

DETERMINAÇÃO DO LIMITE DE DEFORMAÇÃO EM CHAPAS METÁLICAS ANISOTRÓPICAS

Ricardo Kazuo Itikava
Miguel Ângelo Menezes

Departamento de Engenharia Mecânica, UNESP – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, CEP 15385-000 Ilha Solteira, SP, E-mail: kazuo@dem.feis.unesp.br, miguel@dem.feis.unesp.br

Resumo

Uma nova teoria, a teoria da propriedade do ângulo da estrição é usada para determinação dos limites das deformações de chapas metálicas. Esta teoria, leva em consideração o comportamento anisotrópico dos materiais das chapas e pode explicar o comportamento mecânico de uma variedade de chapas metálicas anisotrópicas. A hipótese básica da teoria da propriedade do ângulo da estrição é que existe um ângulo de estrição particular, o qual é uma propriedade do material da chapa e que depende do estado de tensão presente no material da chapa no início da estrição localizada, sem a necessidade de impor-se a condição clássica da direção de alongamento zero sobre o plano da chapa. Neste trabalho as curvas teóricas dos limites de deformação são comparadas com dados experimentais disponíveis na literatura e soluções teóricas clássicas, derivadas por Dorn, Swift e Hill para uma faixa de chapas metálicas. Dessa forma a discrepância entre elas são analisadas.

Palavras-chave: Deformações limites, Anisotropia, Curvas ou diagramas limites de conformação, Instabilidade plástica e Conformação de chapas metálicas.

1. INTRODUÇÃO

Os processos de conformação de chapas metálicas possuem alguns problemas tecnológicos como a predição, medição ou controle da capacidade máxima de deformação.

Em particular, o estiramento de uma chapa metálica, é reconhecido ser limitado por um processo de fratura. Contudo, esse é precedido por alguma forma de instabilidade plástica, isto é, a geração de uma distribuição de deformação não uniforme. Essa perda de estabilidade foi analisada por Swift [22], Hill [7], Dorn [9], Dorn et al. [20], Mellor [15], Marciniak & Kuczynski [13], Keller & Backofen [10], Azrin & Backofen [1] Bressan & Williams [2], Menezes & Al-Qureshi [16] e outros, considerando os diferentes estados de deformação através dos quais a chapa é solicitada.

Na conformação de chapas metálicas duas formas de instabilidades são reconhecidas: estrição difusa, geralmente associada ao alcance de um máximo valor na capacidade de carga do material, sendo geralmente o estágio incipiente da estrição localizada, processo mais severo considerando o aspecto geométrico da chapa. De um ponto de vista prático, a estrição difusa em um produto final seria considerada aceitável, ao passo que a estrição localizada, aparecendo como uma banda de cisalhamento através da espessura não seria.

É convencional dispor aquelas combinações das maiores e menores deformações, ϵ_1 e ϵ_2 respectivamente, as quais representam o limite de desempenho de uma chapa metálica no espaço de deformação principal, para formar as curvas ou diagramas limites de

conformação (CLC ou DLC). Para um certo material, a curva limite de conformação pode representar regiões diferentes de acordo com o processo de deformação imposto. Sendo $\varepsilon_2 > 0$, região de estiramento (Banda de Keller), $\varepsilon_2 = 0$, região de deformação plana, e $\varepsilon_2 < 0$, região de estampagem (Banda de Goodwin).

A análise teórica das curvas limites de conformação é fundamentada na hipótese de antecipar-se os limites de deformações de chapas metálicas baseando-se nas propriedades que definem o comportamento ao escoamento plástico do material da chapa. Os resultados dessas análises teóricas sendo similares a aqueles obtidos experimentalmente definiriam o entendimento básico dos fenômenos que explicam o desempenho das chapas metálicas sob diferentes estados de tensão e deformação até a região de falha (estricção localizada) ou fratura.

Nessa direção, em geral, para o bom desempenho em operações de estiramento um alto valor de n (índice de encruamento) é requerido e sua determinação pressupõe que o material obedeça a lei do volume constante e a certa formulação empírica da curva de escoamento em tração. Sabe-se que o encruamento influencia a distribuição das deformações no produto formado, com as deformações tornando-se mais uniformes em materiais apresentando grande capacidade de encruamento [22]. Diferentemente, em operações de estampagem profunda um alto valor de R (coeficiente de anisotropia normal) e baixo ΔR (anisotropia planar) são requeridos e a determinação dos mesmos fundamenta-se na lei do volume constante.

Lankford et al. [12], demonstraram que a estampagem de aço acalmado em alumínio era melhorada quando um índice ($R \times n$) excedia um certo valor mínimo crítico. Whiteley [23], mostrou que a razão limite de estampagem (LDR), aumentava com o valor R médio da chapa para uma variedade de materiais.

Keller & Backofen [10], usando a lei de escoamento formulada por Hill [7], também investigaram a influência do coeficiente de anisotropia normal ou valor R , sobre o início de ambas estricção: difusa e localizada. Eles concluíram que a influência da anisotropia é mais significativa sobre a estricção localizada do que sobre a estricção difusa, para operações de estampagem. Contudo, para estampagens complexas envolvendo estampagem e estiramento, reenfatizaram o importante papel do índice de encruamento n e do valor R sobre o início de ambas instabilidades. Além disso, concluíram que um melhor controle prático sobre os limites do processo de estiramento com punção deveria ser baseado principalmente no controle da uniformidade da distribuição de deformações, e indicaram que alguns melhoramentos poderiam ser conseguidos através de um aumento da deformação de fratura e ajustes na anisotropia plástica da chapa.

Marciniak & Kuczynski [13], para uma chapa sujeita a tração biaxial no plano, teoricamente preveram a influência do coeficiente de anisotropia normal R sobre o limite de deformação. Entretanto, seus resultados indicaram que um aumento da anisotropia no processo de estiramento levaria a uma perda de estabilidade e causaria uma diminuição no limite das deformações. Mattiasson & Melander [14], analogamente, também investigaram numericamente o papel da anisotropia sobre a distribuição das deformações usando um material hipotético como referência. Seus resultados também indicaram que valores altos de R seriam prejudiciais a conformabilidade em processos de estiramento.

Não obstante, Duncan & Johnson [3], encontraram para o processo de expansão hidrostática que a distribuição de deformações eram afetadas pela anisotropia plástica normal R , assim como afirmaram que o modo de falha poderia ser dependente do valor R . O material usado foi chapa de aço acalmado, cuja as propriedades eram razoavelmente uniformes no plano da chapa e apresentava um grau significativo de anisotropia normal. Esses fatos incitam discussões e estimulam novas alternativas de caracterização da anisotropia comumente encontrada nas chapas metálicas.

Por outro lado, Painter & Pearce [21], mostraram que a teoria de Hill [7] é uma aproximação razoável para a região de estampagem das curvas limites de conformação. Contudo, eles também mostraram que essa teoria não explicava o mecanismo de falha para todas as variedades de chapas metálicas. A predição teórica dos limites de deformação era razoavelmente boa para aço, por exemplo, ao passo que completa discrepância ocorria para latão 70-30. Azrin & Backofen [1], também observaram a dependência da deformação limite ϵ_l da razão de deformação ρ , onde $d\epsilon_l/d\rho$ não era sempre maior do que zero como observado por Keller [11]. $d\epsilon_l/d\rho$, poderia ser igual ou menor do que zero, para uma faixa de materiais. Até aqui, essas observações experimentais não foram tratadas com sucesso através das teorias convencionais. Entretanto, recentemente, uma nova teoria foi idealizada pelo presente autor, a teoria da propriedade do ângulo da estrição [18], a qual pode explicar tais observações experimentais e o papel da anisotropia para as duas regiões das curvas limites de conformação, assim como sugere que o início da estrição localizada é controlado por cisalhamento. A teoria da propriedade do ângulo da estrição explica a falha da chapa metálica sobretudo para a região de estampagem, como foi destacado na sua primeira apresentação, contudo, neste trabalho será discutida a falha de chapas metálicas de forma mais generalizada para as duas regiões da curva limite de conformação, isto é, estampagem e estiramento.

2. ANÁLISE TEÓRICA

A teoria da propriedade do ângulo da estrição é baseada nas seguintes hipóteses:

- É suposto que o deslizamento é o mecanismo principal de deformação plástica, o qual ocorre devido ao cisalhamento sobre certas combinações preferidas de direções e planos cristalográficos. Além disso, supõe-se que os mesmos sistemas que operam em cristais simples, também operariam em policristais, através de todo o material da chapa em deformação.

- É também suposto que exista um ângulo de estrição particular, cujo é uma propriedade da chapa metálica e do estado de tensão presente. Daí, uma técnica simples e útil é desenvolvida buscando a determinação do início da estrição localizada. Essa análise não requer a existência de uma direção de alongamento zero no plano da chapa, como idealizado por Hill. [7], para a região de estampagem da curva limite de conformação (fig. 1).

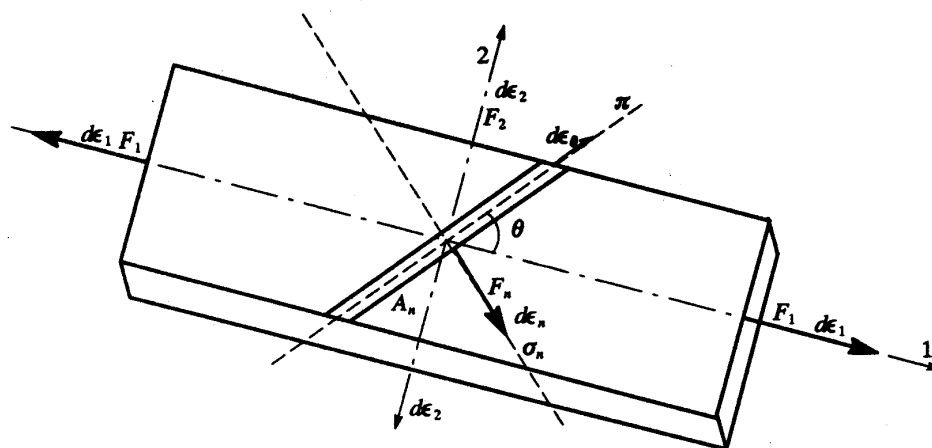


Fig. 1 - Estrição localizada para um certo ângulo θ de uma chapa metálica.

O plano π , na fig. 1, é um plano macroscópico na zona de estrição que agrega os efeitos incipientes da localização da deformação. Por outro lado, a localização é suposta ser dependente do mecanismo de deslizamento cristalográfico preferido, ou qualquer outro

mecanismo microscópico de deformação ativado em função do estado de tensão presente na chapa. O plano π , é também perpendicular ao plano 1-2 da chapa.

- O material é suposto ser rígido-plástico e exibe somente anisotropia plástica normal no plano 1-2, a qual é descrita pelo coeficiente R .

- A deformação é suposta ocorrer sob condições de tensão plana e o material obedece o critério de escoamento de Von Mises modificado por Hill. [8], para materiais anisotrópicos, o qual foi derivado por Menezes. [16], como,

$$\sigma_a^2(R+1) = (R+1)\sigma_1^2 - 2R\sigma_1\sigma_2 + (R+1)\sigma_2^2 \quad (1)$$

onde, R é o coeficiente de anisotropia plástica normal e σ_a é a tensão de escoamento em tração uniaxial para materiais anisotrópicos. A razão de tensão x é definida como,

$$x\sigma_2 = \sigma_1 \quad (2)$$

portanto, substituindo (2) em (1) obtém-se,

$$\sigma_a^2(R+1) = [(R+1) - 2Rx + (R+1)x^2] \sigma_1^2 \quad (3)$$

- Supondo que o material obedeça a lei de escoamento associado de Levy-Mises modificada por Hill. [8], para materiais anisotrópicos, a qual foi igualmente derivada por Menezes. [16], como,

$$\frac{d\varepsilon_1}{(R+1) - Rx} = \frac{d\varepsilon_2}{(R+1)x - R} = -\frac{d\varepsilon_3}{(1+x)} = \frac{d\varepsilon_a}{(R+1) \frac{\sigma_a}{\sigma_1}} \quad (4)$$

e, usando o princípio de equivalência do trabalho plástico, o incremento de deformação generalizada, $d\varepsilon_a$, também foi obtido por Menezes. [16], como,

$$d\varepsilon_a = \sqrt{\frac{(R+1)}{(2R+1)}(d\varepsilon_1^2 + d\varepsilon_2^2 + Rd\varepsilon_3^2)} \quad (5)$$

Além disso, o material é suposto seguir a equação de Swift, expressa como,

$$\sigma_a = K(\varepsilon_o + \varepsilon_a)^n \quad (6)$$

As condições para o início da estricção localizada são derivadas da análise do círculo de Mohr de deformações, como mostrado na fig. 2, as quais correspondem ao estado vigente de deformação apresentado na fig. 1.

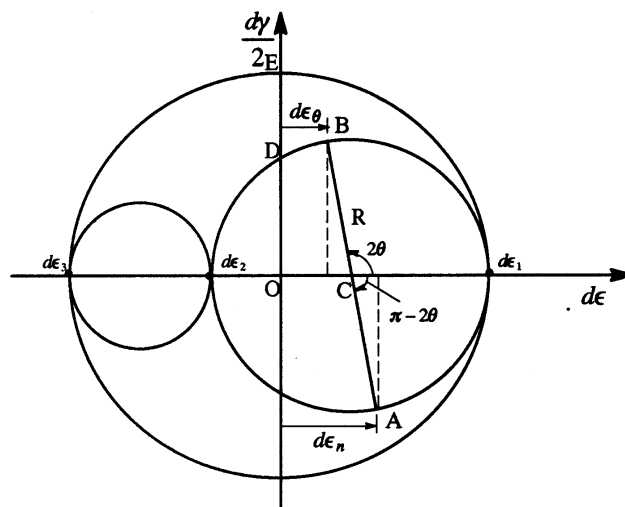


Fig. 2 - Círculo de Mohr para um estado de deformação incremental.

Portanto, a condição que leva a estrição localizada pode ser expressa pelo ponto A, o qual define a direção onde o deslizamento por cisalhamento é mais concentrado no plano de falha incipiente π , na zona de estrição.

Dessa forma, da fig. 2, a direção n controla o processo e geometricamente $d\varepsilon_n$, pode ser obtido como,

$$d\varepsilon_n = \overline{OC} + R \cos(\pi - 2\theta) \quad (7)$$

Analogamente, (7), em termos de deformações principais no plano da chapa torna-se,

$$d\varepsilon_n = \frac{d\varepsilon_1 + d\varepsilon_2}{2} + \frac{d\varepsilon_1 - d\varepsilon_2}{2} \cos(\pi - 2\theta) \quad (8)$$

Introduzindo a razão de deformação $\rho = d\varepsilon_2/d\varepsilon_1$ na equação (8), obtêm-se,

$$d\varepsilon_n = \frac{1}{2}(1-\rho) \left[\frac{(1+\rho)}{(1-\rho)} + \cos(\pi - 2\theta) \right] d\varepsilon_1 \quad (9)$$

A instabilidade plástica local é também caracterizada por um estágio de deformação, no qual não há variação da carga máxima para aumentos na deformação na direção n , isto é, $dF_n = 0$. Portanto, definindo a tensão normal na direção n , como,

$$\sigma_n = \frac{F_n}{A_n} \quad (10)$$

da condição de instabilidade obtêm-se,

$$\frac{d\sigma_n}{\sigma_n} = d\varepsilon_n \quad (11)$$

O encruamento controla o processo de estrição na direção n , daí,

$$\frac{d\sigma_a}{\sigma_a} = \frac{d\sigma_n}{\sigma_n} = d\varepsilon_n \quad (12)$$

O material obedece a equação de Swift [22]; logo, diferenciando (6) obtêm-se,

$$\frac{d\sigma_a}{\sigma_a} = \frac{d\varepsilon_a}{\frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_a}{n}} \quad (13)$$

Igualando (12) e (13) e considerando (9), após algumas manipulações têm-se,

$$\frac{n}{\varepsilon_a + \varepsilon_0} d\varepsilon_a = \frac{1}{2}(1-\rho) \left[\frac{(1+\rho)}{(1-\rho)} + \cos(\pi - 2\theta) \right] d\varepsilon_1 \quad (14)$$

Supondo que o volume mantém-se constante, isto é, $d\varepsilon_1 + d\varepsilon_2 + d\varepsilon_3 = 0$; considerando na memória a definição da razão de deformação e substituindo em (5), $d\varepsilon_a$ é dado como,

$$d\varepsilon_a = \left[\frac{(R+1)}{(2R+1)} [(R+1) + 2R\rho + (R+1)\rho^2] \right]^{\frac{1}{2}} d\varepsilon_1 \quad (15)$$

Substituindo (15) em (14) e integrando, têm-se,

$$\varepsilon_a = 2 \frac{\sqrt{(R+1)} [(R+1) + 2R\rho + (R+1)\rho^2]^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{(2R+1) [(1+\rho) + (1-\rho)\cos(\pi - 2\theta)]}} n - \varepsilon_0 \quad (16)$$

Integrando (15), considerando que ambos, razão de deformação ρ e o coeficiente de anisotropia plástica normal R são constantes, e introduzindo em (16), obtêm-se finalmente,

$$\varepsilon_1^* = \frac{2n}{[(1+\rho) + (1-\rho)\cos(\pi - 2\theta)]} - \frac{\sqrt{(2R+1)}\varepsilon_0}{\sqrt{(R+1)}[(R+1) + 2R\rho + (R+1)\rho^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (17)$$

$$\varepsilon_2^* = \rho \varepsilon_1 \quad (18)$$

onde ε_1^* e ε_2^* são as deformações limites previstas. Portanto, as deformações limites as quais definem o início da instabilidade estrição localizada dependem do coeficiente de anisotropia plástica normal R , da razão de deformação ρ , do índice de encruamento n , do encruamento inicial da chapa ε_0 , e também do ângulo da estrição definido pelo ângulo θ .

3. REVISÃO SUCINTA DE ALGUMAS TEORIAS DE INSTABILIDADES CLÁSSICAS

Com o propósito de comparar a teoria da propriedade do ângulo da estrição, como descrita anteriormente com as teorias clássicas de instabilidade devido a Dorn [9], Swift [22] e Hill [7], são apresentadas sucintamente essas equações, na seqüência.

O comportamento do material nessas análise é suposto obedecer a equação idealizada por Swift [1], a qual é expressa pela equação (6). Dessa forma, as equações que definem as deformações principais nas direções 1, 2, e 3 podem ser obtidas supondo que a deformação ocorre sob condição de tensão plana e que o material obedeça o critério de escoamento, equação (1), e a lei de escoamento associado, equação (4). Essas equações idealizadas por Von Mises e modificadas por Hill [8], para materiais anisotrópicos, foram derivadas por Menezes. [10], para uma razão de tensão x constante, como definida em (2), através das condições de Dorn, Swift e Hill, como mostrado em [18]. Assim, as deformações principais nas direções 1, 2, e 3 podem ser obtidas, respectivamente como:

I- Instabilidade de Dorn: (Estricção Difusa)

$$\varepsilon_1 = n - \psi_{1a} \quad (19)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{[(R+1)x - R]}{[(R+1) - Rx]} n - \psi_{2a} \quad (20)$$

$$\varepsilon_3 = -(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \quad (21)$$

II- Instabilidade de Swift-Hill: (Estricção Difusa)

$$\varepsilon_1 = \frac{[(R+1) - Rx][[(R+1) - 2Rx + (R+1)x^2]]}{(1+x)[(R+1)^2(1-x+x^2) - (2R+R^2)x]} n - \psi_{1a} \quad (22)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{[(R+1)x - R][[(R+1) - 2Rx + (R+1)x^2]]}{(1+x)[(R+1)^2(1-x+x^2) - (2R+R^2)x]} n - \psi_{2a} \quad (23)$$

$$\varepsilon_3 = -(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \quad (24)$$

III- Instabilidade de Hill: (Estricção Localizada)

$$\varepsilon_1 = \frac{[(R+1) - Rx]}{(1+x)} n - \psi_{1a} \quad (25)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{[(R+1)x - R]}{(1+x)} n - \psi_{2a} \quad (26)$$

$$\varepsilon_3 = -(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \quad (27)$$

onde, nas equações (19), (20), (21), (22), (23), (24), (25), (26) e (27),

$$\psi_{1a} = \frac{[(R+1) - Rx]}{\sqrt{(R+1)[(R+1) - 2Rx + (R+1)x^2]}} \varepsilon_0 \quad (28)$$

$$\psi_{2a} = \frac{[(R+1)x - R]}{\sqrt{(R+1)[(R+1) - 2Rx + (R+1)x^2]}^{\frac{1}{2}}} \varepsilon_0 \quad (29)$$

Portanto, as equações que definem as estricções difusa e localizada, mostram a influência do coeficiente de anisotropia plástica normal R , da razão de tensão x , do índice de encruamento n , e também do encruamento inicial da chapa ε_0 .

4. ANÁLISE DOS RESULTADOS OBTIDOS

Objetivando testar a teoria da propriedade do ângulo da estricção, o que possibilitaria a explicação da falha (estricção localizada e fratura) para ambas regiões da curva limite de conformação, isto é, estampagem e estiramento, são feitas comparações entre as deformações limites previstas e os resultados experimentais de deformações obtidos de literaturas disponíveis ou de outras teorias clássicas de instabilidade plástica, expressas como uma função do ângulo da estricção θ . Em geral, as deformações limites previstas estão em razoável concordância com os resultados experimentais para uma grande variedade de chapas metálicas anisotrópicas, como mostrado a seguir. A equação (17), podem também definir dois limites úteis de deformações, como mostrado na figura 3, para Zircaloy-4 [1]. O primeiro limite é encontrado na figura 3, para um ângulo de estricção $\theta=90^\circ$, daí o início da estricção localizada ser próximo daquele da estricção difusa. Portanto, a estricção localizada definida pelo plano π , normal a maior força no plano da chapa, seria uma fatia pequena do gradiente plano de deformação presente no plano da chapa, o qual é associado a ocorrência da estricção difusa. Tal limite inferior poderia estar relacionado com a capacidade do material da chapa de resistir ao desenvolvimento de uma estricção localizada, por deformação plástica, longe da região da estricção, e assim dependente do índice de encruamento. Um segundo limite é também encontrado na figura 3, para um ângulo de estricção $\theta=45^\circ$, o qual conduz a níveis de deformações maiores do que aqueles obtidos para um ângulo de estricção $\theta=90^\circ$. Este limite superior acontece porque a falha final (fratura) ocorre muito mais tarde que o início da estricção localizada. As deformações fora da estricção continuam a aumentar enquanto a estricção localizada se desenvolve, e seus níveis são maiores do que aqueles no início do aparecimento da estricção. Como resultado, o afastamento entre as curvas definindo esses dois limites descritos anteriormente depende da capacidade do material da chapa de resistir ao desenvolvimento da estricção, onde a influencia do coeficiente de anisotropia plástica normal R , da razão de deformação ρ , do índice de encruamento n , e do encruamento inicial da chapa ε_0 , sobre as deformações principais ε_1 , ε_2 , e ε_3 são fatores importantes.

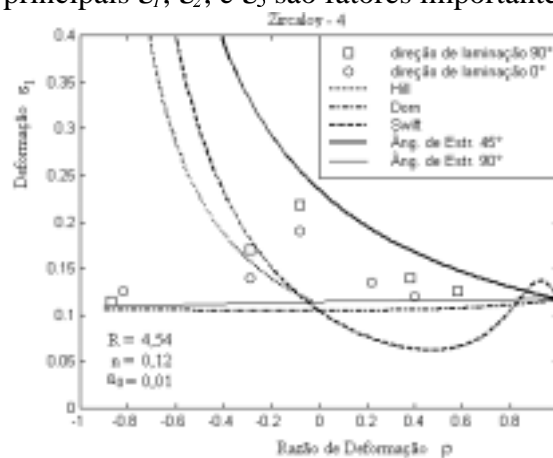


Figura 3 – Dependência da razão de deformação, ε_1 , para Zircaloy-4. Pontos experimentais apresentados por Azrin & Backofen [1].

Na figura 3, uma comparação adicional é feita entre os níveis de deformações previstos pela teoria da propriedade do ângulo da estrição e aqueles previstos pelas teorias clássicas de instabilidade plástica idealizadas por Dorn [9], Swift [22] e Hill [8]. Os resultados experimentais obtidos por Azrin e Backofen [1], concordam razoavelmente bem com os dois limites de deformações previstos pela teoria da propriedade do ângulo da estrição, para os dois lados das curvas limites de conformação, ou seja, a região de estampagem e de estiramento. Para o caso de pontos experimentais obtidos de amostras retiradas à 90° da direção de laminação da chapa de Zircaloy-4, característico de um material de chapa com menor capacidade de deformação plástica, é observada uma melhor concordância para uma estrição localizada associada a um ângulo de estrição $\theta=45^\circ$, do que para uma estrição localizada como prevista pela teoria de Hill [8]. Esse fato, demonstra que a hipótese de uma direção de alongamento zero, como argüido por Hill, nem sempre prevalece na ocorrência da estrição localizada. Por outro lado, para o caso de pontos experimentais obtidos de amostras retiradas à 0° da direção de laminação da chapa de Zircaloy-4, característico de um material de chapa com maior capacidade de deformação plástica, é observado uma melhor concordância para uma estrição localizada associada a um ângulo de estrição $\theta=90^\circ$, do que para uma estrição difusa como prevista pela teoria de Swift [22], Hill [8], ou Dorn [9]; o que evidencia a proximidade entre a estrição localizada e estrição difusa, como salientado por Azrin e Backofen [1] e Menezes [19]. Contudo a figura 3, mostra também que o critério de Dorn, conhecido como critério da carga máxima para a definição da estrição difusa, é mais significativo do que o critério de Swift ou Hill para a análise do estiramento de chapas, como observado por Dorn [20]. Swift [22], considerou que ambas componentes de forças no plano da chapa atingem simultaneamente um máximo na direção das tensões principais, isto é, a instabilidade aparece seguindo um incremento de deformação sem qualquer variação de carga; ao passo que Dorn [9], considerou a situação onde somente uma componente de força atinge um máximo na direção da maior tensão principal. Além disso, no caso de Zircaloy-4, a dependência da deformação limite ε_l da razão de deformação ρ , que conduz a $d\varepsilon_l/d\rho \cong 0$, como indicado por Azrin e Backofen [1], poderia ter origem material, o que possivelmente estaria relacionada ao deslizamento cristalográfico irrestrito em grãos de tamanhos grandes, como o observado no caso de Zircaloy-4. Essas duas últimas observações discutidas, reforçam e sustentam algumas das hipóteses básicas, nas quais a teoria da propriedade do ângulo da estrição é fundamentada.

Na figura 4, o mesmo comportamento é verificado em chapas de alumínio de pureza comercial (1100-0), como as testadas por Ghosh & Backofen [4], sobretudo para o lado direito da curva limite de conformação, ou seja, a região de estiramento.

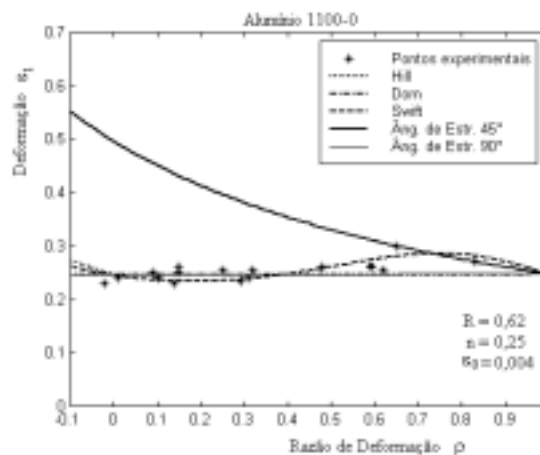


Figura 4 – Dependência da razão de deformação, ε_l , para Alumínio 1100-0. Pontos experimentais apresentados por Ghosh & Backofen [4].

Esse material de chapa apresenta uma melhor concordância dos pontos experimentais para uma estrição localizada associada a um ângulo de estrição $\theta=90^\circ$, que é equivalente ao caso do primeiro limite anteriormente analisado. Além disso, a concordância dos pontos experimentais em relação a uma estrição difusa como prevista pela teoria de Swift [22] e Hill [8] não é boa. Contudo, observando-se cuidadosamente os pontos experimentais obtidos por Ghosh & Backofen [4], nota-se uma leve inclinação dos limites de deformações, a dependência da deformação limite ε_l da razão de deformação ρ , ou seja, um $d\varepsilon_l/d\rho$, levemente maior do que zero.

Essa dependência dos limites de deformações da trajetória de deformação, ainda não é totalmente entendida, isto é, a dependência do encruamento da trajetória de deformação. Azrin e Backofen [1], por exemplo, argumentam que a característica comum dos materiais que apresentam $d\varepsilon_l/d\rho$ positivo, é associado essencialmente ao escorregamento de discordâncias, ou seja, ao caráter do mecanismo cristalográfico de deslizamento. Em um extremo, como o caso de metais cúbicos, de mais alta energia de empilhamento, existe liberdade para o deslizamento cruzado, ou deslizamento em um modo ondular (“wavy slip”). Em um outro extremo, de mais baixa energia de empilhamento, como o caso do Zircaloy-4, o deslizamento é mais planar (“planar slip”). Esses argumentam reforçam as hipóteses básicas, nas quais a teoria da propriedade do ângulo da estrição é fundamentada, além de que indicam a possibilidade dos planos de deslizamentos poderem apresentar rotação.

Diferentemente, para o aço-E, Grzesik & Vlad. [6], cujas propriedades são apresentadas na figura 5, para o lado de estampagem e deformação plana da curva limite de conformação, as curvas previstas pela teoria apresentam uma boa concordância com os pontos experimentais para um ângulo de estrição de $\theta=50^\circ$, o que reforça a hipótese da teoria da propriedade do ângulo da estrição e demonstra que o mecanismo de deslizamento é mais efetivo no caso do aço, embora ocorrendo fora do plano da chapa. Além disso, esta melhor concordância encontrada mostra a maior resistência ao desenvolvimento da estrição localizada do aço em relação ao zircaloy-4 e ao alumínio, anteriormente analisados, o que levaria a níveis de deformações diferentes para o aparecimento da estrição difusa e localizada. Para o lado de estiramento da curva limite de conformação, tal concordância inexistente para as curvas previstas pela teoria, o que mostra a necessidade de melhor entendimento da rotação dos planos de deslizamentos para a região de estiramento.

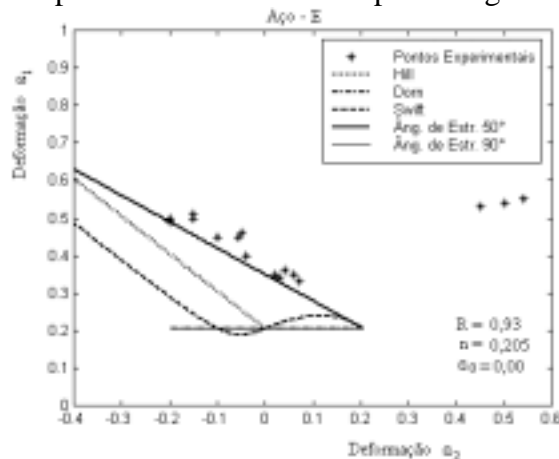


Figura 5 – Maior deformação limite, ε_l , mostrada como função da menor deformação limite, para Aço E. Pontos experimentais apresentados por Grzesik & Vlad. [6].

Na figura 5, também pode ser observado a ocorrência de uma discordância entre os pontos experimentais e as teorias de Dorn [9], Swift [22], Hill [7] e a teoria em análise, para um ângulo de estrição de 90° . Esse fato evidenciado para o caso do aço-E, mostra claro distanciamento entre a estrição difusa e a estrição localizada. Esse comportamento

particular do aço, segundo o qual alcança mais rapidamente a estrição difusa ($\cong n$), apresentando assim maior quantidade de deformação uniforme após esse ponto antes de atingir a estrição localizada, deve-se fundamentalmente a seu alto m (0.012 á 0.015) [5].

Por outro lado, na figura 6, para um latão 70-30 recozido testado por Ghosh [5], a curva limite de conformação (limite de fratura) prevista pela teoria da propriedade do ângulo da estrição concorda razoavelmente bem com os pontos experimentais para um ângulo de estrição $\theta=55^\circ$, para as duas regiões dessa curva, ou seja, estampagem e estiramento. Isto, apesar do latão 70-30 apresentar um comportamento mais complexo quando comparado a outros materiais de chapas. Geralmente, uma mudança sensível de comportamento é observável em latão 70-30, quando sujeito a pequenas variações em sua natureza ou na severidade da textura da chapa. Dessa forma, um ângulo de estrição $\theta=60^\circ$, ou $\theta=90^\circ$ o qual é similar ao resultado obtido pela teoria de Dorn [9], quando o endurecimento da chapa é desconsiderado, parece pouco provável representar o comportamento do latão 70-30 testado por Ghosh [5]. Adicionalmente, é observado clara discordância entre os dados experimentais e as curvas limites de conformação previstas pelas teorias de Swift [22] e Hill [7]. Além disso, a figura 6, mostra também como no caso do aço, claro distanciamento entre a estrição difusa e a estrição localizada.

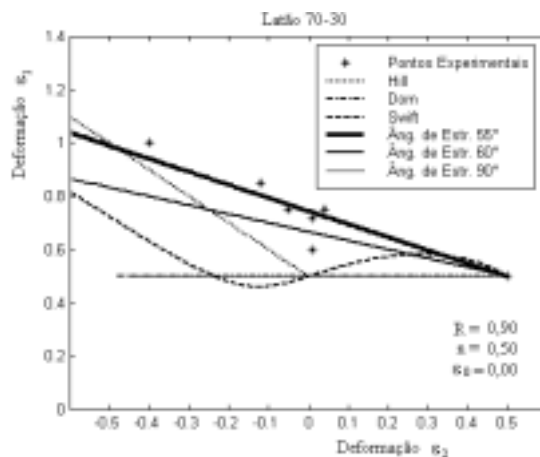


Figura 6 – Efeito do ângulo da estrição sobre a curva limite de conformação(limite de fratura) para Latão 70-30. Pontos experimentais apresentados por Ghosh, A. K.[5].

5. CONCLUSÃO

Em geral, as deformações limites previstas pela teoria da propriedade do ângulo da estrição estão em razoável concordância com os resultados experimentais para as chapas metálicas anisotrópicas analisadas. A teoria discutida fornece claro entendimento da falha das chapas metálicas anisotrópicas para as duas regiões da curva limite de conformação, ou seja, estampagem e estiramento, e ainda sugere que o início da estrição localizada é controlado por cisalhamento.

No caso de materiais que apresentam a dependência da deformação limite ϵ_l da razão de deformação ρ , onde $d\epsilon_l/d\rho$ é sempre menor ou igual a zero para a região de estiramento, a teoria da propriedade do ângulo da estrição mostra-se eficiente. Entretanto, para aços ou uma faixa de materiais onde $d\epsilon_l/d\rho$ é maior do que zero para a mesma região, a teoria da propriedade do ângulo da estrição ainda mostra-se deficiente, o que demonstra a necessidade de se buscar maior generalidade para a teoria em análise.

6. BIBLIOGRAFIA

[1]-Azrin, M. & Backofen, W. A., 1970 ,“The Deformation and Failure of a Biaxially Stretched Sheet”, Metallurgical Transactions, Vol. 1, pp. 2857-2865.

- [2]-Bressan, J. D. & Williams, J. A., 1983 ,“The Use of a Shear Instability Criterion to Predict Local Necking in Sheet Metal Deformation”, *Int. J. Mech. Sci.*, Vol. 25, pp. 155-168.
- [3]-Duncan, J.L. & Johnson, W., 1968 ,“The Ultimate Strength of Rectangular Anisotropic Diaphragms”, *Int. J. Mech. Sci.*, Vol. 10, pp. 143-155.
- [4]-Ghosh, A. K. & Backofen, W. A., 1973 ,“Strain Hardening and Instability in Biaxially stretched Sheets”, *Metallurgical Transactions*, Vol. 4, pp. 1113-1123.
- [5]-Ghosh, A. K., 1977, “The Influence of Strain Hardening and Strain-Rate Sensitivity on Sheet Metal Forming”, *J. Engineering Materials and Technology*, *Transactions ASME*, pp. 264-274.
- [6]-Grzesik, D and Vlad, C.M., 1978 ,“Influence of Deformation Path Upon the Change of Plastic anisotropy During the Drawing Steel ” , IDDRG- Warwick.
- [7]-Hill, R., 1952 ,“On Discontinuous Plastic States, with Special reference to Localised Necking in Thin Sheets”, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 1, pp. 19-30.
- [8]-Hill, R., 1950, “The Mathematical Theory of Plasticity”, Oxford University Press, London, England.
- [9]-Jalinek, J., Latter, A., Thomsen, E. G.& Dorn, J. E., 1945 ,“Plastic flow in Metals”,*Research Report*, War Production Board, Cited by Negroni & Thomsen [4].
- [10]-Keeler, S. P. & Backofen, W. A., 1963 ,“Plastic Instability and Fracture in Sheets Stretched over Rigid Punches”, *Transactions ASM*, Vol.56, pp. 25-48.
- [11]-Keeler, S. P., 1965 ,“Determination of Forming Limits in Automotive Stampings”, *Sheet Metal Industries*, pp. 683-691.
- [12]-Lankford, W. T., Snyder, S. C. & Bauscher, J. A., 1950, “New Criteria for Predicting the Press Performance of Deep-Drawing Sheets”, *Transactions ASM*, Vol. 42, pp. 1197-1232.
- [13]-Marciniak, Z. & Kuczynski, K., 1967 ,“Limit Strains in the Processes of Stretch-Forming Sheet Metal”, *Int. J. Mech. Sci.*, Vol. 9, pp. 609-620.
- [14]-Mattisson, K. & Melander, A., 1985 ,“Numerical Simulation of Stretch Forming Process”, *Simulation of Metal Forming Processes by the Finite Element Method (SIMOP-I) - Proceedings of the I International Workshop*, Stuttgart, June, pp. 170-213.
- [15]-Mellor, P. B. 1960 ,“Plastic Instability in Tension”, *The Engineer*, London, 25, March.
- [16]-Menezes, M.A., 1987 ,“Análise da Instabilidade Plástica em Chapas Metálicas Anisotrópicas Utilizando Novo Critério de Escoamento”, MSc. Thesis, Instituto Tecnológico de Aeronáutica-ITA, Brasil.
- [17]-Menezes, M. A., 1995 ,“Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção”, *Relatório Técnico: DEM 001/95*, Maio.
- [18]-Menezes, M. A., 1995 ,“Strain Limit Theories, Anisotropy in Sheet Metal forming and Simulation of Pressing Processes”, PhD Thesis, University of Birmingham, UK.
- [19]- Menezes, M. A., 1997 ,“Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção - Apresentação e Verificação”, *Relatório Complementar de Pesquisa: UNESP/FEIS/DEM*, Fevereiro.
- [20]-Negroni, F. & Thomsen, E. G., 1969 ,“On the Plastic Tensile Instability Criteria”, *Journal of Engineering for Industry*, *Transactions ASME*, pp. 659-663.
- [21]-Painter, M. J. & Pearce, R., 1969 ,“Instability and Fracture in Sheet Metal”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 7, pp. 992-1002.
- [22]-Swift, H. W., 1952 ,“Plastic Instability under Plane Stress”, *Journal Mechanics and Physics Solids*, Vol. 1, pp. 1-18.
- [23]-Whitely, R. L., 1960 ,“The Importance of Directionality in Drawing Quality Sheet Steel”, *Transactions ASM*, Vol. 52, pp. 154-169.