

## 2. Conceitos básicos da Mecânica da Fratura

No presente capítulo serão apresentadas algumas definições relacionadas à Mecânica da Fratura. Também serão definidos e discutidos conceitos como: ductilidade, tenacidade, estado de tensões e deformações, entre outros, os quais serão utilizados no desenvolvimento do trabalho.

### 2.1. Mecânica da Fratura

A Mecânica da Fratura trata do comportamento à fratura de componentes contendo defeitos ou trincas sob condições semelhantes às encontradas na prática. Os conceitos tradicionais de resistência dos materiais baseados em propriedades como resistência ao escoamento ou resistência à ruptura não levam em conta a tenacidade à fratura do material, a qual é definida pela mecânica da fratura como a propriedade que quantifica a resistência à propagação de uma trinca. Sob certas condições de serviço, um defeito, mesmo de dimensões muito pequenas, pode levar a falhas catastróficas. Tais defeitos são inevitáveis nas estruturas. Por mais controlada que seja a fabricação dos componentes, defeitos aparecem de formas variadas, adicionalmente àqueles inerentes ao próprio material. As dimensões críticas de defeitos, que dependendo da sua posição provocam rupturas catastróficas sob as condições de tensões, são determinadas em função da tenacidade do material.

Na Figura 2.1 o chamado triângulo da Mecânica da Fratura mostra como deve ser avaliada uma estrutura no tocante à fratura. Em um dos vértices estão as tensões atuantes no componente, obtidas através da análise estrutural executada a partir dos carregamentos a serem aplicados na estrutura. No segundo vértice aparecem as propriedades à fratura do material, obtidas experimentalmente. No último vértice são considerados os defeitos existentes na estrutura. A partir do conhecimento destes três vértices, é possível avaliar a resistência do material à fratura e a força motriz de crescimento de trinca.

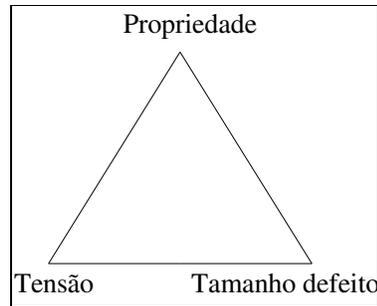


Figura 2.1 – Triângulo da Mecânica da Fratura.

A Mecânica da Fratura Linear Elástica (MFLE) resolve as limitações dos conceitos tradicionais de resistência dos materiais quanto à presença de descontinuidades tipo trinca em estruturas relativamente frágeis. A Mecânica da Fratura Elasto-Plástica (MFEP) estende a aplicação dos critérios da MFLE para materiais dúcteis, nos quais uma zona plástica de tamanho significativo em relação às dimensões da peça invalida as considerações de tensões elásticas na ponta da trinca controlando o processo de fratura. Na Figura 2.2 mostram-se as duas considerações.

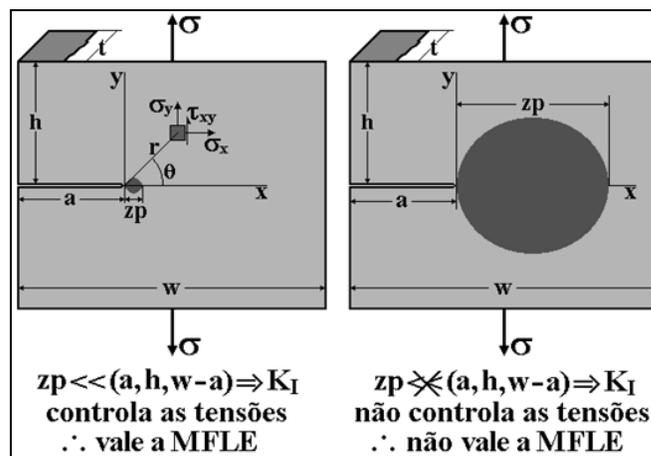


Figura 2.2 – Limite de aplicação da MFLE[22].

Os principais objetivos da Mecânica da Fratura são:

- Que tamanho de trinca pode ser tolerado para uma esperada carga de serviço?
- Que tamanho pode ser permitido para uma falha preexistente no começo da vida útil de uma estrutura?
- Com que frequência a estrutura deve ser inspecionada?

### 2.1.1. Ductilidade

A ductilidade representa uma medida do grau de deformação plástica que o material suporta antes de ocorrer a ruptura. Um material que experimenta uma deformação plástica muito pequena ou mesmo nenhuma deformação plástica antes de sofrer a ruptura é chamado de frágil. Por outro lado, o material que apresenta uma considerável deformação plástica antes da ruptura é chamado de dúctil. Materiais de engenharia podem fraturar de forma dúctil ou frágil, dependendo de sua capacidade de tolerar deformação plástica.

*Fratura Dúctil:* o crescimento da trinca tem uma fase estável, durante a qual ela resiste a pequenas perturbações sem propagar-se bruscamente. Nesse tipo de fratura (Figura 2.3), a região central interior da superfície possui uma aparência irregular e fibrosa, o que é um indicativo de deformação plástica. A fratura dúctil possui muita deformação plástica macroscópica, aspecto fosco e grande retração lateral do corpo de prova, com formação de microvazios e lábios de cisalhamento na região da fratura.



Figura 2.3 – Fratura Dúctil[23].

*Fratura Frágil:* No caso da fratura frágil as trincas podem se propagar de maneira brusca e rápida, com muito pouca deformação plástica. Tal propagação é chamada de instável, pois uma vez iniciada irá continuar espontaneamente sem precisar de um aumento na magnitude da tensão aplicada. A fratura frágil gera pouca deformação plástica macroscópica, e a região da fratura é brilhante (no caso da fratura por clivagem) como visto na Figura 2.4. Facetas e degraus de clivagem ou trincas intergranulares e dois tipos de mecanismos predominam neste tipo de fratura: clivagem ou fragilização intergranular.

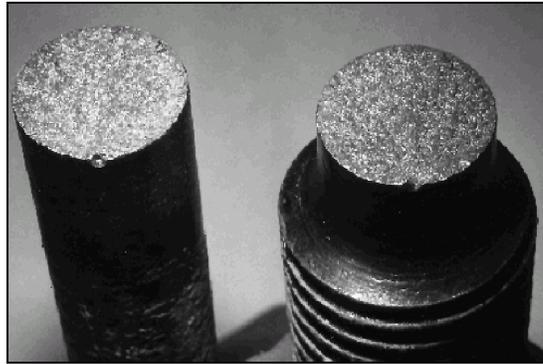


Figura 2.4 – Fratura Frágil[23].

### 2.1.2. Tenacidade à Fratura

Tenacidade é definida como a capacidade de um material de absorver energia até a ruptura. A tenacidade cresce com a área total sob a curva tensão vs. deformação, a qual é uma indicação da quantidade de trabalho por unidade de volume que pode ser realizado no material sem causar a fratura.

Na Mecânica da Fratura a tenacidade à fratura é definida como sendo a capacidade do material resistir à propagação de uma trinca, medida pelo trabalho necessário para fazê-la crescer, e.g. em  $J/m^2$  [24]. A tenacidade também pode ser abordada sob os seguintes aspectos:

–*Advertência*: tolerância a trincas relativamente grandes e ocorrência de uma deformação apreciável através da propagação estável da trinca antes da fratura. Em materiais tenazes é possível detectar uma trinca com ultrassom, por exemplo, e evitar a fratura. Isto se deve ao fato de que em materiais tenazes a trinca possui um crescimento estável.

–*Crescimento estável da trinca*: devido à capacidade do material tenaz de imobilizar a propagação da trinca, a região em torno da ponta da trinca terá uma intensa deformação plástica. Pode-se concluir então que a ruptura de materiais tenazes inclui uma fase de crescimento estável de trinca, que tende a evitar falhas catastróficas.

–*Estado e tipo de material*: para um material tenaz em estado irradiado ou em baixa temperatura, a tensão normal crítica praticamente não é alterada, mas a

tensão crítica de cisalhamento é aumentada. Isto significa que a resistência do material pode ser maior, mas ocorre uma variação do comportamento do material no sentido de tenaz para frágil. Tal fragilização é devida a mudanças estruturais no material, baixas temperaturas ou altas velocidades de aplicação de carga.

–*Estado de tensões*: um material pode mudar completamente seu comportamento à fratura mediante o estado de tensões que lhe é aplicado. Na Figura 2.5 é mostrado um estado de tração pura. Observa-se que a adição de uma segunda tensão  $\sigma_2$  (parte b) não altera a tensão máxima de cisalhamento, o que significa que a resistência do material à deformação fica inalterada. A adição de uma terceira tensão de tração  $\sigma_3$  implica em uma diminuição de  $\tau_{\max}$  (parte c) e eventualmente, se  $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$  (estado hidrostático de tensões) os círculos de Mohr confundem-se em um ponto e  $\tau_{\max}$  é nulo. Neste caso não ocorreria nenhuma deformação plástica. Isto implica em dizer “fragilização por tensões”. A diminuição do nível das tensões cisalhantes leva a um decréscimo considerável na tenacidade do material, uma vez que a deformação plástica é produzida por estas tensões cisalhantes. Assim, a fratura frágil está associada com tensões triaxiais desenvolvidas em um entalhe ou concentrador de tensões. A fragilização devido a um estado triaxial de tensões é mostrada na Figura 2.6.

## 2.2. Mecânica da Linear Elástica (MFLE)

De uma forma geral, a Mecânica da Fratura Linear Elástica (MFLE) avalia os mecanismos de fratura dos materiais frágeis ou quase-frágeis, através dos conceitos da teoria da elasticidade linear. Embora todo corpo trincado sob carga apresente uma região sujeita à deformação plástica na ponta da trinca, pode-se sob certas condições negligenciar a existência desta zona plástica e estudar o fenômeno do fraturamento pela teoria da MFLE. Tais condições que viabilizam a aplicação da MFLE referem-se aos casos em que o volume de deformação plástica é pequeno quando comparado às dimensões da peça.

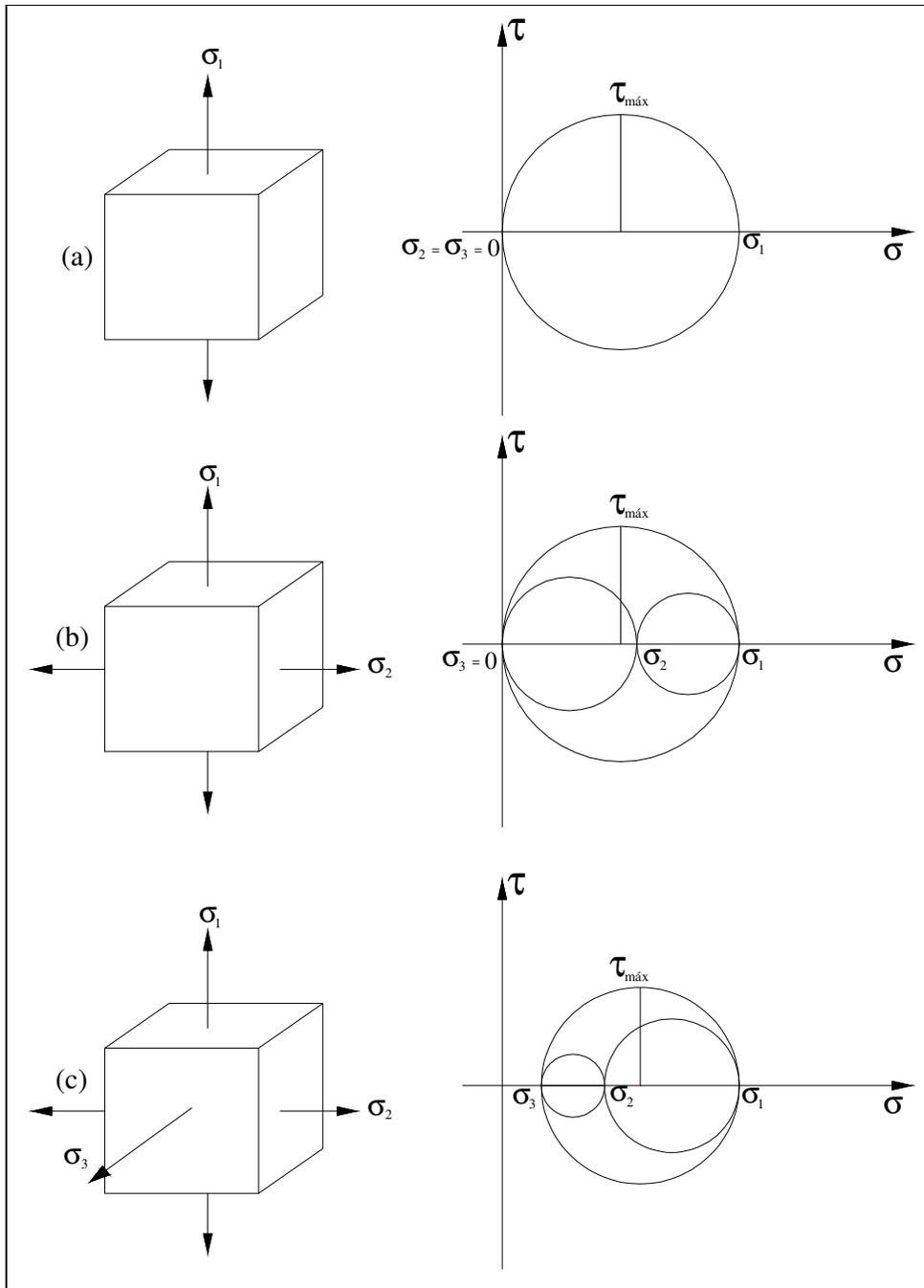


Figura 2.5 – Diferentes estados de tensão[24].

As bases da MFLE foram introduzidas por Griffith[25], através de um critério energético. Um segundo critério foi proposto por Irwin, que introduziu um parâmetro denominado fator de intensidade de tensão, e supôs que a trinca se propaga quando o fator de intensidade de tensão atinge um valor crítico, denominado de tenacidade à fratura. Williams[26] e Irwin[27] introduziram as técnicas necessárias para calcular os fatores de intensidade de tensão.

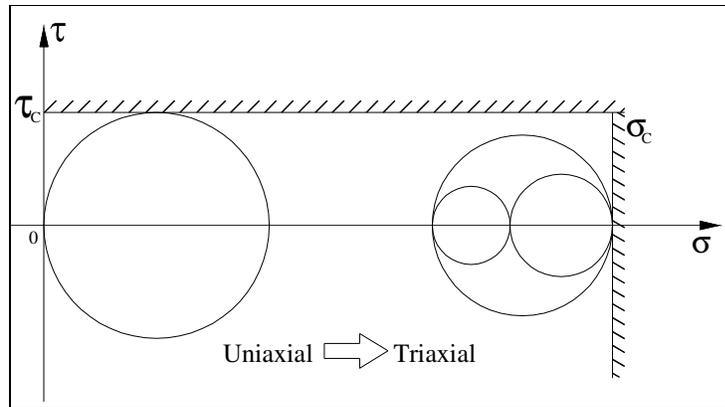


Figura 2.6 – Fragilização por estado triaxial de tensões[24].

### 2.2.1. Fator de concentração de tensões ( $K_t$ )

As trincas são entalhes afiados cujo raio da ponta  $\rho \rightarrow 0$ , muito comuns em estruturas, nas quais elas podem ser geradas durante a fabricação do material, na fabricação ou na montagem da peça, por dano ou por características operacionais [22]. Analisando uma placa infinita com um furo elíptico, como mostrado na Figura 2.7, Charles Edward Inglis demonstrou que o fator de concentração de tensões cresce à medida que o raio  $\rho$  da ponta do entalhe diminui e que a maior tensão que atua na borda do furo elíptico é dada por:

$$K_t = \frac{\sigma_{\max}}{\sigma_n} = 1 + 2 \frac{a}{b} = 1 + 2 \sqrt{\frac{a}{\rho}} \quad (2.1)$$

onde  $\sigma_{\max}$  é a tensão máxima na extremidade do eixo maior da elipse.

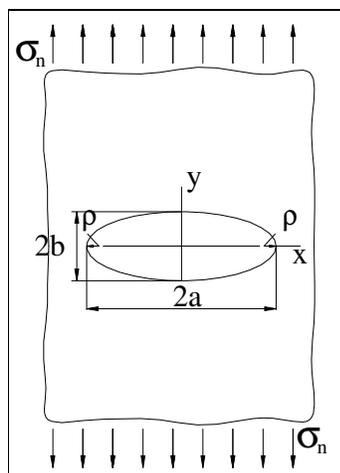


Figura 2.7 – A placa de Inglis[28].

O fator de concentração de tensões  $K_t$  quantifica o efeito da geometria do entalhe nas tensões lineares elásticas que atuam na sua ponta. Em uma primeira análise, significa que os entalhes, se presentes, devem ser mantidos com o menor tamanho possível e que, quanto maior o raio de curvatura, menor a severidade relativa da concentração de tensões. Como  $K_t$  cresce com  $1/\sqrt{\rho}$ , as trincas ideais (de raio  $\rho \rightarrow 0$ ) teriam  $K_t \rightarrow \infty$ , logo gerariam tensões lineares elásticas singulares nas suas pontas. Desta forma, a análise de tensões tradicional não pode prever bem o efeito das tensões na ponta das trincas, as quais seriam sempre singulares para qualquer tensão nominal não nula, e assim não poderiam ser comparadas à resistência dos materiais. Logo o efeito estrutural das trincas deve ser tratado por uma mecânica própria como a chamada Mecânica da Fratura [22].

### 2.2.2. Balanço de energia de Griffith

Em 1920, Griffith desenvolveu a primeira análise bem sucedida do comportamento à fratura de componentes trincados. Griffith realizou experiências em vidro, assumindo que a fratura ocorre em um material frágil ideal, com uma trinca de tamanho  $2a$  no interior de uma placa.

Segundo Griffith, em materiais idealmente frágeis, a trinca se propagaria de maneira instável caso a energia de deformação liberada fosse maior que a energia requerida para formar uma nova superfície de trinca, quando a trinca avançasse de um comprimento infinitesimal. Considerando uma placa infinita, com uma trinca de comprimento  $2a$  sujeita a uma tensão uniforme aplicada no infinito, o balanço energético de Griffith para um incremento de área de trinca  $dA$ , sob condições de equilíbrio, pode ser expresso como:

$$\frac{dE_T}{dA} = \frac{dE_P}{dA} + \frac{dW_s}{dA} = 0 \quad (2.2)$$

$E_T$  é a energia total do sistema,  $E_P$  é a energia potencial na placa e  $W_s$  é a energia de formação das superfícies da trinca. Griffith, usando a análise desenvolvida por Inglis, mostrou que

$$E_p = E_{p_0} - \frac{\pi \sigma^2 a^2 B}{E} \quad (2.3)$$

$E_{p_0}$  é a energia potencial total de uma placa sem trinca e  $B$  é a espessura da placa.  $W_s$  é igual ao produto da energia elástica de superfície do material,  $\gamma_s$ , e a nova superfície de área da trinca:

$$W_s = 2(2aB\gamma_s) \quad (2.4)$$

Substituindo as equações 2.3 e 2.4 em 2.2, obtêm-se a tensão de fratura

$$\sigma_f = \left( \frac{2E\gamma_s}{\pi a} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

Essa equação só pode ser aplicada em materiais idealmente frágeis, Griffith obteve bons resultados trabalhando com vidros, porém a equação subestima a tensão de fratura dos materiais estruturais comuns. Irwin e Orowan independentemente modificaram a expressão de Griffith para levar em conta materiais elasto-plásticos, introduzindo o trabalho plástico  $\gamma_p$ . Desta forma, a equação 2.5 torna-se

$$\sigma_f = \left( \frac{2E(\gamma_s + \gamma_p)}{\pi a} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

ou então, de modo mais geral,

$$\sigma_f = \left( \frac{2EW_f}{\pi a} \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

onde  $W_f$  é a energia de fratura, que pode incluir efeitos de plasticidade.

### 2.2.3. Taxa de liberação de Energia $\mathcal{G}$

Em 1956, Irwin propôs um modelo equivalente ao de Griffith, exceto que numa forma mais conveniente de resolver problemas de engenharia. Irwin definiu a energia absorvida para propagar um trinca ou tenacidade do material,  $\mathcal{G}$ , que é a

taxa de liberação da energia potencial armazenada no sistema por unidade de área de trinca.  $\mathcal{G}$  é obtida da derivada do potencial total e é dada por:

$$\mathcal{G} = -\frac{dE_p}{dA} \quad (2.8)$$

Para a placa infinita da seção anterior, a taxa de liberação é dada por:

$$\mathcal{G} = -\frac{\pi\sigma^2 a}{E} \quad (2.9)$$

Para um valor crítico de  $\mathcal{G}_c = 2W_f$ .  $\mathcal{G}$  é uma propriedade do material.

#### 2.2.4.Fator de intensidade de tensões (K)

O campo de tensões em torno da ponta da trinca para o modo I (abertura) de carregamento. Considerando os eixos de coordenadas polares como a origem na ponta da trinca, vide Figura 2.8, e assegurando um corpo trincado com características linear-elásticas, pode-se mostrar que o campo de tensões em torno da trinca é dado por:

$$\sigma_{ij} = \left( \frac{k}{\sqrt{r}} \right) f_{ij}(\theta) \quad (2.10)$$

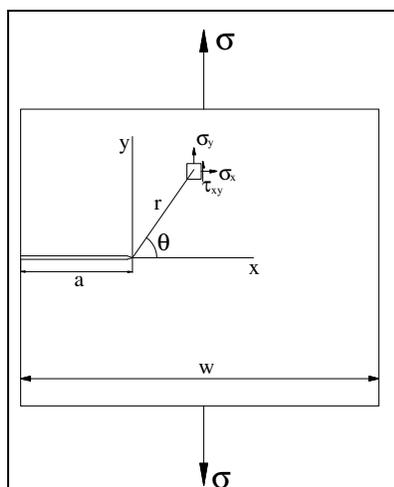


Figura 2.8 – Campo de tensões em torno da ponta da trinca.

onde  $\sigma_{ij}$  é o tensor de tensões,  $k$  é uma constante e  $f_{ij}$  é uma função adimensional de  $\theta$ . Os termos de ordem mais elevada dependem da geometria, mas a solução para uma configuração específica contém um termo que é proporcional a  $1/\sqrt{r}$ .

Assim, quando  $r \rightarrow 0$ , a equação gera tensões singulares na ponta da trinca. Quando  $r \rightarrow 0$ , o termo  $1/\sqrt{r} \rightarrow \infty$  e os demais termos permanecem finitos ou próximos de zero. As tensões em torno da trinca variam com  $1/\sqrt{r}$ , independente da configuração tratada. Cada modo de carregamento produz uma singularidade  $1/\sqrt{r}$  na ponta da trinca. Desta maneira, as constantes  $k$  e  $f_{ij}$  dependem do modo de carregamento. É definido então o fator de intensidade de tensão  $K$ , onde  $K = k\sqrt{2\pi}$ . O fator de intensidade de tensão depende dos modos de carregamento. Define-se  $K_I$  como o fator de intensidade de tensão em modo I. Então, o campo de tensões à frente da ponta da trinca será descrito como:

$$\sigma_y = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left( 1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \quad (2.11)$$

$$\sigma_x = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left( 1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \quad (2.12)$$

$$\tau_{xy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \quad (2.13)$$

A espessura do CP definirá o estado de tensões na ponta da trinca. Se a chapa é fina, tal que a tensão na direção da espessura seja nula, isto é,  $\sigma_z = 0$ , tem-se um estado plano de tensão. Se a chapa tem uma espessura considerável, em que a tensão transversal não é desprezível, haverá uma restrição à deformação ao longo da espessura. No limite, tem-se a condição de estado plano de deformação:

$$\sigma_z = \nu (\sigma_x + \sigma_y) \quad (2.14)$$

Na Figura 2.9 mostra-se um esquema de  $\sigma_y$ , onde são representadas as tensões normais ao plano de trincas vs. a distância da ponta da trinca. As equações

2.11, 2.12 e 2.13 só são válidas em regiões próximas às trincas, onde a singularidade  $1/\sqrt{r}$  domina o campo de tensões.

O fator de intensidade de tensão define a magnitude das tensões na ponta da trinca. Se  $K$  é constante, é possível determinar todas as componentes da tensão, deformação e deslocamento, como uma função de  $r$  e  $\theta$ . As equações citadas acima só valem para um módulo de placas infinitas: para placas finitas deve-se considerar um fator multiplicativo, chamado de fator de forma  $f(a/W)$ , onde  $W$  é a largura da placa:

$$K_I = f\left(\frac{a}{W}\right) \sigma \sqrt{\pi a} \quad (2.15)$$

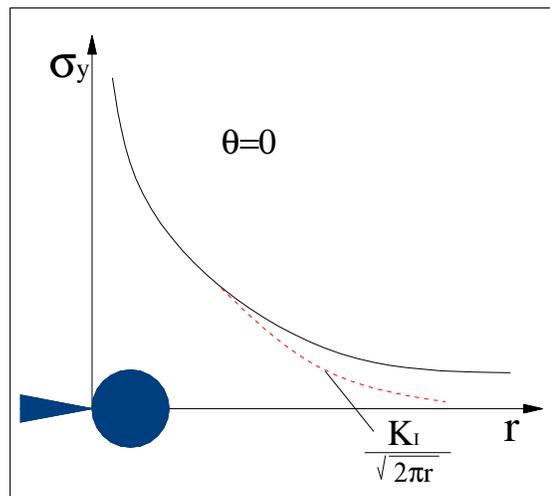


Figura 2.9 – Tensões normais ao plano da trinca[28].

### 2.2.5. Zona Plástica na ponta da trinca

O modelo usado na análise do comportamento linear-elástico conduz a tensões infinitas na ponta da trinca, quando  $r$  tende à zero. Na realidade essas tensões elevadas não são observadas, devido à deformação plástica que o material apresenta, criando assim junto à ponta da trinca uma “zona plástica”. Irwin, considerando o estado plano de tensões e uma zona plástica circular propôs, numa primeira estimativa (Figura 2.10) para o tamanho da zona plástica o valor  $r_p = 2r_y$ , onde  $r_y$  é obtido por:

$$r_y = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{K_I}{\sigma_{ys}} \right)^2 \quad (2.16)$$

Na Figura 2.10 nota-se que a aproximação da zona plástica não é muito exata, pela desconsideração da distribuição de tensões acima de  $\sigma_{ys}$ . O próprio Irwin sugeriu, que dada a plasticidade na ponta, que a trinca se comporta como se fosse mais profunda, tendo um comprimento efetivo  $a_{ef}$ . Assim, uma nova avaliação foi realizada considerando um tamanho efetivo da trinca dado por :

$$a_{ef} = a + \delta \quad (2.17)$$

onde  $a$  é o comprimento real e  $\delta$  é uma correção da zona plástica. Deste modo, o tamanho real da zona plástica  $r_p$  passa a ser:

$$r_p = r_y + \delta \quad (2.18)$$

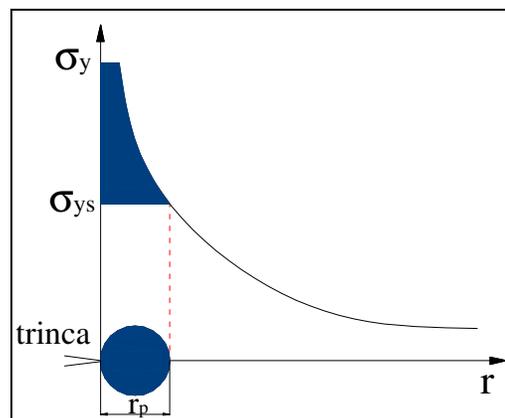


Figura 2.10 – Tamanho da zona plástica de Irwin[28].

A redistribuição das tensões que estavam acima de  $\sigma_{ys}$  é representada pela correção  $\delta$ . A Figura 2.11 mostra esta nova estimativa.

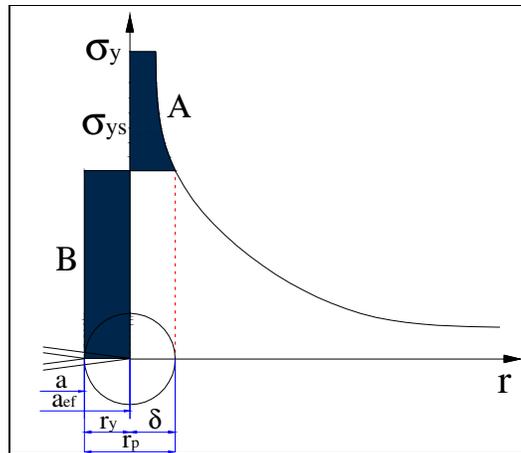


Figura 2.11 – Segunda estimativa da zona plástica de Irwin[28].

Partindo das igualdades das áreas A e B , da Figura 2.11, temos (numa segunda estimativa) :

$$\delta = r_y \quad (2.19)$$

Portanto,  $r_p = 2r_y$ . Assim, o tamanho da zona plástica na segunda estimativa é o dobro do tamanho encontrado pela primeira. Portanto, substituindo-se “a” por  $(a + r_y)$  nas equações dos campos de tensões, tem-se um ajuste necessário para considerar a plasticidade na ponta da trinca em condições de escoamento, numa pequena escala [29].

Dugdale & Barenblatt propuseram um outro modelo para o tamanho da zona plástica. Através de seus estudos conclui-se que toda a deformação plástica ocorre numa faixa à frente da trinca. A zona plástica é introduzida novamente a partir de um tamanho de trinca efetivo dado por [29]:

$$a_{ef} = a + \rho \quad (2.20)$$

onde  $\rho$  é o comprimento da zona plástica, onde atua uma tensão igual ao limite de escoamento  $\sigma_{ys}$ , sendo aplicada nas duas pontas da trinca, tendendo a fechá-la. Esse modelo é mostrado na Figura 2.12.

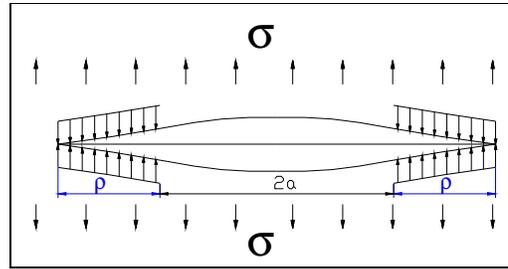


Figura 2.12 – Zona plástica segundo Dugdale[28].

Considerando que o valor do fator de intensidade de tensões devido à carga aplicada ( $\sigma$ ) é igual ao fator de intensidade de tensão devido à tensão de escoamento, tem-se:

$$\frac{a}{a+\rho} = \cos\left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_{ys}}\right) \quad (2.21)$$

Se desenvolvida a equação 2.21 por série de Taylor, obtém-se que:

$$\rho = \frac{\pi^2 \sigma^2 a}{8\sigma_{ys}^2} = \frac{\pi}{8} \left(\frac{K_I}{\sigma_{ys}}\right)^2 \quad (2.22)$$

Comparando-se as correções propostas por Irwin e Dugdale, calculadas à partir de  $K_{ef}$  ( $K$  relacionado a  $a_{ef}$ ), nota-se que:

- Ambas desviam da MFLE a partir de  $\sigma > 0,5\sigma_{ys}$
- Os comportamentos das duas correções são semelhantes, até  $0,85\sigma_{ys}$

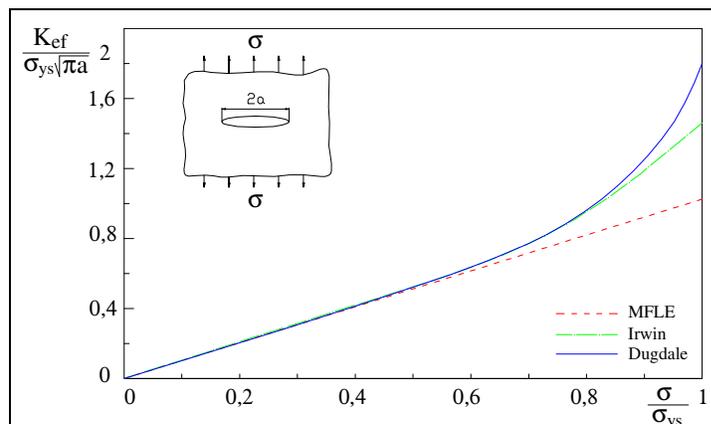


Figura 2.13 – Modelos de correção da zona plástica[28].

## 2.2.6. Restrição à deformação plástica

À frente da ponta de uma trinca existe uma restrição à deformação plástica, que aumenta com o aumento da espessura do espécime. Essa restrição pode ser descrita como uma inibição do escoamento devido ao estado triaxial de tensões que lá atua. O grau de inibição é diretamente relacionado ao grau de triaxialidade, isto é, a quanto as tensões  $\sigma_x$  e  $\sigma_z$  aproximam-se do valor da tensão  $\sigma_y$ . Se as três tensões de referencia forem iguais, teremos a restrição absoluta, de modo que não haverá escoamento. Essa condição não é atingida porque o sistema de tensões resulta em um valor maior para  $\sigma_y$ , e por isso o escoamento flui na direção de carregamento.

Na Figura 2.14 é mostrado que a introdução de um entalhe causa uma elevação de escoamento devido à triaxialidade de tensões e na Figura 2.15 mostrase o efeito do aumento da espessura, que causa um aumento de triaxialidade devido a um aumento nas tensões de reação na direção z. Pode-se dizer, então, que um aumento no tamanho da frente da trinca causa um aumento na restrição ao escoamento plástico [30].

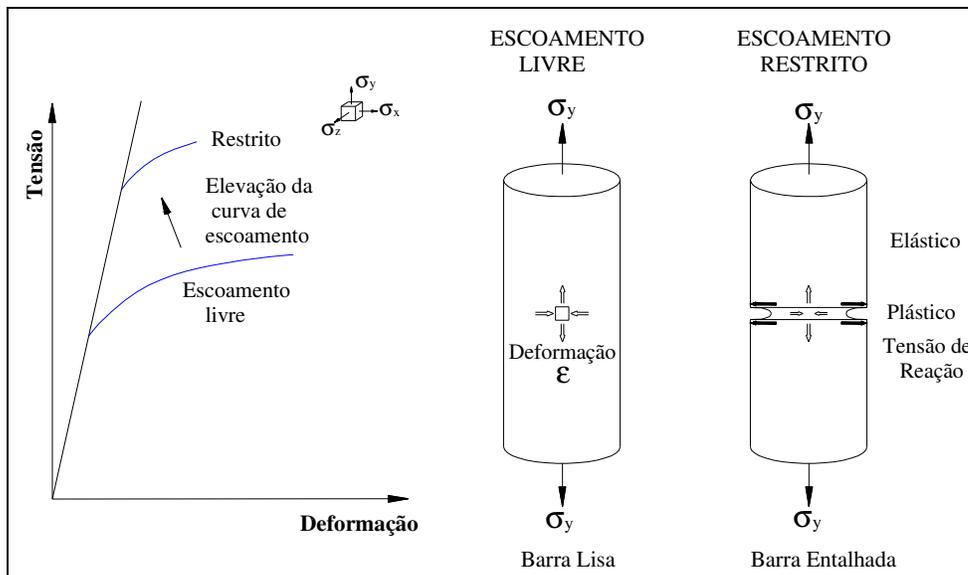


Figura 2.14 – Origem do efeito da restrição plástica[30].

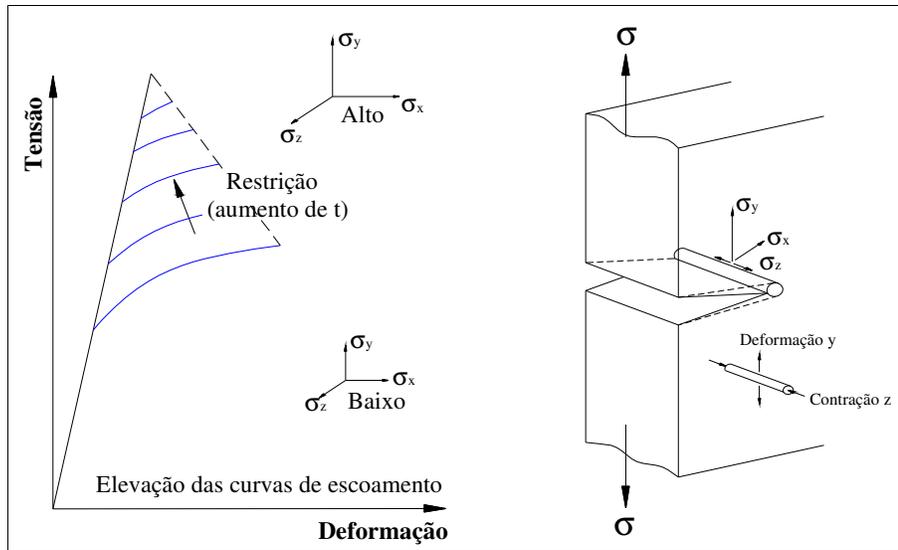


Figura 2.15 – Condições de restrição em trincas[30].

Um modelo mais generalizado de defeitos de tamanho de frente de trinca para trincas vazantes é apresentado na Figura 2.16.

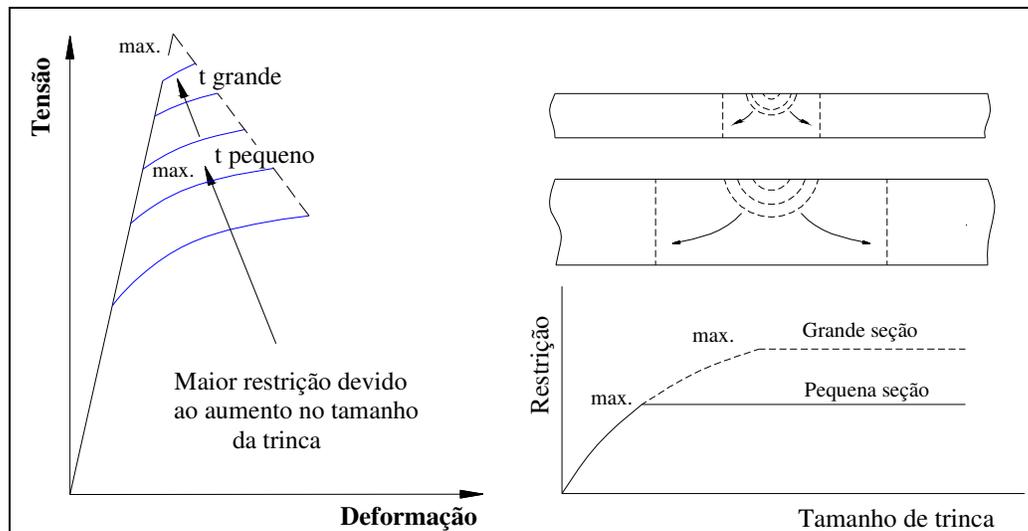


Figura 2.16 – Capacidade máxima de restrição para uma trinca[30].

É indicado que existe um aumento no nível da curva de escoamento (e portanto restrição) até um nível limite que representa a capacidade máxima de restrição de uma trinca. Esse limite é atingido quando as dimensões da trinca são aproximadamente duas vezes a espessura da peça. Isso explica o uso de CPs com trincas profundas, já que estes são projetados para medir a resistência de um material, com uma determinada espessura, à propagação de uma trinca, sob condições de máxima restrição. A razão é que o grau mínimo de comportamento dúctil que pode ser obtido para um material é aquele relacionado com a máxima

condição de restrição ao escoamento plástico. Assim, a resistência à fratura do material para esse nível de máxima restrição torna-se independente de aumentos posteriores no tamanho da trinca.

Na Figura 2.17 é mostrado o fenômeno chamado de relaxação da restrição. Geralmente as trincas tanto na estrutura como no CP deverão ser equivalentemente agudas, pois o arredondamento da ponta da trinca diminui a restrição, e o desenvolvimento de escoamento plástico na ponta de uma trinca causa algum grau de arredondamento durante o carregamento. Um material frágil praticamente não apresenta embotamento da ponta da trinca, e esse comportamento é conhecido como “fratura sob condições de restrição em deformação plana”. Em um material dúctil, o embotamento da trinca causa relaxação da restrição (excedendo o limite de restrição), que aumenta o escoamento plástico, levando a um embotamento adicional e assim por diante, até um estado final de fratura em excesso de condições de deformação plana [30].

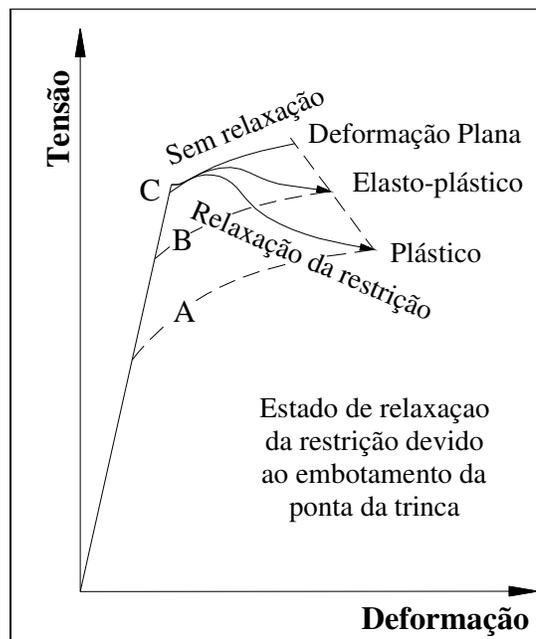


Figura 2.17 – Relaxação da restrição da ponta da trinca[30].

### 2.2.7. O Parâmetro $K_{Ic}$

Considerando que a falha de um material está associada a uma combinação de tensões e deformações, pode-se esperar que a propagação da trinca ocorra quando  $K$  atingir ou exceder um valor crítico.

Em condições de estado plano de tensão, este valor crítico recebe a denominação de  $K_c$ . Ele corresponde ao valor máximo do fator de intensidade de tensão, em função da espessura do material. Na medida em que se aumenta a espessura do material, atinge-se o estado plano de deformação, e o valor de  $K_c$  torna-se constante. Nesse ponto, o valor de  $K_c$  pode ser considerado uma propriedade do material. Como os testes estão relacionados ao modo I, o valor crítico de  $K_c$  denomina-se  $K_{Ic}$ . Assim,  $K_{Ic}$  representa a resistência inerente do material à falha, na presença de uma trinca. Na Figura 2.18 é mostrada a relação entre  $K_c$  e a espessura do material.

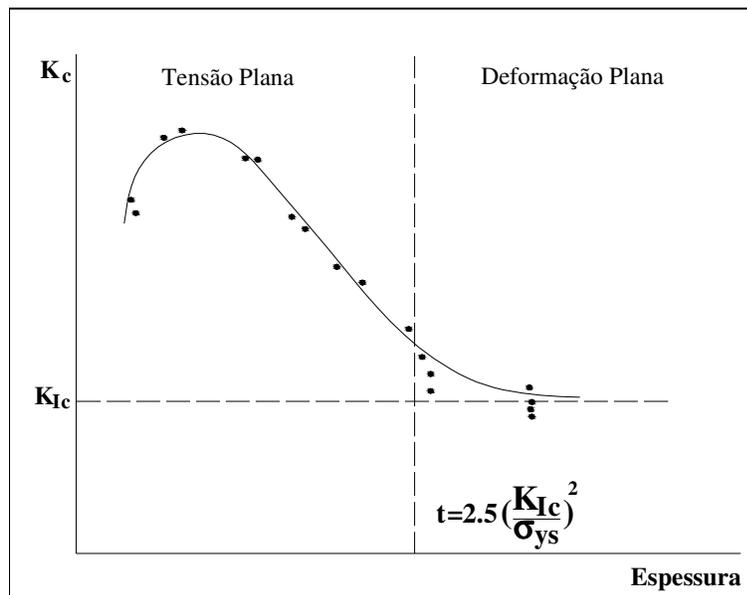


Figura 2.18 – Relação  $K_I$  vs. espessura – Adaptado de [31].

Por definição,  $K_I$  e  $K_{Ic}$  referem-se à condição de deformação plana. Como o estado de tensões influencia as condições de escoamento, esse efeito de tamanho está intimamente relacionado com as restrições de plasticidade já mencionadas. A MFLE se aplica às trincas ideais com uma ponta de raio nulo. Isso significa que todos os defeitos possíveis no componente são tratados como trincas agudas.

Além disso, possuir uma trinca aguda é um dos requisitos para um CP ser adequado para determinação de  $K_{Ic}$ . Outra limitação provém da consideração de comportamento linear elástico das tensões, inclusive na região em torno da ponta da trinca. Dessa forma, a análise de tensões é precisa na medida em que a zona plástica permanece pequena e é circundada por uma grande região elástica. De acordo com a norma ASTM E1820 [3], a determinação de  $K_{Ic}$  deve obedecer aos seguintes critérios:

$$a, B, (W-a) \geq 2,5 \left( \frac{K_{Ic}}{\sigma_{ys}} \right)^2 \quad (2.23)$$

onde  $B$  é a espessura do material,  $a$  é o tamanho da trinca e  $(W - a)$  é o ligamento do CP. Assegura-se através dessa equação que o tamanho da zona plástica deva ser menor ou igual a 1/50 vezes as dimensões dos corpos de prova. Procura-se assim garantir a condição de deformação plana e, conseqüentemente, um valor de  $K_{Ic}$  independente da espessura.

### 2.3. Mecânica da Fratura Elasto-Plástica (MFEP)

Na prática, em um número bastante grande de aplicações, os conceitos da MFLE não podem ser aplicados, devido ao comportamento elastoplástico dos materiais usados. A MFLE tem resultados satisfatórios e coerentes quando a deformação não linear de um material é confinada em uma pequena região plástica em torno da ponta da trinca. Entretanto, quando esta região torna-se significativa em relação à espessura do corpo, a MFLE não deve ser aplicada. Para esse caso, deve-se considerar a Mecânica da Fratura Elasto-plástica (MFEP), que reconhece o comportamento não linear do material. A Figura 2.19 mostra um esquema da aplicação da Mecânica da Fratura em diversos casos considerando o tamanho da zona plástica.

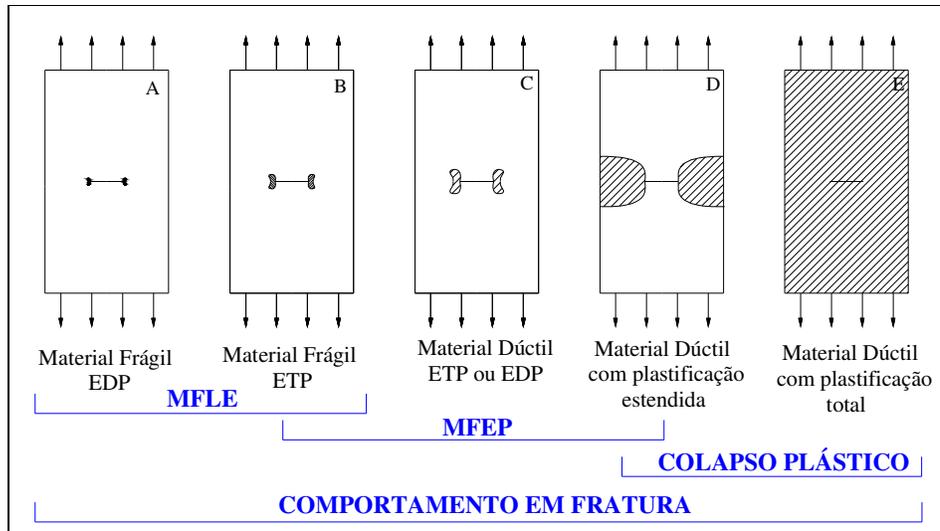


Figura 2.19 – Esquema aplicação Mecânica da Fratura[24].

Em 1961, Weels propôs que o comportamento à fratura nas vizinhanças de uma trinca aguda poderia ser caracterizado pelo deslocamento de abertura entre as faces da trinca (CTOD, *Crack Tip Opening Displacement*). .

O método da Integral J é outro enfoque da mecânica da MFEP para medir tenacidade. Este enfoque é puramente mecânico (não considera aspectos metalúrgicos e microestruturais da fratura), foi proposta inicialmente por J. R. Rice em 1968.

### 2.3.1. Deslocamento da abertura da ponta da trinca (CTOD)

Este método foi desenvolvido por Wells e Cottrel para os casos onde ocorre plasticidade significativa. O parâmetro proposto foi chamado de CTOD (*Crack Tip Opening Displacement*) ao observar o deslocamento dos flancos da trinca seguido do arredondamento de sua ponta sem que a mesma se propagasse e aços de alta tenacidade, conforme Figura 2.20.

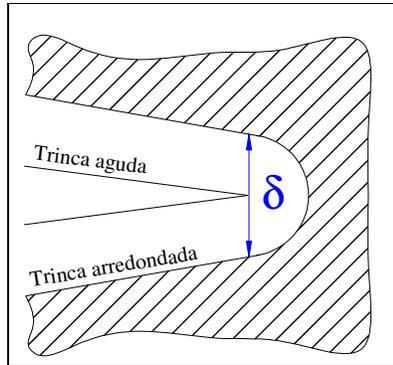


Figura 2.20 – Abertura da ponta da trinca (CTOD).

Segundo isto, existe um valor crítico da abertura da ponta da trinca. Esse valor depende do critério de falha adotado, pode ser o CTOD de iniciação da propagação estável da trinca, CTOD de iniciação da propagação instável da trinca ou CTOD de carga máxima. A seguir mostram-se alguns modelos desenvolvidos para calcular o parâmetro CTOD.

### 2.3.2.O Modelo de Wells

O primeiro modelo com aceitação internacional foi proposto por Wells. Ele relaciona a abertura da ponta da trinca às tensões atuantes. Wells [32] propôs a abertura da ponta da trinca como um parâmetro para medição da tenacidade à fratura. Considerando a Figura 2.21, Wells relacionou o valor de CTOD ( $\delta$ ) com o fator de intensidade de tensão no limite do escoamento em pequena escala (SSY). Dessa forma, o deslocamento ( $u_y$ ) pode ser expresso por:

$$u_y = \frac{k+1}{2\mu} K_I \sqrt{\frac{r_y}{2\pi}} \quad (2.24)$$

Onde :  $\mu$  é o módulo de cisalhamento,  $k=3-4\nu$  para estado plano de deformação,  $k=(3-\nu)(1+\nu)$  para estado plano de tensão,  $\nu$  é coeficiente de Poisson

$$e \quad r_y = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{K_I}{\sigma_{ys}} \right)^2.$$

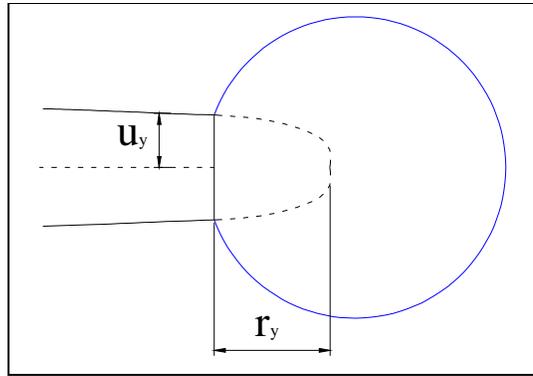


Figura 2.21 – Estimativa CTOD considerando o modelo de Irwin[28].

Usando a equação 2.18 para a correção da zona plástica de Irwin, tem-se:

$$\delta = 2u_y = \frac{4K_I^2}{\pi\sigma_{ys}E} \quad (2.25)$$

### 2.3.3. O Modelo de Dugdale, Burdekin e Stone

Burdekin e Stone[33] deduziram uma expressão para o valor de CTOD a partir do modelo desenvolvido por Dugdale.

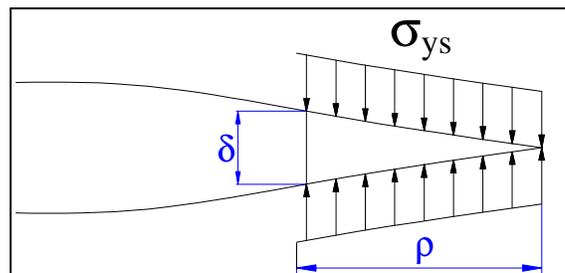


Figura 2.22 – Estimativa CTOD-Modelo de Dugdale[33].

Neste modelo, Burdekin e Stone chegaram a seguinte expressão:

$$\delta = \frac{8\sigma_{ys}a}{\pi E} \ln \left[ \sec \left( \frac{\pi\sigma}{2\sigma_{ys}} \right) \right] \quad (2.26)$$

### 2.3.4. O Modelo de Dawes

A partir da expressão desenvolvida por Burdekin e Stone e baseado em dados experimentais Dawes propôs uma nova expressão para o cálculo do CTOD. O uso de um transdutor permite um monitoramento da abertura das faces da trinca durante o ensaio do CP. Como é difícil determinar experimentalmente o valor de  $\delta$ , achou-se conveniente medir a abertura da boca da trinca ( $V_g$ ), e relacioná-la com a abertura da ponta da trinca. O método utilizado originalmente em corpos de flexão SE(B) é baseado no esquema da Figura 2.23, que descreve a deformação plástica do corpo de prova como uma rotação em torno de um ponto, localizado a uma distância  $r(w - a)$  abaixo da extremidade da trinca inicial de fadiga. O ponto indicado como centro de rotação aparente funciona como um ponto de deslocamento nulo, tendo o entalhe usinado mais a trinca de fadiga girando em torno dele. Finalmente é chamado de modelo de rótula plástica e o resultado é uma relação geométrica entre  $V_g$  e  $\delta$ .

$$\delta = \frac{V_g}{1 + \frac{(a+z)}{r(W-a)}} \quad (2.27)$$

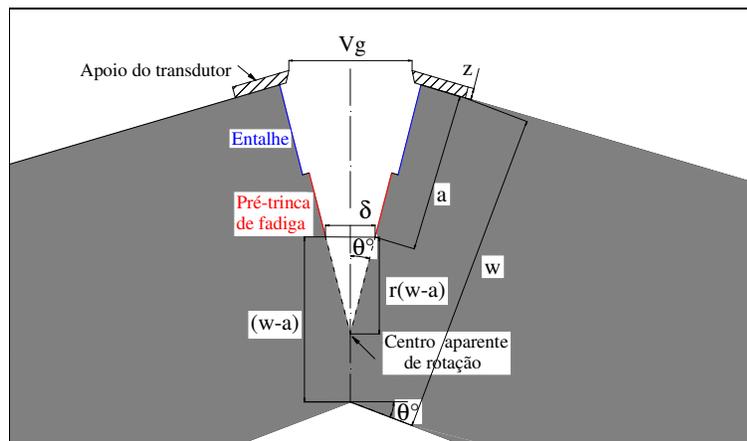


Figura 2.23 – Comportamento do CP no teste CTOD, adaptado de [28].

A equação 2.27 foi utilizada em 1972 na elaboração de um projeto de norma, pela British Standards. Atualmente a equação utilizada pela norma inglesa BS7448, para CP do tipo SE(B), é a seguinte:

$$\delta = \left[ \frac{PS}{BW^{1.5}} f\left(\frac{a_0}{W}\right) \right]^2 \frac{(1-\nu^2)}{2\sigma_{YS}E} + \frac{0,4(W-a_0)V_p}{0,4W+0,6a_0+z} \quad (2.28)$$

Na equação mostra-se a primeira parcela como a parte elástica do CTOD e a segunda parcela como a parte plástica. No comportamento essencialmente elástico, o  $V_p$  é aproximadamente igual a zero e a equação se reduz à primeira parcela. Caso contrário, um material com comportamento essencialmente plástico, tem-se a primeira parcela da equação com um valor desprezível em relação ao segundo.

### 2.3.5.A Integral J

A integral J pode ser vista como uma generalização da taxa de liberação de energia potencial. Ela caracteriza a fratura nos materiais não lineares, idealizando a deformação elastoplástica como “elástica não linear” (Figura 2.24). O conceito de uma integral independente do caminho, utilizada para avaliar a taxa de liberação de energia no crescimento da trinca, foi originalmente desenvolvido por Eshelby. Entretanto, a definição original foi estabelecida por Rice (1969). A integral J pode ser fisicamente interpretada como a taxa de liberação de energia potencial do sistema em relação à variação do comprimento da trinca. A expressão da taxa de liberação de energia para um caso bi-dimensional elástico pode ser expressa como:

$$J = \int_{\Gamma} \left( U dy - \bar{T}_i \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x} ds \right) \quad (2.29)$$

onde  $\bar{T}_i$  é o vetor de tração definido pela normal  $n$ ,  $\bar{u}_i$  é o vetor de deslocamento que age no ponto  $ds$ ,  $S$  é a área delimitada por qualquer caminho  $s$  anti-horário fechado, e  $U$  é a densidade de energia de deformação armazenada em qualquer ponto de  $s$  e é definida por:

$$U = \int_0^{\epsilon_{ij}} \sigma_{ij} d\epsilon_{ij} \quad (2.30)$$

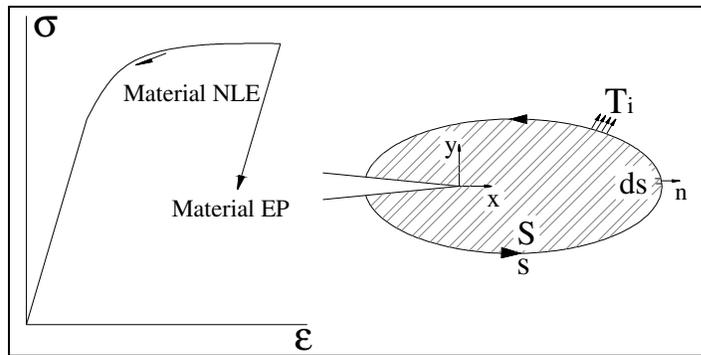


Figura 2.24 – Curvas EP,NLE e caminho s englobando a área S [22].

É importante ressaltar que, para materiais com comportamento linear-elástico, o parâmetro de fratura elasto-plástica  $J$  é equivalente à taxa de liberação de energia potencial  $\dot{G}$ .

$$J = \dot{G} \quad (2.31)$$

### 2.3.6. A Curva $J_R$

Os materiais dúcteis exibem crescimento estável e lento de trinca, acompanhado de considerável deformação plástica, ou seja, existe uma resistência ao crescimento da trinca durante a extensão da mesma, devido à dissipação de energia por deformação plástica em torno da ponta da trinca. Antes de atingir um crescimento constante, a zona plástica na ponta da trinca aumenta durante a extensão da mesma. Esta extensão da zona plástica requer um aumento das forças externas para que o crescimento estável da trinca continue.

Este fenômeno é comumente expresso pela curva  $J_R$  e pode ser visto, esquematicamente, na Figura 2.25. Essa curva expressa a relação entre a propagação estável da trinca ( $\Delta a$ ) e a integral  $J$ . A resistência à propagação dúctil de trinca num aço também pode ser caracterizada pelo valor da inclinação  $dJ/da$ . Para os metais, as curvas  $J_R$  são geralmente crescentes.

Inicialmente, a curva  $J_R$  foi utilizada somente para determinar  $J_{IC}$ , que é o valor de  $J$  para o início da propagação estável da trinca. Mas utilizar  $J_{IC}$  como critério de projeto é excessivamente conservativo, já que desta maneira não se considera o aumento da resistência com o crescimento da trinca. No entanto, o

valor de  $J$  considerado num projeto deve ser inferior ao de  $J$  capaz de promover crescimento instável da trinca.

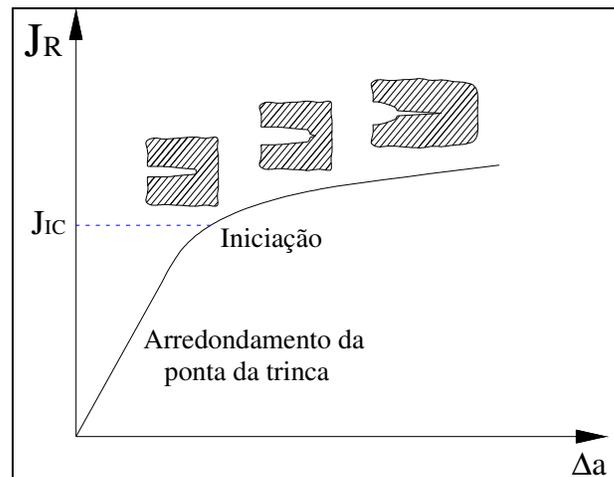


Figura 2.25 – Curva  $J_R$ , adaptada de[28].

O crescimento de trinca é acompanhado por descarregamento elástico e, portanto, deformação plástica não proporcional na vizinhança da ponta da trinca. Isso implica em uma aplicação da integral  $J$  estritamente em análise de trincas estacionárias. Apesar disso, se carregamentos quase-proporcionais ocorrem em qualquer lugar, exceto na pequena vizinhança da ponta da trinca, então  $J$  poder ser utilizado para analisar o crescimento de trinca. Contudo, devem-se fornecer as condições adicionais para que o crescimento de trinca controlado por  $J$  seja satisfeito.

#### 2.4. Mecânica da Fratura Bi-Paramétrica

Os critérios de fratura apresentados anteriormente ( $K_{IC}$ ,  $CTOD$  e Integral  $J$ ) somente podem ser usados em condições de baixa plastificação do material em estudo (*SSY- small scale yielding*). Em condições de elevada plastificação estes critérios deixam de ter validade, pois a tenacidade passa a depender também da geometria e das dimensões da estrutura analisada. A mecânica da fratura monoparamétrica não tem a capacidade de considerar a reserva estrutural que o componente analisado possui, isto é, o incremento de sua tenacidade devido à condição geométrica e de carregamento. Na Figura 2.26 é mostrado esquematicamente o comportamento da curva  $J_r$  de um material para diferentes

relações de tamanho de trinca e altura do corpo de prova. Nota-se que à medida que a trinca se torna mais profunda a tenacidade do componente diminui.

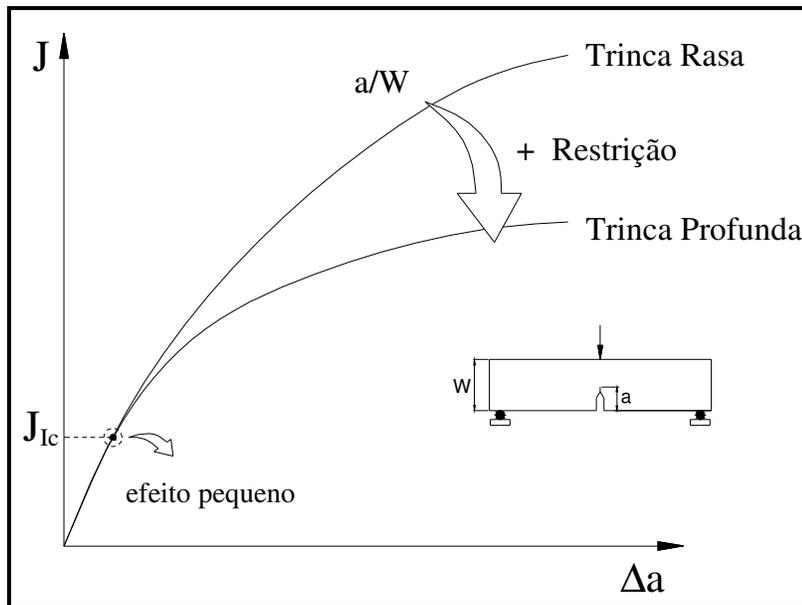


Figura 2.26 – Curva  $J_R$  vs. tamanho de trinca[34].

Nos casos em que a extremidade da trinca está submetida a um alto grau de restrição esta acaba por desenvolver um alto nível de triaxialidade no campo de tensões. Neste caso, ela tem um comportamento similar ao caso de plastificação de pequena escala. Assim, a análise poderia ser realizada através da mecânica da fratura monoparamétrica, pois este tipo de comportamento é verificado nos CPs que normalmente são utilizados para caracterizar estes parâmetros. Porém nos casos em que a extremidade da trinca não está submetida a este grau de restrição elevado e não desenvolve um alto grau de triaxialidade, a caracterização do parâmetro se torna dependente da geometria e da condição de carregamento. Neste caso se observa um maior valor da tenacidade do material e é importante considerar esta diferença, evitando assim que se realizem análises demasiado conservadoras [15].

A tenacidade obtida em testes de laboratório clássicos depende do tipo de CPs utilizados. Normalmente para evitar a influência da geometria no valor da tenacidade, os testes são feitos em CPs com alto nível de triaxialidade (SE(B) e C(T)), os quais permitem a aplicação da mecânica da fratura monoparamétrica, mas geram valores de tenacidade conservativos. A tenacidade é também

influenciada pela profundidade da trinca no CP. Trincas rasas dão valores de tenacidade superiores a os obtidos em CPs com trincas profundas. A causa é novamente as condições de triaxialidade e restrição que são mais severas no caso de trincas profundas. Para evitar a influência da profundidade da trinca no valor da tenacidade, os procedimentos clássicos restringem o tamanho da pré-trinca a um valor determinado ( $a/W > 0,45$ ).

No final, quando a mecânica da fratura monoparamétrica é usada, o valor da tenacidade é obtido em condições de alta restrição plástica e é assumido que o componente avaliado é igualmente restrito. Mas, geralmente os componentes e estruturas encontram-se em situações de restrição muito menores do que aquelas usadas nos CPs. Como consequência disso, os componentes desenvolvem uma tenacidade maior, o que origina previsões excessivamente conservadores. Nasce assim a necessidade de usar um segundo parâmetro que avalie o aumento da tenacidade do componente analisado. Os parâmetros mais utilizados são a tensão T e o parâmetro Q [21].

### 2.4.1. Tensão T

Sabe-se que a distribuição de tensão na ponta da trinca de acordo com a mecânica da fratura monoparamétrica considera apenas o primeiro termo (termo de singularidade que varia de acordo com a relação  $1/\sqrt{r}$  da série de potência infinita que caracteriza o campo de tensão. No caso da tensão T assume-se além do primeiro termo o segundo, que é constante em r. Este segundo termo é um parâmetro elástico não singular, que atua de forma paralela em frente à trinca para pequenas deformações e material com comportamento linear elástico. Dessa forma, considerando um material isotrópico, elástico, em deformação plana e em modo I de carregamento, a distribuição de tensão assume a seguinte forma:

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) + \begin{bmatrix} T & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \nu T \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

Onde T é uma tensão uniforme na direção x , a qual gera, em condições de deformação plana, uma tensão no eixo z de valor  $\nu T$ .

Nos casos em que  $T$  é nulo tem-se o comportamento do campo de tensões na ponta da trinca de acordo com o fenômeno de deformação plástica em pequena escala e pode-se utilizar apenas um parâmetro para avaliar o campo de tensões. Com valores positivos de  $T$  se tem uma condição de aumento de restrição na ponta da trinca e, assim, a presença ainda mais forte de um campo triaxial de tensões. Na medida em que  $T$  assume valores negativos, têm-se uma relaxação na restrição na ponta da trinca diminuindo a triaxialidade do campo de tensões e tornando necessária a caracterização bi-paramétrica [29].

A relação entre a tensão  $T$  e o fator de intensidade de tensões é dada pelo termo de razão biaxial  $\beta$  conforme a equação 2.33:

$$\beta = \frac{T\sqrt{\pi a}}{K_I} \quad (2.33)$$

Valores negativos da tensão  $T$  acarretam em valores negativos de  $\beta$ . Para corpos de prova utilizados na obtenção de parâmetros fratomecânicos o valor da tensão  $T$  pode ser adquirido por meio da equação 2.33, que utiliza como base a Figura 2.27 para aquisição da razão biaxial  $\beta$ . Na Figura 2.28 verifica-se o comportamento da tenacidade do material obtida para diferentes corpos de prova e também em uma estrutura real. Nota-se que em alguns casos a avaliação pode se tornar conservativa, se o corpo de prova não representa a estrutura real analisada.

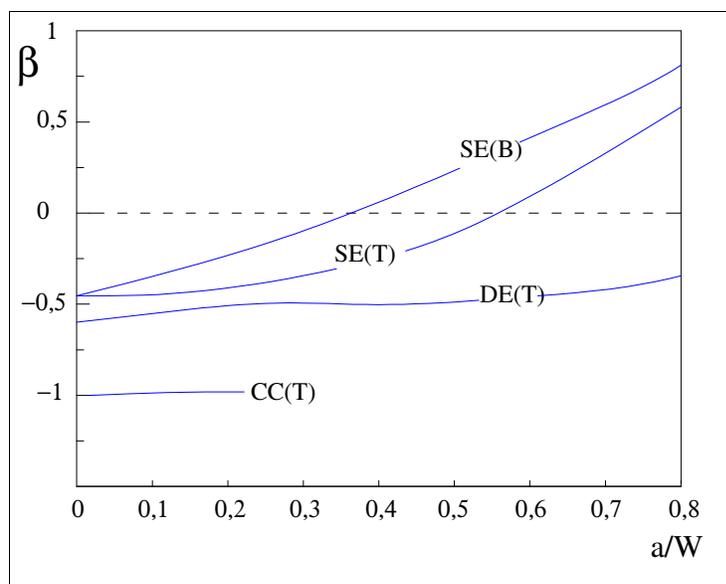


Figura 2.27 –  $a/W$  vs.  $\beta$ [28].

## 2.4.2. O Parâmetro Q

Outro método bi-paramétrico disponível é o J-Q, no qual um segundo parâmetro Q é introduzido na equação que define a distribuição de tensão na ponta da trinca, para representar o quanto a distribuição de tensão difere do caso em que se tem deformação plástica de pequena escala, ou seja, quando a tensão T é nula. Desta forma a equação que define a distribuição de tensão assume a seguinte forma:

$$\sigma_{ij} = (\sigma_{ij})_{T=0} + Q\sigma_0\delta_{ij} \quad (2.34)$$

$$Q = \frac{\sigma_{yy} - (\sigma_{yy})_{T=0}}{\sigma_0} \quad (2.35)$$

Tanto a tensão T como o parâmetro Q medem diretamente a triaxialidade na ponta da trinca. Estes parâmetros não são constantes à medida que se afasta da extremidade da trinca. Sua variação é função da geometria e tipo de carregamento e o ponto de verificação é indicado pela Figura 2.28.

Para casos de grandes deformações plásticas os valores de Q e T na estrutura devem ser similares aos valores de Q e T no corpo de prova testado em laboratório para determinar as propriedades do material. Só desta forma haverá uma avaliação correta sem que ocorra excesso de conservadorismo [35].

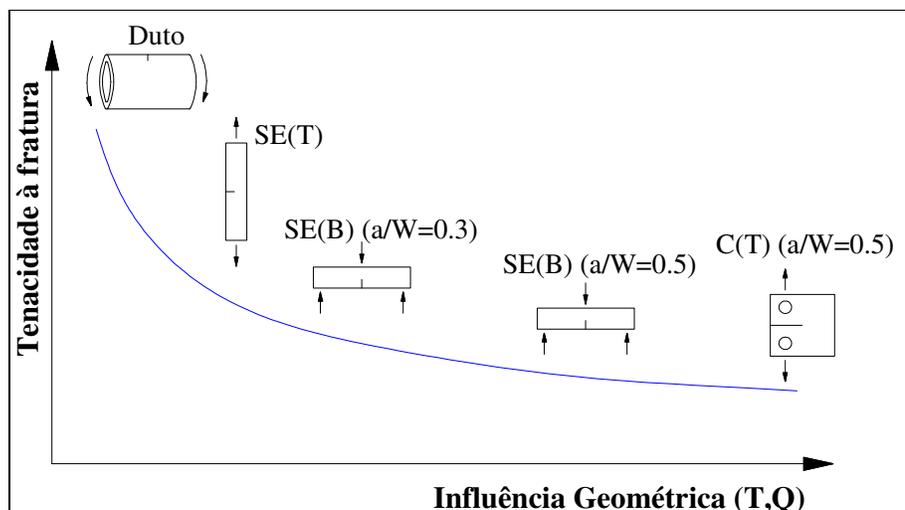


Figura 2.28 – Influência Geométrica vs. Tenacidade[36].

## 2.5. Modelo de Gurson

O mecanismo de fratura dúctil é caracterizado pelo crescimento e coalescimento de cavidades na matriz no material em decorrência de deformações plásticas (Figura 2.29). Os mecanismos básicos que originam variação na quantidade de cavidades à medida que o material é deformado plasticamente são:

- Nucleação ou formação: normalmente se encontra nos metais uma série de defeitos que, quando submetidos a tensão, podem gerar vazios, tais como inclusões, partículas de segunda fase, etc. A chamada nucleação é um fenômeno irreversível, ocorrendo uma única vez no mesmo local.
- Crescimento: os microvazios, pré-existentes ou nucleados, variam seu tamanho conforme o estado de deformação plástica e pressão hidrostática no material. O tamanho do vazio aumenta exponencialmente com a pressão hidrostática de tração e diminui em caso de compressão, caracterizando um fenômeno reversível.
- Coalescência: quando o volume de vazios atinge um nível relativamente alto, os microvazios começam a interagir entre si. Quando o afastamento entre os microvazios é da ordem de seu raio médio, tende a ocorrer união entre vazios adjacentes, dando origem a vazios maiores [37].

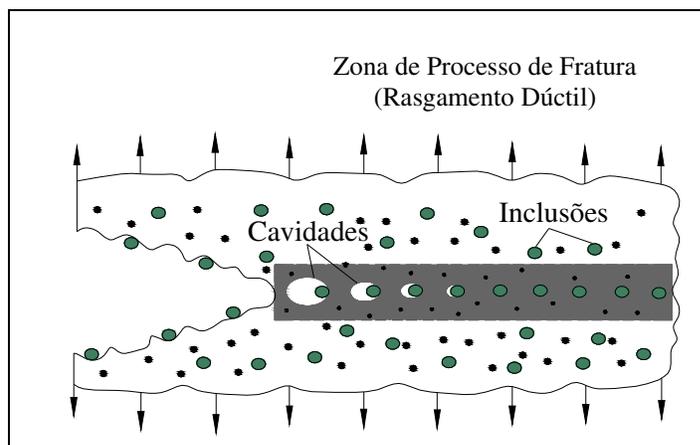


Figura 2.29 – Zona de fratura dúctil [38].

O modelo de Gurson é empregado para descrever a degradação de um material em presença de grandes deformações plásticas. Gurson [39] propôs um modelo constitutivo para descrever o processo de deformação plástica de um material poroso considerando-o como um contínuo. Além da tensão e deformação,

o estado do material em um dado instante é dado por uma variável de estado adicional  $f$ , que representa o grau de porosidade. Idealmente,  $f$  deveria ser definido como a razão entre o volume de microvazios  $V_{\text{vazios}}$  e o volume de referência  $V_{\text{aparente}}$ :

$$f = \frac{V_{\text{vazios}}}{V_{\text{aparente}}} \quad (2.36)$$

No entanto, na prática,  $f$  é tratado como um parâmetro ajustável, conforme se verá a seguir. A presença de microvazios interfere na superfície de escoamento do material segundo uma função potencial de fluxo, obtida a partir de estudos efetuados considerando uma cavidade esférica em um meio rígido-plástico sem encruamento:

$$g(\sigma_e, \sigma_m, \bar{\sigma}, f) = \left(\frac{\sigma_e}{\bar{\sigma}}\right)^2 + 2q_1 \cdot f \cdot \cosh\left(\frac{3q_2 \sigma_m}{2\bar{\sigma}}\right) - (1 + q_3 \cdot f^2) = 0 \quad (2.37)$$

Onde  $\sigma_e$  denota a tensão de von Mises (macroscópica),  $\sigma_m$  é a tensão hidrostática (macroscópica),  $\sigma$  a tensão instantânea de escoamento do material da célula. Definido  $f = 0$  recupera-se a formulação de plasticidade convencional de Mises para material isotrópico e incompressível. A variável  $f$ , por sua vez, varia conforme uma função  $\dot{f}(\dot{\epsilon}^p)$ .

O modelo de Gurson originalmente considera as constantes  $q_1$ ,  $q_2$  e  $q_3$  iguais a 1. Os fatores  $q_1 = 1,5$ ,  $q_2 = 1$  e  $q_3 = q_1^2$  introduzidos por Tvergaard (modelo GT) [40,41] melhoram as previsões do modelo para arranjos periódicos de cavidades cilíndricas e esféricas. Entretanto Faleskog e colaboradores [42] conduziram uma série de análises numéricas para diferentes propriedades de material (encruamento e tensão de escoamento) que resultaram em valores melhorados para os parâmetros  $q_1$  e  $q_2$ . Tvergaard e Needleman expandiram o modelo original de Gurson (modelo GNT) [43] incorporando a fase da coalescência de vazios. Na eq. 2.38,  $f$  é substituído por  $f^*$ , que é dado por:

$$f^* = \begin{cases} f & \text{para } f \leq f_c \\ \frac{1}{f_c} - f_c & \\ f_c - \frac{q_1}{f_F - f_c} (f - f_c) & \text{para } f > f_c \end{cases} \quad (2.38)$$

Assim o modelo de Gurson envolve dois aspectos fundamentais: uma superfície de escoamento capaz de descrever o comportamento de um material contendo microvazios considerando-o como um contínuo, e leis de evolução capazes de descrever a variação da quantidade desses microvazios à medida que o material é deformado

O modelo de Gurson, quando empregado em modelos de elementos finitos para prever a propagação de uma trinca por fratura dúctil, é geralmente associado à abordagem de células computacionais (Figura 2.30) proposta por Xia e Shuh. Uma célula computacional é um elemento que segue a lei constitutiva de Gurson, contendo uma cavidade de volume relativo  $f_0$ . Nela, quando um determinado elemento  $f$  alcança um valor  $f_E$ , o elemento é eliminado através da diminuição das tensões nodais até um valor nulo seguindo uma forma previamente estabelecida. O processo de extinção de células segue um modelo linear de separação tratativa. Quando a porosidade relativa  $f$  na célula na ponta da trinca atinge um valor crítico,  $f_E$ , o procedimento computacional elimina a célula e, conseqüentemente, avança a ponta da trinca em um valor descrito pela dimensão da célula. Conforme demonstrado pelos autores, a resposta do modelo torna-se dependente do tamanho das células computacionais  $D$ , uma vez que ele governará o tamanho da zona onde ocorre o processo de fratura. Em teoria,  $D$  estaria associado à distância entre as maiores inclusões. Os parâmetros-chave micromecânicos requeridos para a aplicação da metodologia de células computacionais incluem a espessura da camada de células computacionais,  $D$ , e a porosidade inicial das células,  $f_0$ . Outros parâmetros importantes são a porosidade de coalescimento  $f_c$ , a porosidade crítica para eliminação da célula computacional  $f_E$ , e os fatores  $q_1$  e  $q_2$ . Estudos prévios e observações experimentais indicam valores de  $f_E$  entre 0,15 e 0,25; esta faixa de valores de  $f_E$  não altera o processo de extinção das células nem o avanço de trinca em modelos numéricos [15]. Neste trabalho é adotado um valor de porosidade crítica de  $f_c = f_0$ . Os valores de  $q_1$  e  $q_2$  geralmente são adotados como  $q_1 = 1,5$  e  $q_2 = 1$ , baseados em estudos de Tvergaard.

Para o tamanho das células computacionais, foi adotado  $D = CTOD_{\text{iniciação}}$ , neste trabalho igual a 0,07mm. A calibração do parâmetro  $f_0$  é feita por meio de execução de modelos numéricos para a determinação de curvas  $R$  que se ajustem a resultados experimentais obtidos de CPs convencionais. Estes parâmetros não

devem ser vistos como parâmetros computacionais fenomenologicamente calibrados. Uma vez que estes parâmetros são calibrados utilizando uma curva R de espécime convencional,  $f_0$  e  $D$  devem permanecer fixos em análises de outras configurações geométricas para o mesmo material.

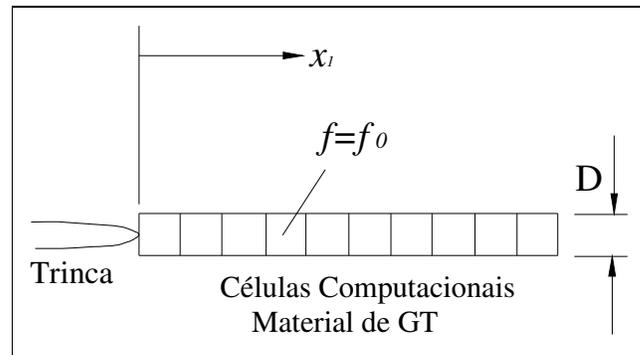


Figura 2.30 – Células computacionais (Material : Gurson-Tvergaard).