequeno. A análise numérica do CFF é simplificada ao variar o comprimento da fenda inicial, a_0 . Essa abordagem permite avaliar uma ampla faixa de valores de ΔK ao utilizar mesmo caso de carga. No entanto, o parâmetro ΔK é utilizado apenas para facilitar a comparação dos resultados.

Cada simulação apresenta inicialmente uma zona de transição que abrange a estabilização da deformação plástica cíclica e o fecho da fenda. Após essa zona, ocorre uma região estável de crescimento da fenda, na qual a taxa de crescimento da fenda (da/dN) é avaliada. O caminho da fenda é definido como a linha de nós que compõem o plano de simetria horizontal do provete MT.

Por fim, o contato entre as faces da fenda é modelado de modo a considerar uma superfície plana rígida alinhada com o plano de simetria da fenda. Essa abordagem permite representar com precisão o fecho da fenda induzido pela plasticidade.

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1. Efeito da dimensão de regularização

Inicialmente realizaram-se simulações para diferentes valores de dimensão de regularização do modelo não local GTN e para diferentes tipos de razões de tensão. Os resultados obtidos são apresentados na figura 4.1. Começou-se, então, por realizar para um $R=0.05$ e $a_0=15.5$ mm para diferentes tipos de $L=0.01, 0.02, 0.03, 0.05$, como mostra a figura 4.1a. Na figura 4.1b, apresentam-se os resultados para a mesma razão de tensões, mas com $a_0=20.5$ mm, com valores $L=0.02, 0.03, 0.04, 0.05, 0.06$.

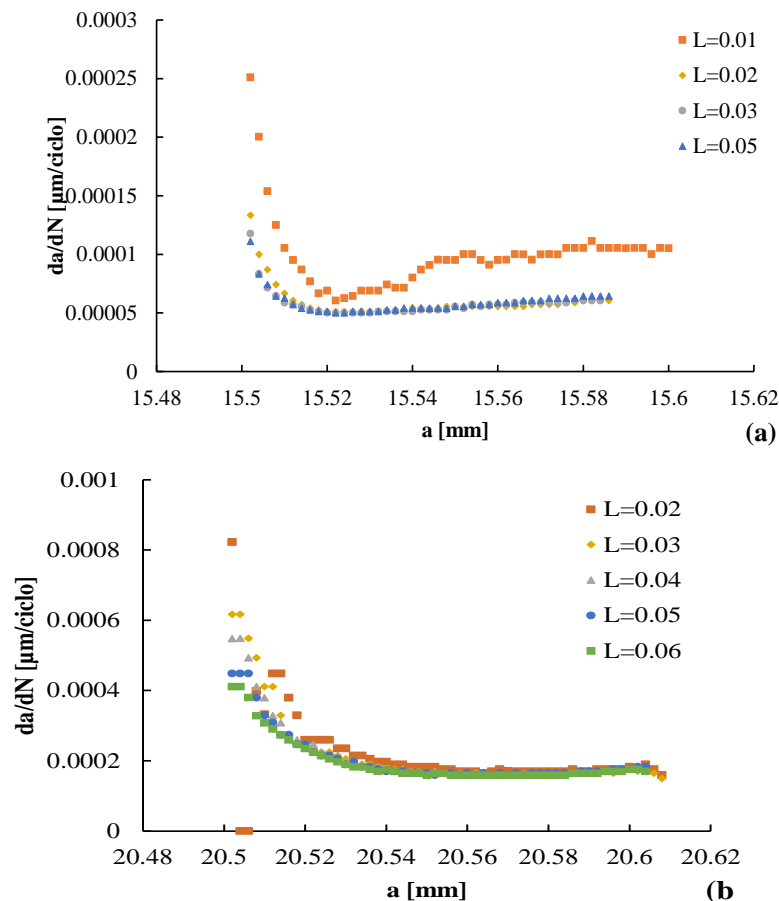


Figura 4-1 Evolução da velocidade de propagação para $R=0.05$: (a) tamanho de fenda inicial 15.5 mm; (b) tamanho de fenda inicial 20.5 mm.

Analisando os resultados de $R=0.05$, nota-se que para um tamanho de fenda inicial menor e L menor a velocidade de propagação é maior sendo que estabiliza a um tamanho de

fenda também maior. Para comprimentos de L maiores tem tendência a estabilizar pelo mesmo tamanho de fenda e à mesma velocidade. Para um tamanho de fenda inicial maior verifica-se que inicialmente para $L=0.02$ é um pouco instável, todavia para todo o L analisado estabiliza no mesmo comprimento de fenda e à mesma velocidade de propagação.

Prosseguiu-se para outra razão de tensões $R=0.25$, com $a_0=15.5$ mm e $L=0.01, 0.02, 0.03, 0.04$, representado na figura 4-2(a). Para a mesma razão de tensões e $a_0=20.5$ mm, tendo como $L=0.03, 0.04, 0.05$, obteve-se os resultados da figura 4-1(b).

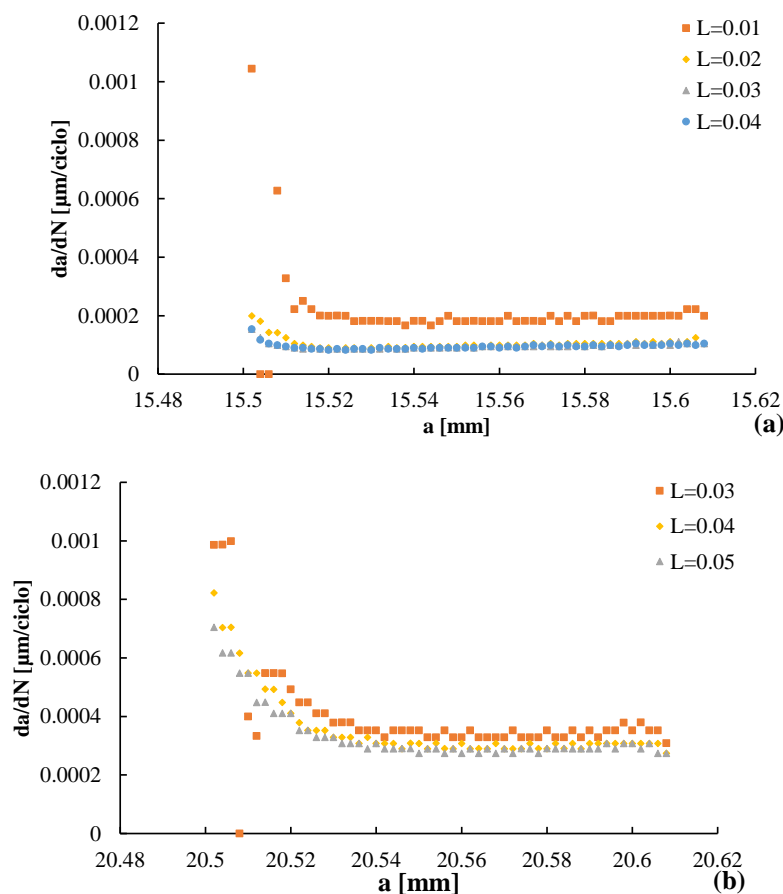


Figura 4-2 Evolução da velocidade de propagação para $R=0.25$: (a) tamanho de fenda inicial 15.5 mm; (b) tamanho de fenda inicial 20.5 mm.

Prossegue-se a análise dos resultados de $R=0.25$. para $a_0=15.5$ mm é de nota que para $L=0.01$ apesar de estabilizar no mesmo valor de a dos restantes L , a velocidade de estabilização é superior à dos restantes, sendo que para $L=0.02, 0.03, 0.04$ estabiliza ao mesmo comprimento de fenda e à mesma velocidade de propagação. Na mesma razão de

tensões, mas variando $a_0=20.5$, para os vários L analisados, o comportamento é bastante similar em todos os casos.

Para $R=0.4$, na figura 4-3 (a) apresenta-se os resultados de $a_0=10.5$ para $L=0.01, 0.07, 0.08, 0.09$, e na figura 4-3(b) para $a_0=20.5$ tendo os valores de $L=0.03, 0.04, 0.05$

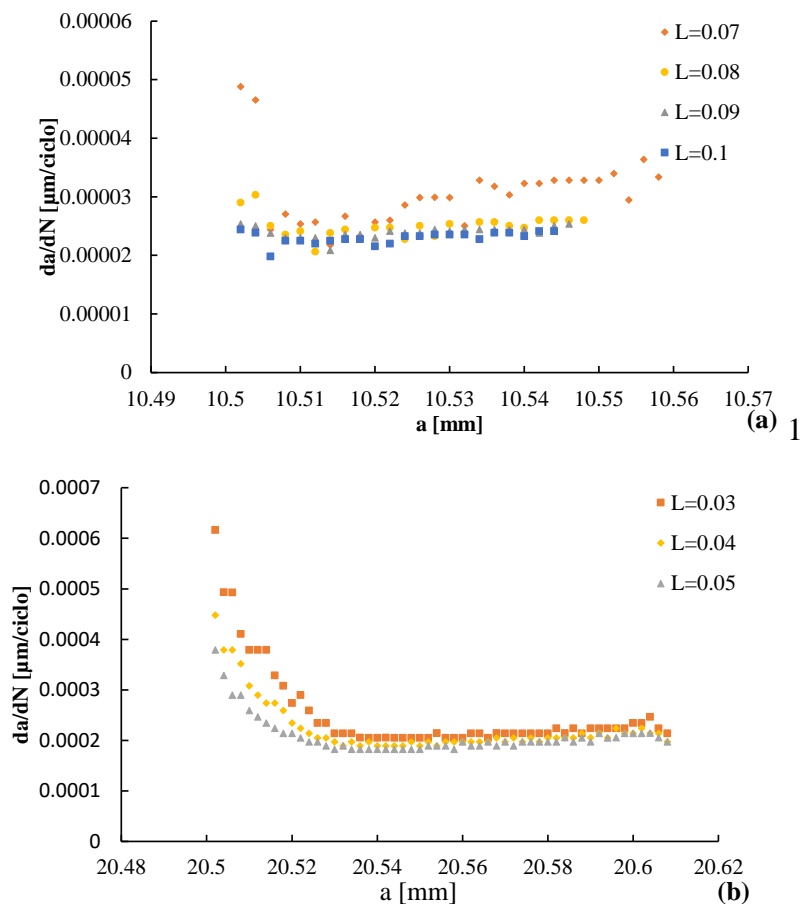


Figura 4-3 Evolução da velocidade de propagação para $R=0.4$: (a) tamanho de fenda inicial 10.5 mm; (b) tamanho de fenda inicial 20.5 mm.

Agora tendo em conta $R=0.4$, e um valor de fenda inicial diferente dos usados anteriormente $a_0=10.5$ mm, pode-se verificar que apresentam características semelhantes, apenas para $L=0.07$ a velocidade de propagação é mais instável, estabilizando num comprimento de fenda superior ao dos restantes L . Por fim, tendo como $a_0=20.5$ mm, e como nos outras razões de tensão analisadas, verifica-se que para um tamanho de fenda inicial

maior, para os vários L analisados tem tendência a estabilizar no mesmo comprimento de fenda e à mesma velocidade.

4.2. Comparação com $da/dN-\Delta K$ experimental

A figura 4-4 apresenta a comparação entre os resultados numéricos e experimentais obtidos no trabalho de Borrego *et al* [33]. Comparando os resultados numéricos com os experimentais, verifica-se que nas diferentes razões de tensões, $R=0.05$, $R=0.25$ e $R=0.4$, os resultados numéricos estão de acordo com os resultados experimentais na razão de tensão de 0,05 e 0,25. Em $R=0,05$, pode-se averiguar que os resultados numéricos se encontram ligeiramente acima dos resultados experimentais. Na razão de tensões de 0.25 os três primeiros pontos estão sobrepostos aos resultados experimentais, já o último ponto encontra-se ligeiramente acima dos dados experimentais. Relativamente a $R=0.4$, o primeiro ponto está abaixo dos resultados experimentais, o segundo e terceiro ponto, pelo contrário já se encontram acima, por último, o quarto ponto encontra-se de acordo com os resultados. No entanto a linha de regressão adicionada demonstra uma aproximação à velocidade obtida experimentalmente.

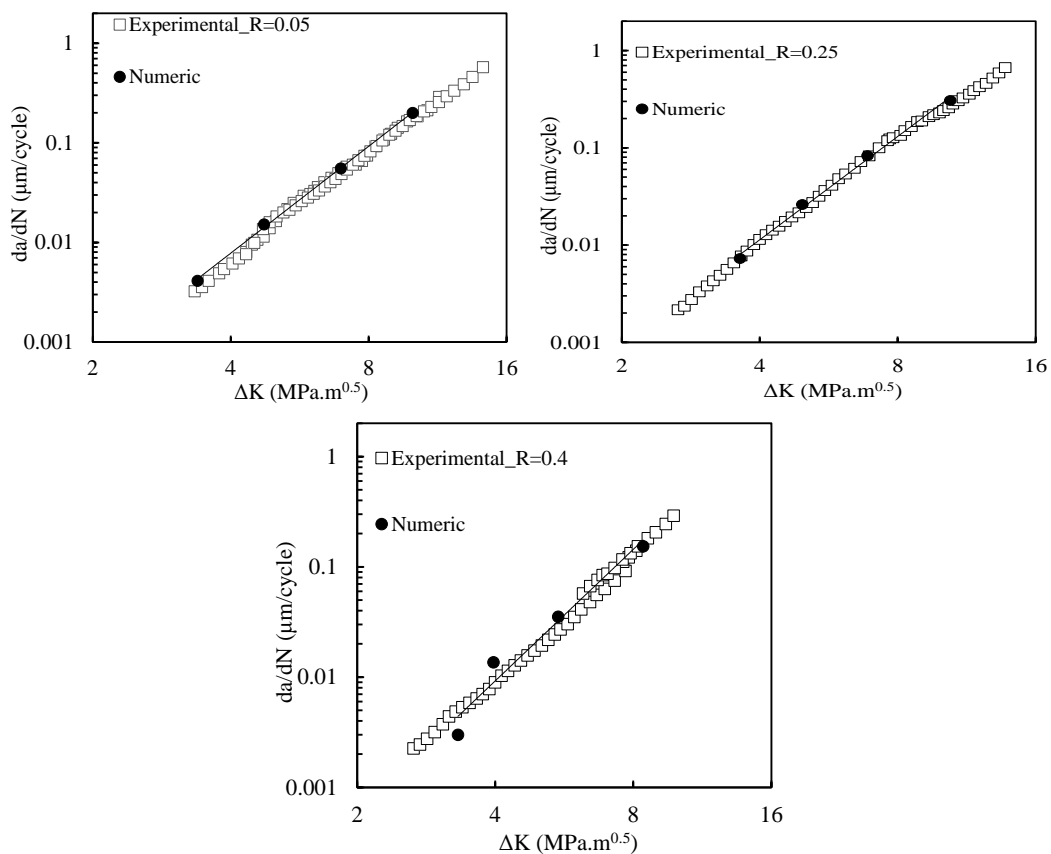


Figura 4-4 Comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais para razões de tensão 0.05, 0.25 e 0.4

4.3. Comparação com sobrecargas experimentais

Em relação a sobrecargas, fez-se inicialmente um estudo para uma sobrecarga com uma razão de sobrecarga de 1.5, representada na figura 4-5. A razão de tensões no carregamento a amplitude constante foi de 0.05. Neste caso nota-se que a fenda tem um crescimento constante até a aplicação da sobrecarga, o que se espera visto que o carregamento tem uma amplitude constante. Para além disso a velocidade é semelhante à experimental, estando de acordo com os dados apresentados na Figura 4-5. Após esse momento a velocidade de propagação da fenda tem um aumento considerável, devido à aplicação da sobrecarga, seguido de uma fase de retardação, mas estabiliza após cerca de 0.5 mm. Comparando com o resultado experimental, verifica-se que nos resultados numéricos o crescimento da fenda tem tendência a estabilizar primeiro em relação aos resultados experimentais, devido ao fato que nos resultados experimentais o crescimento de fenda ser mais lento. Outra observação, nos resultados numéricos o crescimento de fenda atinge

velocidades na ordem de 10^{-4} mm/ciclo, enquanto nos resultados experimentais tem tendência a estabilizar num valor mais baixo.

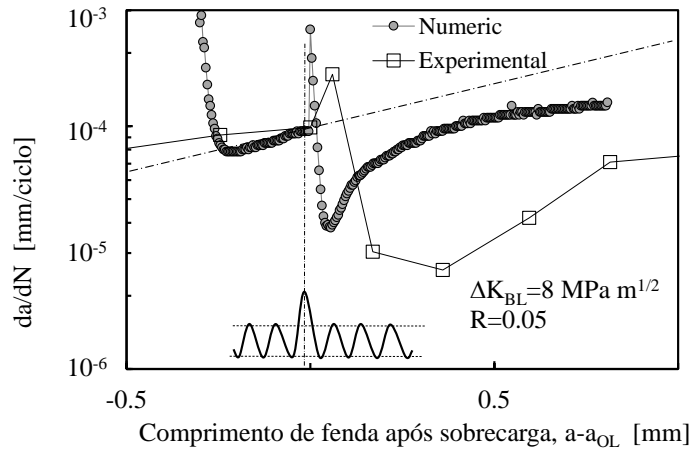


Figura 4-5 Comparação do resultado experimental com numérico numa sobrecarga de razão 1.5.

Tendo agora em conta a segunda sobrecarga aplicada, com uma razão de sobrecarga de 2 representados na figura 4-5. A razão de tensões no carregamento cíclico é também $R=0.05$. Como no caso anterior verifica-se um crescimento de fenda estável até a aplicação da sobrecarga, dando novamente uma queda abrupta, que faz que o crescimento de fenda estabilize após um crescimento da fenda superior, 0.6 mm. Este resultado era esperado visto que a sobrecarga tinha intensidade superior. Agora, tendo em conta os resultados experimentais, nota-se que os numéricos estabilizam primeiro, novamente. Verifica-se que o crescimento de fenda nos resultados experimentais é mais linear durante o retardamento. Neste caso o crescimento de fenda nos resultados numéricos tende a desacelerar até perto do valor 4×10^{-5} mm/ciclo, já os resultados experimentais o crescimento de fenda tem tendência a reduzir até perto do valor de 3×10^{-5} .

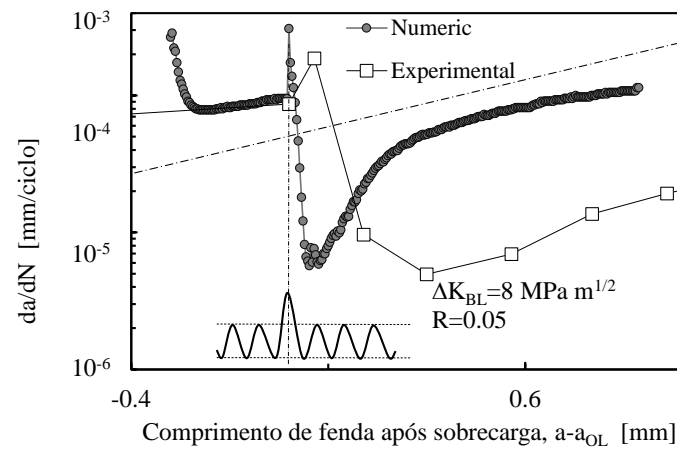


Figura 4-6 Comparação do resultado experimental com numérico numa sobrecarga com razão de 2.

5. CONCLUSÕES

Ao longo desta dissertação, foi feita uma análise de cargas cíclicas no crescimento de fendas por fadiga, para razões de tensão e de tamanho de fenda inicial diferentes. Ao usar o modelo de dano Gurson-Tvergaard-Needleman para caracterizar o crescimento da fenda por fadiga pode-se chegar as seguintes conclusões:

- Para os tamanhos de fenda inicial menores e para os vários valores de R diferentes, a velocidade de crescimento é maior para valores de L menores e estabiliza num tamanho de fenda maior.
- Independentemente da razão de tensão e ΔK aplicados existe um comprimento de regularização, L , a partir do qual a velocidade de propagação atinge um valor assintótico.
- Na comparação dos dados numéricos com os dados experimentais, para as diferentes razões de tensão, os vários dados analisados numericamente seguem a mesma linha dos dados obtidos experimentalmente.
- Em relação a sobrecarga aplicada fez-se estudo para razões de sobrecarga 1.5 e 2, nos dois estudos o comportamento é semelhante tanto no caso experimental como no numérico. Em ambos os casos o retardamento após a sobrecarga é subestimado no modelo numérico

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Y. L. Lee and M. Guo, “Pseudo Stress Analysis Techniques,” *Metal Fatigue Analysis Handbook*, pp. 61–87, 2012, doi: 10.1016/B978-0-12-385204-5.00002-1.
- [2] “Fracture processes of aerospace materials,” *Introduction to Aerospace Materials*, pp. 428–453, 2012.
- [3] J.R. Rice. Mechanics of crack tip deformation and extension by fatigue. ASTM Spec. Tech. Publ., 415 (1967), pp. 247-311
- [4] D. J. Nicholls, “THE RELATION BETWEEN CRACK BLUNTING AND FATIGUE CRACK GROWTH RATES,” *Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct.*, vol. 17, pp. 459–467, 1994.
- [5] A. A. Wells, “Unstable crack propagation in metals: cleavage and fast fracture,” *Proceedings of the crack propagation symposium*.
- [6] P. Paris, A. Director, and F. Erdogan, “A Critical Analysis of Crack Propagation Laws,” 1963. [Online]. Available: <http://fluidsengineering.asmedigitalcollection.asme.org/>
- [7] F. F. Ferreira, D. M. Neto, J. S. Jesus, P. A. Prates, and F. V. Antunes, “Numerical prediction of the fatigue crack growth rate in SLM Ti-6Al-4V based on crack tip plastic strain,” *Metals (Basel)*, vol. 10, no. 9, pp. 1–22, Sep. 2020, doi: 10.3390/met10091133.
- [8] Gurson AL, “Continuum Theory of Ductile Rupture by Void Nucleation and Growth: Part I—Yield Criteria and Flow Rules for Porous Ductile Media,” *J Eng Mater Technol*, pp. 2–15, 1977.
- [9] G. R. Irwin, “Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate,” vol. 4. 1957.
- [10] P. C. Paris, M. P. Gomez, and W. E. Anderson, “A rational analytic theory of fatigue,” *The Trend in Engineering 13*, pp. 9–14, 1961.
- [11] A. Trudel, M. Turgeon, E. Aecom, C. East, and I. Lanctôt, “Recent trends in the design of hydropower components subjected to cycling and fatigue; towards improved technical design specifications,” 2017. [Online]. Available: <https://www.researchgate.net/publication/320310804>
- [12] C. Laird and G. C. Smith, “Initial stages of damage in high stress fatigue in some pure metals,” *Philosophical Magazine*, vol. 8, no. 95, pp. 1945–1963, 1963, doi: 10.1080/14786436308209084.
- [13] F. V. Antunes, R. Branco, P. A. Prates, and L. Borrego, “Fatigue crack growth modelling based on CTOD for the 7050-T6 alloy,” *Fatigue Fract Eng Mater Struct*, vol. 40, no. 8, pp. 1309–1320, Aug. 2017, doi: 10.1111/ffe.12582.
- [14] F. V. Antunes, S. Serrano, R. Branco, and P. Prates, “Fatigue crack growth in the 2050-T8 aluminium alloy,” *Int J Fatigue*, vol. 115, pp. 79–88, Oct. 2018, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2018.03.020.
- [15] F. V. Antunes, M. S. C. Ferreira, R. Branco, P. Prates, C. Gardin, and C. Sarrazin-Baudoux, “Fatigue crack growth versus plastic CTOD in the 304L

- stainless steel,” *Eng Fract Mech*, vol. 214, pp. 487–503, Jun. 2019, doi: 10.1016/j.engfracmech.2019.04.013.
- [16] Z. S. Hosseini, M. Dadfarnia, B. P. Somerday, P. Sofronis, and R. O. Ritchie, “On the theoretical modeling of fatigue crack growth,” *J Mech Phys Solids*, vol. 121, pp. 341–362, Dec. 2018, doi: 10.1016/j.jmps.2018.07.026.
- [17] M. F. Borges, D. M. Neto, and F. V. Antunes, “Numerical simulation of fatigue crack growth based on accumulated plastic strain,” *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, vol. 108, Aug. 2020, doi: 10.1016/j.tafmec.2020.102676.
- [18] R. Hamam, S. Pommier, and F. Bumbieler, “Mode I fatigue crack growth under biaxial loading,” in *International Journal of Fatigue*, Oct. 2005, pp. 1342–1346. doi: 10.1016/j.ijfatigue.2005.06.020.
- [19] M. F. Borges, D. M. Neto, and F. V. Antunes, “Revisiting classical issues of fatigue crack growth using a non-linear approach,” *Materials*, vol. 13, no. 23, pp. 1–14, Dec. 2020, doi: 10.3390/ma13235544.
- [20] Tvergaard V, “Influence of voids on shear band instabilities under plane strain conditions,” *Int J Fract*, pp. 389–407, 1981.
- [21] Tvergaard V., “On localization in ductile materials containing spherical voids,” *Int J Fract*, pp. 237–252, 1982.
- [22] Besson J, “Continuum Models of Ductile Fracture: A Review,” *Int J Damage Mech*, pp. 3–52, 2010.
- [23] Brito J., *Ductile fracture prediction using a coupled damage model*. 2018.
- [24] Malcher L., “Continuum Modelling and Numerical Simulation of Damage for Ductile Materials,” 2012.
- [25] Chu CC and Needleman A., “Void Nucleation Effects in Biaxially Stretched Sheets,” *J Eng Mater Technol*, pp. 249–256, 1980.
- [26] Tvergaard V and Needleman A, “Analysis of the cup-cone fracture in a round tensile bar,” *Needleman A*, pp. 157–169, 1984.
- [27] Zhang Z., “A Practical Micro Mechanical Model Based Local Approach Methodology for the Analysis of Ductile Fracture of Welded T-Joints,” 1994.
- [28] Zhang ZL, Thaulow C, and Ødegård J., “A complete Gurson model approach for ductile fracture,” *Eng Fract Mech*, pp. 155–168, 2000.
- [29] Thomason PF., *Ductile fracture of metals*. 1990.
- [30] Benzerga AA, Besson J, and Pineau A, “Coalescence-Controlled Anisotropic Ductile Fracture,” *J Eng Mater Technol*, pp. 221–229, 1999.
- [31] Chambert J, Bressollette P, and Vergne A., *Implementation of coalescence criteria into the GTN model - Application to work-hardening ductile materials*. . 2000.
- [32] Tvergaard V. and Needleman A., “Effects of nonlocal damage in porous plastic solids,” *Int J Solids Struct*, pp. 1063–1077, 1995.
- [33] L. P. Borrego, J. M. Ferreira, J. M. Pinho da Cruz, and J. M. Costa, “Evaluation of overload effects on fatigue crack growth and closure,” *Eng. Fract. Mech.*, vol. 70, no. 11, pp. 1379–1397, 2003, doi: [https://doi.org/10.1016/S0013-7944\(02\)00119-4](https://doi.org/10.1016/S0013-7944(02)00119-4).