



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA

Pós-Graduação em Engenharia Mecânica

*ANÁLISE DA INSTABILIDADE
PLÁSTICA DE CHAPAS METÁLICAS
ANISOTRÓPICAS UTILIZANDO
A TEORIA DA PROPRIEDADE
DO ÂNGULO DA ESTRICÇÃO*

Ricardo Kazuo Itikava

Ilha Solteira - SP



**ANÁLISE DA INSTABILIDADE PLÁSTICA DE
CHAPAS METÁLICAS ANISOTRÓPICAS
UTILIZANDO A TEORIA DA PROPRIEDADE DO
ÂNGULO DA ESTRICÇÃO**

Proc. 071/2002 - NPD 151/02

UNESP - "CAMPUS DE ILHA SOLTEIRA"	
SERVIÇO TÉCN. DE BIBLIOTECA E DOCUMENTAÇÃO	
DATA DE CHEGADA	DATA DE TOMBO
02.12.02	31.12.02
RELAÇÃO DE	TOMBO
Ailza	Te. 1328
AQUIZIÇÃO	CLASSIFICAÇÃO
Ilha Autor R\$ 10,00	I 89a

1210001328



syx - 183571
syx - 54669

Ilha Solteira, 08 de março de 2002.

30500001
ENGA. MECÂNICA





UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

ANÁLISE DA INSTABILIDADE PLÁSTICA DE CHAPAS METÁLICAS ANISOTRÓPICAS UTILIZANDO A TEORIA DA PROPRIEDADE DO ÂNGULO DA ESTRICÇÃO

Ricardo Kazuo Itikava

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira da Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de **Mestre em Engenharia Mecânica**.

Orientador: PROF. PhD. MIGUEL ÂNGELO MENEZES

Ilha Solteira, março de 2002

DEPTIS - FEIS - UNESP



FICHA CATALOGRÁFICA

Elaborada pela Seção Técnica de Aquisição e Treinamento da Informação/Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação de Ilha Solteira.

I88a

Itikava, Ricardo Kazuo

Análise da instabilidade plástica de chapas metálicas anisotrópicas utilizando a teoria da propriedade do ângulo de estrição / Ricardo Kazuo Itikava. – Ilha Solteira, 2002.

xxii, 202p. : il.

Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, 2002.

Orientador: Miguel Ângelo Menezes

Bibliografia: p.181-190

1. Conformação de chapas metálicas
2. Anisotropia
3. Instabilidade plástica
4. Curvas limites de conformação

Análise da Instabilidade Plástica de Chapas Metálicas Anisotrópicas Utilizando a Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção

Ricardo Kazuo Itikava

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA OBTENÇÃO
DO TÍTULO DE

MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA

NA ÁREA DE CONCENTRAÇÃO EM MATERIAIS E PROCESSOS DE
FABRICAÇÃO E APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA
DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

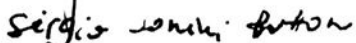


Prof. Dr. João Antonio Pereira – Coordenador

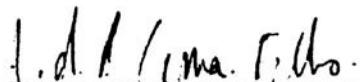
COMISSÃO EXAMINADORA:



Prof. PhD. Miguel Ângelo Menezes - Orientador



Prof. Dr. Sérgio Tonini Button



Prof. PhD Antônio de Pádua Lima Filho

Ilha Solteira – SP, março de 2002

BCpIS - FEIS - UNESP

Tudo posso naquele que me fortalece.

Philipenses 4:13



À Deus,

Aos meus pais, por todo apoio, incentivo, amor e carinho. Pelos exemplos de bondade, humildade e respeito, os quais jamais esquecerei...

Ao meu irmão, por toda sua força e coragem, as quais me inspiro.

A toda a minha família.

À Valeria, pela sua paciência, compreensão, e pela imensurável ajuda na realização deste trabalho.

Ao amigo Paulinho (*in memoriam*), o qual sentimos muito a sua falta.

Agradecimentos

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES - pela concessão da bolsa de estudos, o qual possibilitou a execução desta dissertação.

À Pró Reitoria de Pós Graduação e Pesquisa da UNESP - PROPP - pelo auxílio financeiro nas participações em eventos científicos.

Ao Departamento de Engenharia Mecânica e à Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira-UNESP pela viabilização do trabalho de pesquisa e realização do curso de mestrado.

Ao meu orientador Prof. PhD. Miguel Ângelo Menezes pela sua confiança, encorajamento, paciência e, sobretudo pela sua amizade, que não me orientou somente na ciência, mas na vida. Pessoa que hoje tenho como pai e amigo.

Aos professores Antônio de Pádua Lima Filho, Aparecido Carlos Gonçalves, Hidekasu Matsumoto e Wiser José Yamakami.

Aos professores, em geral, do Departamento de Engenharia Mecânica pelos valiosos ensinamentos.

Ao Sr. Elias Amaral dos Santos, Técnico em Informática, pelo contínuo suporte em software e hardware.

Aos funcionários da Biblioteca da FEIS/UNESP pela inestimável ajuda na aquisição de base bibliográfica.

Aos colegas da pós-graduação, pelo companheirismo, e em especial aos amigos Adriano da Silva Borges, Antônio Eduardo Rodrigues de Mendonça, Alessandro Roger Rodrigues, Ana Carolina Franco, Carla Nagata, Daniela Demarchi, George Esperança, Herbert Carlos Gonçalves, Otávio Villar da Silva Neto e Valeria Di Giunta.

Aos amigos Atriba, Batatais, Cristiano, Fabrício, JG, Luiz, Marcão, Maurício e Renzo.

À todos, que de certa forma, contribuíram para a realização desta dissertação.



ITIKAVA, Ricardo K., **ANÁLISE DA INSTABILIDADE PLÁSTICA DE CHAPAS METÁLICAS ANISOTRÓPICAS UTILIZANDO A TEORIA DA PROPRIEDADE DO ÂNGULO DA ESTRICÇÃO**, Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual de São Paulo, 2002, 198p. Dissertação de Mestrado.

Esta dissertação fornece uma descrição quase completa do comportamento plástico das chapas metálicas anisotrópicas. Alguns dos parâmetros que influenciam a conformabilidade dos materiais das chapas metálicas, junto com as duas principais operações de conformação de chapas metálicas são discutidos. Também, algumas teorias comumente usadas para prever as deformações limites na conformação de chapas metálicas são descritas e analisadas. Além disso, este trabalho também propõe a generalização da Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção, TPAE. Esta teoria leva em consideração o comportamento anisotrópico dos materiais de chapas e pode explicar o comportamento mecânico de uma grande variedade de chapas metálicas. Com esse novo modelo analítico, a Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção Generalizada, TPAEG, e da própria TPAE, há um melhor entendimento da falha da chapa metálica para ambas regiões da curva limite de conformação – CLC's, estampagem e estiramento. Especialmente para a região de estiramento é estabelecido um maior conhecimento sobre a dependência das deformações limites ϵ_1 da razão de deformação ρ ou da deformação ϵ_2 , no plano da chapa. Adicionalmente, a implementação de um programa computacional capaz de prever as deformações limites (estricção difusa e localizada) segundo algumas teorias existentes (Dorn, Swift, Hill, Bressan e Williams, Marciniak e Kuczyński, Menezes e Al-Qureshi, TPAE e TPAEG), permitiu avaliar os efeitos dos principais parâmetros que governam a conformabilidade das chapas metálicas. Particularmente, através da TPAE, TPAEG e a teoria de Menezes e Al-Qureshi é mostrado que a anisotropia do material da chapa, aumenta a capacidade de deformação dos materiais das chapas metálicas para ambas regiões das CLC's. A avaliação dos diferentes comportamentos mecânicos das várias chapas analisadas, assim como a análise da adequação das teorias consideradas, foram realizadas com base em resultados anteriormente publicados na literatura.

Palavras-chave: Deformações Limites, Anisotropia, Curvas ou Diagramas Limites de Conformação, Instabilidade Plástica e Conformação de Chapas Metálicas.



ITIKAVA, Ricardo K., *PLASTIC INSTABILITY ANALYSIS OF ANISOTROPIC SHEET METALS USING THE NECKING ANGLE PROPERTY THEORY*, Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual de São Paulo, 2002, 198p. Dissertação de Mestrado.

This dissertation provides an almost thorough description of the plastic behaviour of anisotropic sheet metals. Some of parameters that influence the formability of sheet metal materials, together with two main sheet metal forming operations are discussed. Also, some theories commonly used to predict strain limits in sheet metal forming are described and analysed. Furthermore, this work proposes also the generalisation of the Necking Angle Property Theory, NAPT. This theory takes into consideration the anisotropic behaviour of a variety of anisotropic sheet materials. With this new analytical approach, the Generalised Necking Angle Property Theory, GNAPT, and the proper NAPT, there is a better insight of the sheet metal failure for both regions of forming limiting curves – FLC's, drawing and stretching. Especially, for the stretching region is established a larger knowledge about strain ε_2 or strain ratio ρ dependence of strain limits ε_1 , on the sheet plane. Additionally, the implementation of a computational program capable to predict strain limits (diffuse or localised necking) according some common theories (Dorn, Swift, Hill, Bressan & Williams, Marciniak & Kuczyński, Menezes & Al-Qureshi, NAPT and GNAPT), has allowed to evaluate the effects of the main parameters that determine the formability of metal sheets. Particularly, through the NAPT, GNAPT and the theory of Menezes & Al-Qureshi is shown that the anisotropy of the sheet material increases the deformation capability of sheet materials for both regions of forming limiting curves. The evaluation of different mechanical behaviour of several sheets analysed, so as the adequacy analysis of the theories considered were carried out based on previously published results in the literature.

Keywords: Strain Limits, Anisotropy, Forming Limiting Curves or Diagrams, Plastic Instability and Sheet Metal Forming.



LISTA DE FIGURAS	xix
LISTA DE SIMBOLOS.....	xxvi

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1. Generalidades.....	01
1.2. Conformabilidade de Chapas Metálicas.....	03
1.3. Estiramento	06
1.3. Operações de estampagem que envolvem compressão.....	10
1.4. Objetivo do Trabalho	18

CAPÍTULO 2

FATORES QUE INFLUENCIAM NA CONFORMABILIDADE DE CHAPAS METÁLICAS

2.1. Generalidades.....	19
2.2. Influência da Anisotropia sobre o Limite de Conformação	22
2.3. Influência da História do Processo sobre o Limite de Conformação	26
2.4. Influência da Taxa de Deformação sobre o Limite de Conformação	27
2.5. Influência do Gradiente de Deformação sobre o Limite de Conformação.....	33
2.6. Influência do Atrito sobre o Limite de Conformação	35
2.6. Influência de Parâmetros Microestruturais sobre o Limite de Conformação.....	37
2.7. Influência do Critério de Escoamento sobre o Limite de Conformação	42



CAPÍTULO 3

TEORIAS COMUMENTE UTILIZADAS PARA DETERMINAÇÃO DO LIMITE DE DEFORMAÇÃO NA CONFORMAÇÃO DE CHAPAS METÁLICAS

3.1. Instabilidades Plásticas	48
3.2. Teorias das Instabilidades Plásticas Clássicas	52
3.2. Teoria de Marciniak-Kuczyński.....	65
3.3. Teoria de Stören e Rice	73
3.4. Teoria de Bressan e Williams	75
3.5. Teoria de Menezes e Al-Qureshi	82
3.6. Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção	90
3.7. Generalização da Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção.....	94
3.7.1. Mudança do critério de escoamento na TPAEG	100
3.8. Curvas Limites de Conformação.....	102
3.9. Curvas Tensão Limites de Conformação	105

CAPÍTULO 4

ANÁLISE DE RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1. Generalidades.....	107
4.2. Análise da Influência dos Parâmetros Plásticos que Governam o Comportamento Mecânico das Chapas Metálicas Anisotrópicas, Através da Teoria Proposta.....	108
4.3. Análise da Influência do Critério de Escoamento sobre as Curvas Limites de Conformação - CLC's, Previstas pela Teoria Proposta	115
4.4. Análise da Teoria Proposta e de Algumas Teorias Comumente Usadas no Cálculo das Deformações Limites sobre as Curvas Limites de Conformação das Chapas Consideradas.....	117
4.5. Análise da Dependência das Deformações Limites ϵ_1 sobre a Razão de Deformação ρ ou a Deformação ϵ_2 , ou seja, $d\epsilon_1/d\rho$ ou $d\epsilon_1/d\epsilon_2$	158
4.6. Análise dos Resultados Previstos pela Teoria de Menezes e Al-Qureshi	163



CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

5.1. Conclusões 170

5.2. Sugestões para Trabalhos Futuros..... 176

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS..... 177

APÊNDICES

APÊNDICE A 187

APÊNDICE B..... 191



Lista de Figuras

Figura 1.1 – Operações típicas de conformação, Dieter (1981).....	4
Figura 1.2 – Superfície início de escoamento para estado plano de tensões ($\sigma_3 = 0$).....	5
Figura 1.3 – Operação de estiramento por tração, Dieter (1981).....	7
Figura 1.4 – Dois métodos de conformação de chapas metálicas por estiramento.(a) estiramento, e (b) estiramento por embrulho (<i>stretch - wrap forming</i>), Mielnik (1991)	8
Figura 1.5 – Operação generalizada de conformação de chapas metálicas mostrando três regiões distintas: (1) região de contato com o punção, (2) região não apoiada e (3) áreas de fixação, Menezes (1995b).....	9
Figura 1.6 – Distribuição de deformação na espessura da chapa, ϵ_t , para diferentes condições de atrito: (a) punção de fundo plano, (b) punção elíptico, Menezes (1995b).....	9
Figura 1.7 – Estampagem profunda de um copo cilíndrico, Kalpakjian (1984)	10
Figura 1.8 – Tensões e deformações presentes em uma seção de um copo embutido, Dieter (1981).....	11
Figura 1.9 – Força do punção versus curso do punção na estampagem profunda, Dieter (1981).....	12
Figura 1.10 – Métodos de expansão de copos embutidos. (a) expansão direta; (b) expansão direta com matriz cônica; (c) expansão indireta, Dieter (1981).....	15
Figura 1.11 – Diagrama do lugar geométrico dos limites de escoamento. Comparação entre uma chapa isotrópica ($R = 1$) e uma de resistência aumentada por controle de textura ($R > 1$), Dieter (1981).....	17
Figura 2.1 – Correlação entre a razão limite de estampagem e R para vários tipos de chapas metálicas, Dieter (1981).....	24
Figura 2.2 – Influência do coeficiente de anisotropia plástica normal R , sob às subtangentes clássicas, adaptado de Menezes (1987).	25
Figura 2.3 – Alongamento em tração para alguns materiais esboçados como função da sensibilidade à taxa de deformação m , Mielnik (1991).....	29
Figura 2.4 – Efeito do nível de tensões na sensibilidade à taxa de deformações de aços, Hosford e Caddell (1983)	31
Figura 2.5 – Dependência do índice de encruamento, n , da taxa de deformação para aços, Hosford e Caddell (1983)	32
Figura 2.6 – Dependência altura da falha com o coeficiente de atrito para diferentes materiais, adaptado de Ghosh (1976).....	37
Figura 3.1 – Encruamento e amolecimento geométrico em tração pura, Backofen (1973).....	49

Figura 3.2 – Estricção difusa e localizada, Backofen (1973).....	50
Figura 3.3 – Variação dos limites de estricção com a razão de deformação, Dieter (1981).....	52
Figura 3.4 – Caracterização do ponto de instabilidade, A , sobre a curva de encruamento $\sigma \times \epsilon$, definido pela subtangente Z , Menezes (1995b).	54
Figura 3.5 – Solicitação biaxial em um elemento de chapa, Menezes (1995b).	55
Figura 3.6 – Estricção localizada para um certo ângulo θ em um elemento de chapa e o estado incremental de deformação correspondente, caracterizado pelo círculo de Mohr.	58
Figura 3.7 – Solução da subtangente, com a definição da estricção difusa e localizada, Menezes (1995b).....	60
Figura 3.8 – Tipos possíveis de instabilidade, Menezes (1995b).....	61
Figura 3.9 – Ensaio de tração representativo para o caso geral de materiais dúteis, Menezes (1995b).	62
Figura 3.10 – Influência da anisotropia plástica normal, na predição das deformações limites, para as Teorias Clássicas.	64
Figura 3.11 – Influência do índice de encruamento, na predição das deformações limites, para as Teorias Clássicas.	64
Figura 3.12 – Influência do encruamento inicial da chapa, na predição das deformações limites, para as Teorias Clássicas.	65
Figura 3.13 – Elemento da chapa com a formação da estricção.	66
Figura 3.14 – Influência do parâmetro de heterogeneidade inicial, na predição das deformações limites, para a Teoria de Marciniak e Kuczyński.....	70
Figura 3.15 – Influência do índice de encruamento, na predição das d eformações limites, para a Teoria de Marciniak e Kuczyński.....	70
Figura 3.16 – Influência da anisotropia plástica normal, na predição das deformações limites, para a Teoria de Marciniak e Kuczyński.....	71
Figura 3.17 – Influência do encruamento inicial da chapa, na predição das deformações limites, para a Teorias de Marciniak e Kuczyński.....	71
Figura 3.18 – Elemento da chapa ilustrando a direção de cisalhamento puro na estricção localizada.....	75
Figura 3.19 – Círculo de Mohr das deformações e tensões no início da estricção localizada.	77
Figura 3.20 – Influência do coeficiente de anisotropia normal R , na predição das deformações limites, para a Teoria de Bressan e Williams.....	79
Figura 3.21 – Influência da relação entre o coeficiente de anisotropia normal R e o parâmetro M , na predição das deformações limites, para a Teoria de Bressan e Williams.....	80
Figura 3.22 – Influência do índice de encruamento n , na predição das deformações limites, para a Teoria de Bressan e Williams.....	80



Figura 3.23 – Influência da tensão de cisalhamento crítica τ_{cr} , na predição das deformações limites, para a Teoria de Bressan e Williams. As curvas são apresentadas pela variação do parâmetro ε_b , o qual é relacionado com τ_{cr} , através da equação (3.59).	81
Figura 3.24 – Influência do encruamento inicial da chapa ε_0 , na predição das deformações limites, para a Teoria de Bressan e Williams.	81
Figura 3.25 – Elemento da chapa com estrição localizada, no estado plano de tensão, Menezes (1987).	85
Figura 3.26 – Influência do índice de encruamento n , na predição das deformações limites, para a Teoria de Menezes e Al-Qureshi. Linhas tracejadas - equação (3.74) e linhas contínuas - equação (3.82).	88
Figura 3.27 – Influência do encruamento inicial da chapa ε_0 , na predição das deformações limites, para a Teoria de Menezes e Al-Qureshi. Linhas tracejadas - equação (3.74) e linhas contínuas - equação (3.82).	88
Figura 3.28 – Influência do índice de encruamento, e influência da anisotropia, na predição das deformações limites, para a Teoria de Menezes e Al-Qureshi. Linhas tracejadas - equação (3.74) e linhas contínuas - equação (3.82).	89
Figura 3.29 – Estrição localizada para um certo ângulo θ de uma chapa metálica, Menezes (1995a).	91
Figura 3.30 – Círculo de Mohr para um estado de deformação incremental, Menezes (1995a).	92
Figura 3.31 – Estrição localizada para um certo ângulo ϕ de uma chapa metálica.	96
Figura 3.32 – Círculo de Mohr para um estado de deformação incremental.	97
Figura 3.33 – Estrição localizada para um certo ângulo θ ocorrendo no plano da chapa, e para um certo ângulo ϕ ocorrendo no plano da espessura, de uma chapa metálica.	98
Figura 3.34 – Linha limite de estrição localizada, definida pela TPAEG, para o quadrante de estampagem (equação 3.105), e para o quadrante de estiramento (equação 3.106).	100
Figura 3.35 – Figura ilustrativa das trajetórias de deformação mais importantes de uma Curva Limite de Conformação. Na figura, ρ é a razão de deformação ou trajetória de deformação, e X é a razão de tensão ou trajetória de tensão.	103
Figura 3.36 – Curva Limite de Conformação, Menezes (1995b).	104
Figura 3.37 – Esquema apresentando uma CLC e sua CTLC correspondente, (a) Curva Limite de Conformação, para deformações, (b) Curva Tensão Limite de Conformação, para tensões, adaptado de Evangelista et al. (2000).	105
Figura 4.1 – Dependência de ε_l sobre a razão de deformação.	109
Figura 4.2 – Maior deformação limite, ε_l , mostrada como função da menor deformação limite.	109

Figura 4.3 – Influência do índice de encruamento na predição das deformações limites, para a TPAEG.....	112
Figura 4.4 – Influência do encruamento inicial da chapa na predição das deformações limites, para a TPAEG.....	113
Figura 4.5 – Influência do coeficiente de anisotropia normal na predição das deformações limites, para a TPAEG.....	114
Figura 4.6 – Influência do critério de escoamento utilizado na formulação da TPAEG.....	116
Figura 4.7 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para Aço. Pontos experimentais apresentados por Kleemola e Ranta-Eskola (1976).....	119
Figura 4.8 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço (RSt 14). Pontos experimentais apresentados por Grzesik e Vlad (1978).	120
Figura 4.9 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço (StW 24). Pontos experimentais apresentados por Grzesik e Vlad (1978).	121
Figura 4.10 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço (QstE 420 TM). Pontos experimentais apresentados por Grzesik e Vlad (1978).	122
Figura 4.11 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço (IF - Steel). Pontos experimentais apresentados por Grzesik e Vlad (1978). ..	123
Figura 4.12 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço (IF - Steel). Pontos experimentais apresentados por Grzesik e Vlad (1978). ..	124
Figura 4.13 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço (ZSTE 180 BH). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998). 124	
Figura 4.14 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço acalmado em alumínio. Pontos experimentais apresentados por Sing e Rao (1997).	126
Figura 4.15 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço acalmado em alumínio. Pontos experimentais apresentados por Ghosh e Hecker (1974).	127
Figura 4.16 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço efervescente. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000). 128	
Figura 4.17 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000).	129
Figura 4.18 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço (IF - steel). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).....	130

Figura 4.19 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (IF - HS steel). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).	131
Figura 4.20 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (DP steel). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).	132
Figura 4.21 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço doce. Pontos experimentais apresentados por Brunet et al. (1998).	133
Figura 4.22 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (TRIP steel). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).	134
Figura 4.23 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (A0). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).	135
Figura 4.24 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (A3). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).	136
Figura 4.25 – Dependência da razão de deformação, ϵ_1 , para Alumínio, laminado a frio para redução de 20% na espessura. Pontos experimentais apresentados por Ghosh e Backofen (1973).	137
Figura 4.26 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Alumínio (soft aluminium). Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000).	138
Figura 4.27 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Alumínio (1/2H CP). Pontos experimentais apresentados por Painter e Pearce (1969).	140
Figura 4.28 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Al 5182. Pontos experimentais apresentados por Brunet et al. (1998).	141
Figura 4.29 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Al 6016. Pontos experimentais apresentados por Brunet et al. (1998).	141
Figura 4.30 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Al 5754. Pontos experimentais apresentados por Brunet et al. (1998).	142
Figura 4.31 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para a Liga Al-Mn. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000).	143
Figura 4.32 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para a Liga Al-Mn. Pontos experimentais apresentados por Date e Padmanabhan (1992).	143
Figura 4.33 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para a Liga Al-Cu-Mg. Pontos expe. apresentados por Date e Padmanabhan (1992).	144
Figura 4.34 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para a Liga Al-Mg. Pontos experimentais apresentados por Date e Padmanabhan (1992).	145

- Figura 4.35 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Cobre. Pontos experimentais apresentados por Kleemola e Ranta-Eskola (1976). . 147
- Figura 4.36 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Cobre livre de oxigênio. Pontos exp. apresentados por Ragab e Saleh (2000). 148
- Figura 4.37 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Cu-Ni 87/11. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000). 149
- Figura 4.38 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Cobre tenaz. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000). 150
- Figura 4.39 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Kleemola e Ranta-Eskola (1976). 152
- Figura 4.40 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Painter e Pearce (1969). 153
- Figura 4.41 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Ghosh (1976). 154
- Figura 4.42 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000). 155
- Figura 4.43 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000). 156
- Figura 4.44 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da razão de deformação, ρ , para o Zircaloy-4. Pontos experimentais apresentados por Azrin e Backofen (1970). 157
- Figura 4.45 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço (A0). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998). 161
- Figura 4.46 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço (A3). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998). 162
- Figura 4.47 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Ghosh (1976). 162
- Figura 4.48 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Painter e Pearce (1975). 163
- Figura 4.49 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço doce. Pontos experimentais apresentados por Brunet et al. (1998). 164
- Figura 4.50 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço (A0). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998). 165



Figura 4.51 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (A3). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).....	166
Figura 4.52 – Dependência da razão de deformação, ϵ_1 , para Alumínio, laminado a frio para redução de 20% na espessura. Pontos experimentais apresentados por Ghosh e Backofen (1973). 166	
Figura 4.53 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Alumínio (1/2H CP). Pontos experimentais apresentados por Painter e Pearce (1969).	167
Figura 4.54 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Al 6016. Pontos experimentais apresentados por Brunet et al. (1998).	168
Figura 4.55 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Painter e Pearce (1969).	168
Figura 4.56 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Ghosh (1976).	169
Figura B1.1 – Superfície de escoamento, apresentando a normalidade do vetor incremento de deformação, adaptado de Sowerby e Duncan (1971).	193
Figura B1.2 – Superfície de escoamento, indicando a trajetória de deformação $\overline{OP}$, no espaço de tensão plana, adaptado de Sowerby e Duncan (1971).	193
Figura B1.3 – Tensões principais na região A e B antes do escoamento inicial, Sowerby e Duncan (1971).	194
Figura B1.4 – Diagrama mostrando os vetores deformação $d\epsilon_A$ e $d\epsilon_B$ projetados no espaço de tensão plana, Sowerby e Duncan (1971).	195
Figura B1.5 – Tensões principais em cada região mostrando a trajetória de carregamento para o início do escoamento, A ₀ , B ₀ até a falha, A _S , B _S , Sowerby e Duncan (1971).	196
Figura B1.6 – Espaço de tensões principais mostrando a trajetória de carregamento para o caso 2, Sowerby e Duncan (1971).	197

Lista de Símbolos

LETRAS ROMANAS

A	- área instantânea transversal ao CDP de tração
A_0	- área inicial transversal ao CDP de tração
CLC	- curva limite de conformação
D_0	- diâmetro inicial do <i>blank</i>
D_p	- diâmetro do punção
DLC	- diagrama limite de conformação
DL	- direção de laminação
e	- deformação de engenharia
F_1	- força aplicada no plano da chapa na direção 1
F_2	- força aplicada no plano da chapa na direção 2
f	- parâmetro que caracteriza a não-homogeneidade inicial na espessura da chapa
h	- espessura final da chapa
h_0	- espessura inicial da chapa
K	- coeficiente de resistência do material
L	- comprimento final da chapa
L_0	- comprimento inicial da chapa
l	- comprimento instantâneo
l_0	- comprimento inicial
M	- expoente de tensão do critério de Hill de 1979
N	- expoente de tensão do critério de Hosford de 1979
m	- índice de sensibilidade à taxa de deformação



n	- índice de encruamento
P	- carga instantânea
R	- coeficiente de anisotropia plástica normal
$\bar{R}$	- coeficiente de anisotropia plástica normal médio
R_0	- coeficiente de anisotropia plástica normal a 0° DL
R_{45}	- coeficiente de anisotropia plástica normal a 45° DL
R_{90}	- coeficiente de anisotropia plástica normal a 90° DL
R_d	- raio de quina da matriz
R_p	- raio de quina do punção
t	- espessura da chapa
X, x	- razão de tensão
Y	- tensão de escoamento para um material não encruado
Z	- subtangente
Z_d	- subtangente estrição difusa
Z_{di}	- subtangente estrição difusa para materiais isotrópicos
Z_{da}	- subtangente estrição difusa para materiais anisotrópicos
Z_l	- subtangente estrição localizada
Z_{li}	- subtangente estrição localizada para materiais isotrópicos
Z_{la}	- subtangente estrição localizada para materiais anisotrópicos
w	- largura inicial da chapa
w_0	- largura final da chapa

LETRAS GREGAS

α, ρ	- razão incremental de deformação
β	- inverso da subtangente



ε	- deformação verdadeira
$\dot{\varepsilon}$	- taxa de deformação
$\bar{\varepsilon}_a$	- deformação plástica generalizada para materiais anisotrópicos
ε_d	- deformação para o início da estrição difusa
ε_{da}	- deformação para o início da estrição difusa para materiais anisotrópicos
ε_{di}	- deformação para o início da estrição difusa para materiais isotrópicos
ε_f	- deformação de fratura
ε_l	- deformação para o início da estrição localizada
ε_{la}	- deformação para o início da estrição localizada para materiais anisotrópicos
ε_{li}	- deformação para o início da estrição localizada para materiais isotrópicos
ε_0	- encruamento inicial da chapa
ε_1	- deformação principal na direção 1
ε_{1A}	- deformação na região A perpendicular a fratura
ε_{1B}	- deformação na região B perpendicular a fratura
ε_{1f}	- deformação limite de fratura ao longo da DL
ε_2	- deformação principal na direção 2
ε_{2A}	- deformação na região A ao longo da fratura
ε_{2B}	- deformação na região B ao longo da fratura
ε_3	- deformação principal na direção 3
ϕ	- ângulo da estrição para a região de estiramento da CLC
λ	- gradiente de deformação
$d\lambda$	- módulo de plasticidade
$d\lambda/d\mu$	- razão gradiente de deformação
μ	- coeficiente de atrito



$\bar{\mu}$	- tamanho do defeito equivalente
π	- plano macroscópico na zona de estricção
θ	- ângulo da estricção para a região de estampagem da CLC
σ^*	- parâmetro anisotrópico adimensional de tensão
$\bar{\sigma}_a$	- tensão efetiva ou representativa do estado de tensão para materiais anisotrópicos
σ_b	- limite de escoamento obtido em tração biaxial balanceada
σ_u	- limite de escoamento obtido em tração uniaxial balanceada
σ_1	- tensão principal na direção 1
σ_2	- tensão principal na direção 2
η	- índice de eficiência
τ	- tensão de cisalhamento
τ_{cr}	- tensão de cisalhamento crítica
ΔR	Coeficiente de anisotropia plástica planar

INTRODUÇÃO

1.1. Generalidades

Atualmente, em consequência da acirrada competitividade industrial promovida principalmente pela globalização, e pela crise energética, um grande esforço tem sido despendido por engenheiros e cientistas no sentido de racionalizar a produção industrial. A reavaliação e melhora dos processos industriais propiciam incrementos reais de produtividade e asseguram a qualidade a custos mínimos possibilitando assim a fácil aceitação de produtos manufaturados no mercado nacional e internacional a preços competitivos. Mas para que isto seja alcançado requer-se, além de novas idéias e métodos, um profundo conhecimento dos processos convencionais de fabricação.

Apesar dos processos de conformação dos metais diferirem amplamente no que diz respeito a velocidade, temperatura, e na maneira pela qual as forças são aplicadas; todos possuem uma característica semelhante em termos de suas partes físicas de interesse: ferramentas sob carregamento, zona plástica, interface entre o material plasticamente deformado e as ferramentas rígidas, e também as regiões de transição elasto-plástica no material. O entendimento do comportamento do material sob estado de tensão, temperatura, taxa de deformação, e escoamento em processo, assim como os problemas associados a essas áreas de interesse são requisitos essenciais para o entendimento da mecânica da conformação, Backofen (1973).

Dentre os processos de conformação de metais destaca-se a conformação de chapas metálicas. Esse processo de conformação enfrenta um número considerável de problemas,



exigindo intensas pesquisas sobre o entendimento da mecânica da deformação e falha do material, de modo a aumentar sua eficiência. O problema básico consiste na determinação da conformabilidade da chapa metálica, a qual pode ser definida como sendo a habilidade do metal em ser conformado em uma forma específica sem a ocorrência de qualquer tipo de defeito ou fratura.

O custo das operações industriais de estamparia justifica a grande quantidade de pesquisas desenvolvidas sobre o assunto conformação de chapas durante os últimos 50 anos. As distribuições de tensões e deformações assim como a predição das condições de trabalho a que metais e ligas metálicas estão sujeitos durante a deformação contínua nos processos de conformação de chapas têm sido objeto de muitos trabalhos teóricos.

É conhecido que a distribuição das deformações finais em uma chapa metálica é influenciada pelas propriedades do material tais como índice de encruamento, índice de sensibilidade a taxa de deformação, anisotropia plástica e encruamento inicial da chapa. Além disso, o atrito entre a chapa e as ferramentas e as variações na pressão de sujeição, também têm influência sobre as deformações.

Existem alguns métodos analíticos e numéricos clássicos para a determinação da tensão e da deformação de chapas, tais como o método da energia de deformação uniforme (*uniform strain energy method*), o método dos blocos (*slab or equilibrium method*), o método de campo das linhas de deslizamentos (*slip-line field method*), o método de diferenças finitas (*finite difference method*) e o método de elementos finitos (*finite element method*). Eles fornecem soluções rápidas e aproximadas para cálculos no auxílio do projeto de componentes na conformação. Entretanto, para que haja efetivo controle do processo de deformação é essencial conhecer o comportamento plástico da chapa metálica sob as condições particulares do processo.

Vários estudos experimentais foram desenvolvidos para caracterizar a chapa metálica com relação ao aparecimento do fenômeno da estrição, levando à bem conhecida Curva Limite de Conformação introduzida por Keeler (1968) e Goodwin (1968). Infelizmente, outras investigações têm mostrado um caráter não intrínseco das CLC's, as quais dependem fortemente da trajetória de deformação, sendo seu uso, portanto, bastante limitado no que diz respeito ao aperfeiçoamento dos processos industriais de estampagem e estiramento, Rao e Sing (2000). Por outro lado, também foram desenvolvidos trabalhos teóricos para simular o fenômeno de

estricção. Entre as principais teorias desenvolvidas, podem ser mencionados modelos baseados no contínuo homogêneo e outros baseados no contínuo heterogêneo.

As teorias baseadas no contínuo homogêneo consideram que a estricção é um fenômeno de instabilidade plástica caracterizada pelo fato de que a função da energia potencial alcança um valor máximo. Já as teorias baseadas no contínuo heterogêneo, estão basicamente centradas sob duas principais aproximações. A primeira aproximação consiste no tratamento do fenômeno de estricção como um problema de bifurcação, Stören e Rice (1975). A segunda aproximação considera um modelo com uma não homogeneidade inicial na estrutura e/ou na espessura do material da chapa, Marciniak e Kuczyński (1967).

Apesar da existência de uma grande quantidade de publicações na literatura, o problema da aplicabilidade e da precisão dos métodos para determinação do limite de deformação das chapas metálicas, para várias trajetórias de deformação encontradas nos processos industriais, ainda permanece.

1.2. Conformabilidade de Chapas Metálicas

A conformação de chapas, também chamada de “*pressworking*” é, entre os processos de conformação mecânica (figura 1.1), o mais importante. Isso se dá devido à larga variedade de formas e tamanhos dos seus produtos, podendo variar desde uma simples curva até curvas mais complexas com reentrâncias superficiais ou profundas. Sua existência é datada de 5000 a.C. quando utensílios domésticos, jóias, e outros objetos eram feitos por forjamento e estampagem de metais tal como ouro, prata e cobre, Kalpakjian (1984).



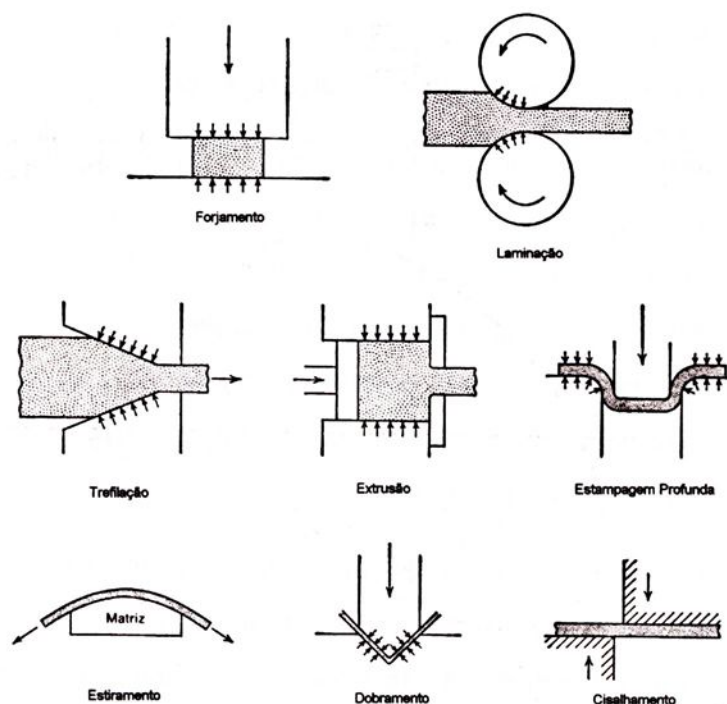


Figura 1.1 – Operações típicas de conformação, Dieter (1981).

A conformação de chapas metálicas tornou-se uma técnica de fabricação adequada para a produção de um grande número de peças de forma idêntica. Essa técnica reúne diversos processos de deformação plástica não estacionários e heterogêneos, Taylor (1995).

Dentro destes processos, na conformação de chapas finas com ferramentas rígidas, distinguem-se os processos de estiramento (*stretching*) quando $\varepsilon_2 > 0$ e de estampagem profunda (*deep drawing*) quando $\varepsilon_2 \leq 0$, cada um apresentando diversos estados de tensão em diversas partes do objeto fabricado.

Cada processo corresponde a um estado plano de tensão (figura 1.2) ou a uma combinação de estados de tensões, que podem variar desde o cisalhamento puro ($\sigma_1 = -\sigma_2$), até a tração biaxial balanceada ($\sigma_1 = \sigma_2 > 0$), passando pela tração uniaxial ($\sigma_2 = 0 < \sigma_1$) e deformação plana ($\sigma_1 = \frac{1}{2} \sigma_2$). Aos diversos estados de tensão atuantes, correspondem diversos estados de deformações que variam desde o cisalhamento puro ($\varepsilon_1 = -\varepsilon_2$, $\varepsilon_3 = 0$) até a tração biaxial balanceada ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 > 0 > \varepsilon_3$) passando pela deformação plana ($\varepsilon_1 = -\varepsilon_3$, $\varepsilon_2 = 0$).

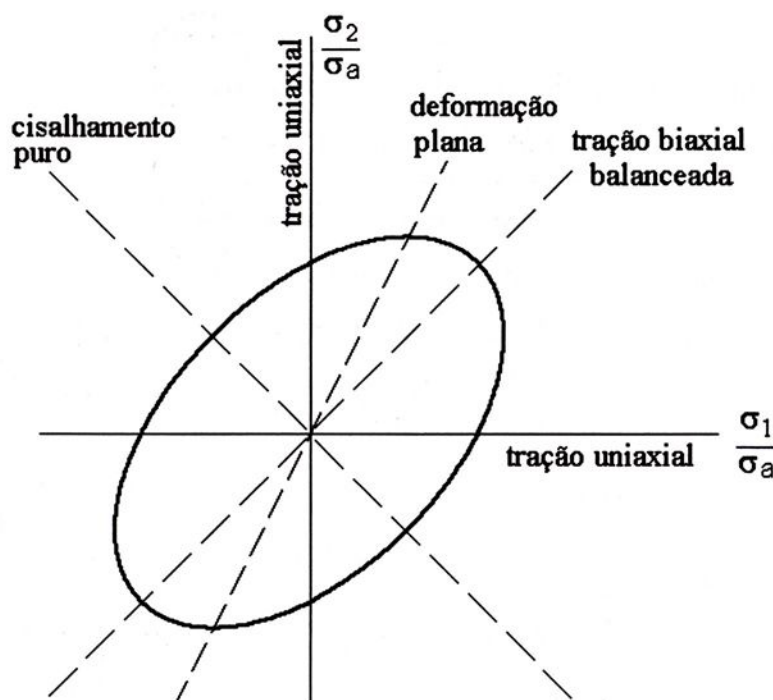


Figura 1.2 – Superfície início de escoamento para estado plano de tensões ($\sigma_3 = 0$).

Os processos de estampagem têm recebido maior atenção sob o ponto de vista prático e teórico, entre outras razões pela alta porcentagem de perdas nestes processos de fabricação.

Apesar do grande enfoque destinado também aos processos de conformação de chapas que incorporam a tração biaxial, pelo fato de evitarem a formação de rugas, ainda permanecem alguns problemas tecnológicos comuns, como a predição, medição ou controle da capacidade máxima de deformação. De forma que até o momento não existe uma teoria generalizada que descreva a deformação máxima da chapa imediatamente antes da ruptura nos processos sob estado biaxial de tensão.

Experimentalmente é notado que a fratura é geralmente precedida por uma forma de instabilidade plástica da chapa durante os processos de estiramento, estampagem simples e profunda, repuxamento, expansão hidráulica de chapas ou tubos e ensaio de tração simples.

Nas operações de estampagem, a formação de uma estricção difusa e estricção localizada é bem explicada, para um grande número de materiais, pelos modelos de Swift e Hill, respectivamente. No entanto, a interpretação da formação da estricção localizada para o caso do estiramento, a qual foi analisada por Dorn et al. (1945), Dorn (1948), Swift (1952), Hill (1952), Mellor (1960), Keeler e Backofen (1963), Marciniak e Kuczyński (1967),

Azrin e Backofen (1970), Bressan e Williams (1983), Menezes e Al-Qureshi (1987) e outros, considerando os diferentes estados de deformação através dos quais a chapa é solicitada durante a deformação, ainda não é totalmente compreendida.

Atualmente as pesquisas nesta área têm dado um maior enfoque para a região de estiramento, com o intuito de se obter um melhor entendimento do mecanismo de deformação plástica e dos parâmetros que influenciam no limite de deformação das chapas metálicas anisotrópicas nesta região.

1.3. Estiramento

Entre os vários processos de conformação de chapas metálicas existem aqueles os quais conduzem a um aumento da superfície da chapa metálica a custo de uma redução na sua espessura. Uma das vantagens apresentadas por esses processos é que a chapa metálica é impedida de enrugar. Dentre estes processos, o principal é denominado estiramento, que tem como principais características sua versatilidade e economia. O estiramento é utilizado principalmente para fazer painéis de envergadura de aviões, painéis de porta de automóveis, armações de janelas, etc. No entanto, são raras as operações de conformação onde ocorre estiramento puro. Normalmente a conformação de uma peça é uma combinação de estiramento e estampagem profunda. Na conformação de um copo de fundo hemisférico, por exemplo, a chapa é estirada sobre a face do punção. No processo de estampagem profunda a base do copo está sob estiramento biaxial. A maioria das estampagens complexas presentes na indústria automobilística envolvem um componente de estiramento, e a quantidade de estiramento varia de estampagem para estampagem, ou mesmo em diferentes locais numa mesma peça, Kalpakjian (1984).

O estiramento é um processo de conformação que consiste na aplicação de forças de tração de maneira a esticar o material sobre uma ferramenta ou bloco-modelo. Este processo é derivado do desempenho por tração de chapas finas laminadas e é muito empregado na indústria aeronáutica para produzir peças com grandes raios de curvatura e, freqüentemente, com dupla curvatura, Dieter (1981). Uma consideração importante que deve ser feita é a quase total eliminação da recuperação elástica (*spring back*), pois neste processo o gradiente de tensões é



relativamente uniforme. Por outro lado, uma vez que predominam tensões trativas, apenas em materiais muito dúteis podem ser obtidas grandes deformações.

O equipamento do estiramento consiste basicamente em um pistão hidráulico (geralmente vertical) que movimenta o punção ou bloco-modelo e duas garras que prendem as extremidades da chapa (figura 1.3).

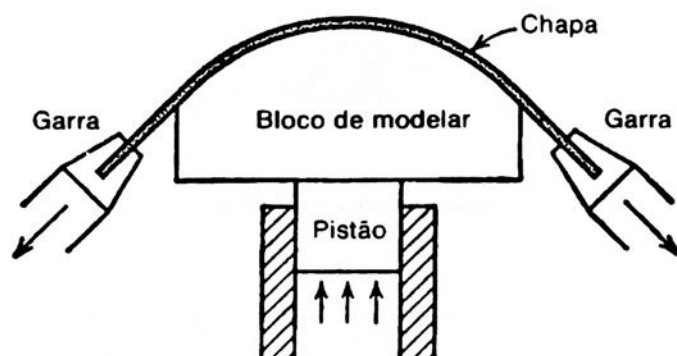


Figura 1.3 – Operação de estiramento por tração, Dieter (1981).

No estiramento não é empregada uma matriz fêmea. As garras podem ser móveis de maneira a permitir que a força de tração esteja sempre em linha com as bordas da chapa, ou podem ser fixas, mas neste caso é necessário que o raio seja grande a fim de evitar a ruptura da chapa nas garras. No processo de estiramento, o “blank” metálico é primeiro dobrado ou acomodado em torno do bloco-modelo com um esforço de tração relativamente suave, as garras são aplicadas e a carga de estiramento é aumentada até que o “blank” seja deformado plasticamente para sua forma final. O estiramento máximo que pode ser produzido em partes curvas simples é representado pelo alongamento total do material sem que ocorra afinamento exagerado.

A figura 1.4 mostra duas variações do processo de estiramento, onde em (a) a ferramenta move-se para apertar e esticar a chapa, enquanto que em (b), a chapa metálica é primeiro estirada além do limite elástico e então posta de maneira a embrulhar o bloco modelo, Mielnik (1991).

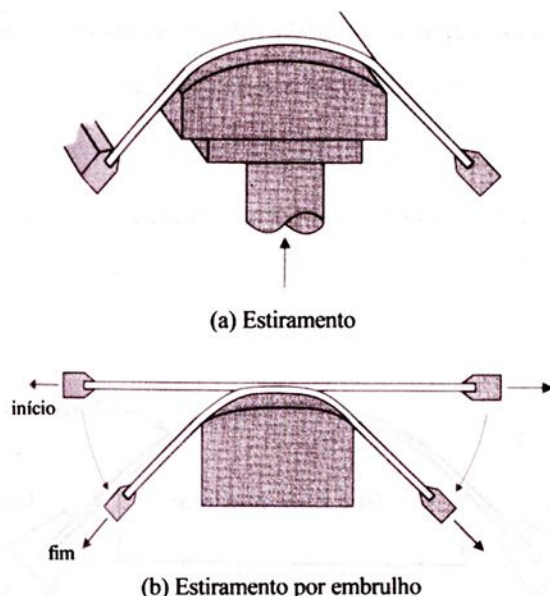


Figura 1.4 – Dois métodos de conformação de chapas metálicas por estiramento. (a) estiramento, e (b) estiramento por embrulho (*stretch-wrap forming*), Mielnik (1991).

Algumas vezes o termo “*pressing*” é usado para descrever qualquer artigo formado em uma estampagem e denota uma operação onde a chapa é conformada entre um punção e uma matriz por estiramento. No entanto, o “*pressing*” também se assemelha à estampagem profunda (*deep drawing*), sendo que em muitas operações ocorre uma combinação desses dois processos. A diferença entre a estampagem profunda e o “*pressing*” se dá pelo fato de que a chapa pode se movimentar livremente dentro da matriz no caso da estampagem, enquanto que no processo “*pressing*”, o movimento do “*blank*” é impedido pelo sujeitador (*blank holder*).

Numa operação típica de estampagem como mostrada na figura 1.5, a deformação ocorre em três regiões distintas: (1) estiramento do metal em contato com o punção, (2) estiramento do metal na região não-suportada, e (3) escoamento do metal ao longo dos sujeitadores. A natureza da deformação em cada uma das três regiões é claramente diferente. Enquanto a distribuição de deformação nas regiões (1) e (3) é controlada principalmente pelo balanço entre a geometria das ferramentas, as condições de atrito e o encruamento do material, na região (2) apenas o encruamento da chapa constitui um fator decisivo. Além disso, entre as regiões (2) e (3), há um ponto onde o raio do “*blank*” ou seu comprimento permanece inalterado como resultado da combinação dos processos de estampagem profunda e estiramento. A pressão normal é

geralmente diferente para cada região, e portanto as condições de atrito não podem ser consideradas as mesmas.

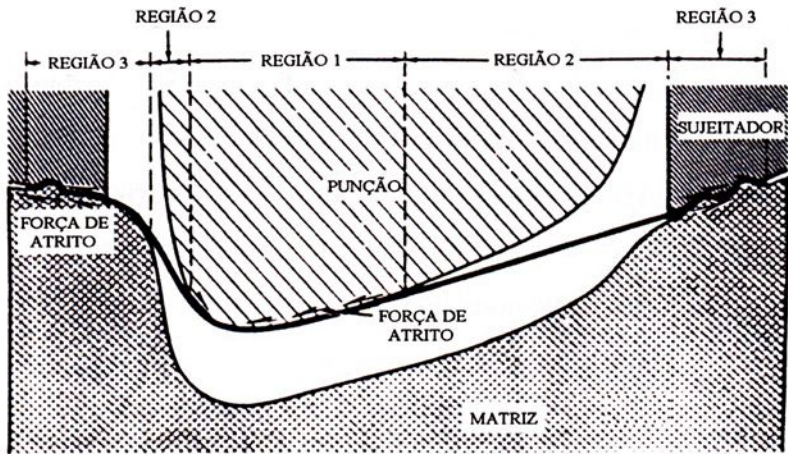


Figura 1.5 – Operação generalizada de conformação de chapas metálicas mostrando três regiões distintas: (1) região de contato com o punção, (2) região não apoiada e (3) áreas de fixação, Menezes (1995b).

Em geral, altas deformações estão associadas com regiões de grande curvatura do perfil do punção, mas isto é influenciado pelo atrito. Se o atrito é alto, a chapa tende a aderir ao punção e a deformação é concentrada próximo ao ponto de tangência, e em uma região não-suportada. Isto pode reduzir a profundidade de penetração do punção na falha com um punção de fundo plano, mas aumentá-la para um punção elíptico, conforme mostra a figura 1.6.

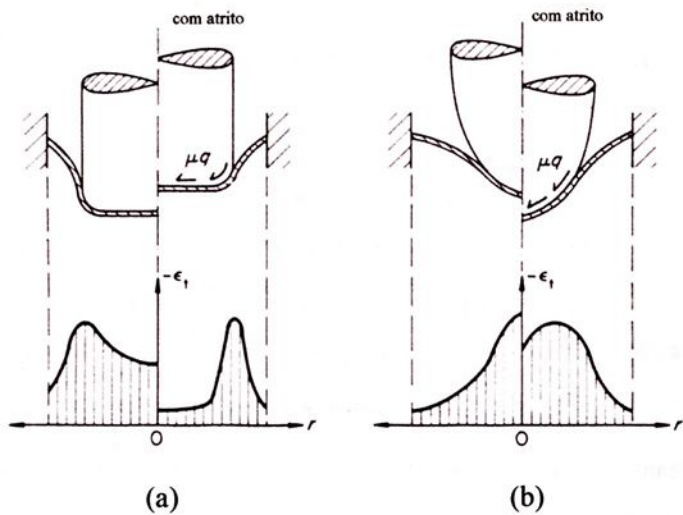


Figura 1.6 – Distribuição de deformação na espessura da chapa, ϵ_t , para diferentes condições de atrito: (a) punção de fundo plano, (b) punção elíptico, Menezes (1995b).

1.3. Operações de estampagem que envolvem compressão

Estampagem profunda é o processo de fabricação utilizado para modelar chapas em artigos com forma de copos, panelas, recipientes de todas as formas e tamanhos, banheiras, cápsulas e pára-lamas de automóveis. Embora o processo é geralmente chamado de estampagem profunda, significando uma peça estampada profundamente, a operação básica também produz estampagens rasas ou moderadas. A estampagem profunda foi primeiramente desenvolvida por volta de 1700, desde então foi extensivamente estudada e tornou-se um importante processo na trabalhabilidade dos metais, Kalpakjian (1984).

Embora os fatores que controlam o processo de estampagem profunda sejam bastante evidentes, eles interagem de maneira tão complexa que não é possível, em termos simples, se fazer a descrição matemática precisa. A maior parte dos estudos experimentais e teóricos têm sido realizados na estampagem profunda de um copo cilíndrico de fundo plano (teste Swift) a partir do “blank”. Toda a discussão sobre estampagem profunda que se segue será baseada neste caso relativamente simples.

Os parâmetros básicos na estampagem profunda de um copo cilíndrico são mostrados na figura 1.7. Um disco plano circular de tamanho adequado, denominado “blank”, com um diâmetro D_0 e espessura t_0 , é colocado sobre a matriz com raio da quina R_d . O “blank” é fixado por um sujeitador (blankholder), ou anél de fixação (hold-down ring), com uma determinada força. O punção com diâmetro D_p e raio de quina R_p , move-se para baixo empurrando o “blank” para dentro da cavidade da matriz, como mostra a figura 1.7.

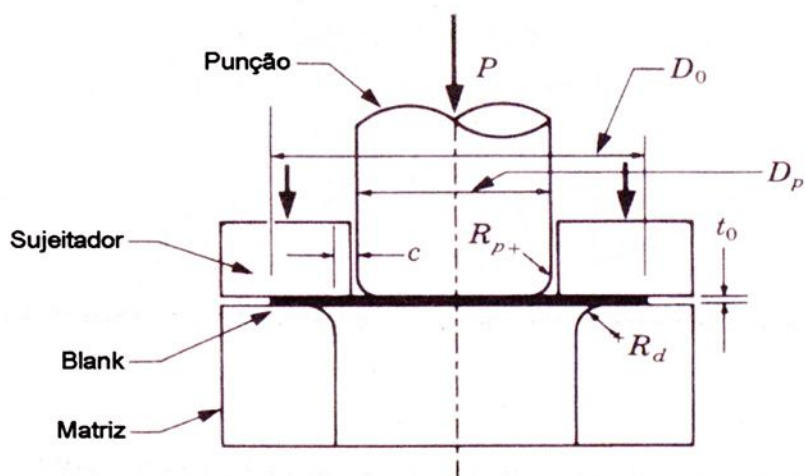


Figura 1.7 – Estampagem profunda de um copo cilíndrico, Kalpakjian (1984).

Geralmente é necessário que haja uma pressão de fixação ou ação de grampos para comprimir o disco plano (*blank*) contra a matriz, a fim de evitar a formação de ruga na chapa. Isto é feito através de um dispositivo especial denominado anti-rugas ou anel de fixação em uma prensa de efeito duplo. Se o "*blank*" é fino ou pequeno, uma matriz cônica é utilizada para suprimir qualquer tendência ao enrugamento. Outro método para prevenir o enrugamento é usar um sujeitador fixo com uma folga mínima de cerca de 5%, Dieter (1981). Esta folga é suficiente para prevenir o enrugamento e ao mesmo tempo permite o afinamento das partes em deformação. Partes mais espessas requerem uma maior folga próximo à entrada da matriz, e esta folga dependerá da rigidez do ferramental. Na prática usa-se uma folga de 10% na espessura nominal. Praticamente toda característica individual do punção ou da máquina exerce um certo efeito na capacidade de estampagem, a qual também depende do material, espessura da chapa e do tamanho da matriz.

Na estampagem profunda de um copo, o metal é submetido a três tipos diferentes de deformação. A figura 1.8 representa as deformações e tensões desenvolvidas num segmento do "*blank*" circular durante a estampagem.

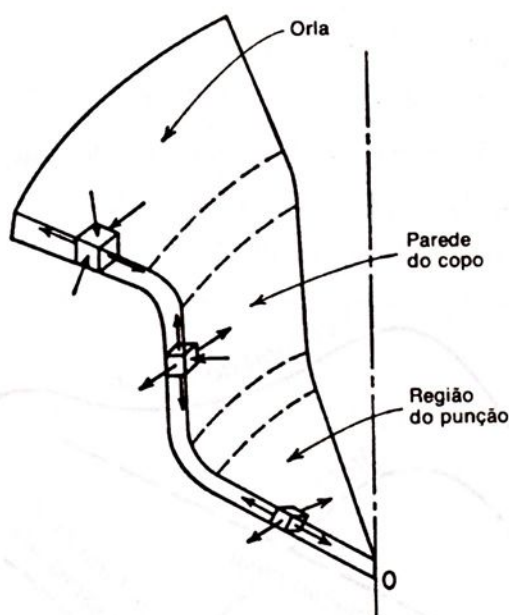


Figura 1.8 – Tensões e deformações presentes em uma seção de um copo embutido, Dieter(1981).

O metal situado no centro do disco, sob a cabeça do punção, é acomodado em torno do perfil do punção e, assim, tem sua espessura reduzida. Nesta região o metal está sujeito a um

estado biaxial de tração devido a ação do punção. O metal situado na região interna do “blank” é deformado radialmente para o interior em direção da abertura da matriz e, à medida que isto ocorre, a circunferência externa deve decrescer continuamente desde a dimensão inicial do “blank” πD_0 , até aquela relativa a peça final πD_f . Isto significa que o metal está submetido a uma deformação compressiva na direção circunferencial e a uma deformação trativa na direção radial. Sob a ação destas duas deformações principais, ocorre um aumento contínuo de espessura à medida que o metal penetra na matriz. No entanto, quando o metal ultrapassa o raio de matriz, é primeiramente dobrado e depois endireitado, ao mesmo tempo que sofre um esforço de tração. Este dobramento plástico sob tração resulta numa considerável redução de espessura, que modifica o aumento da mesma produzido pela contração circunferencial. Entre a zona interna tracionada e a zona externa contraída existirá um estreito anel do metal que não foi dobrado, seja sobre a matriz, seja sobre o punção. O metal nesta região foi submetido apenas a um carregamento de tração ao longo da operação de estampagem.

Caso a folga entre o punção e a matriz não seja suficientemente grande para permitir o aumento de espessura a que nos referimos, o metal nestas regiões será comprimido, ou estirado, entre a matriz e o punção a fim de produzir uma espessura uniforme da parede.

A força no punção, necessária para produzir um corpo, é a soma da força ideal de deformação, das forças de atrito e da força necessária para produzir a uniformização de espessura, caso exista. A figura 1.9 ilustra a maneira segundo a qual variam estas componentes da força, do punção, com o comprimento do curso do punção.

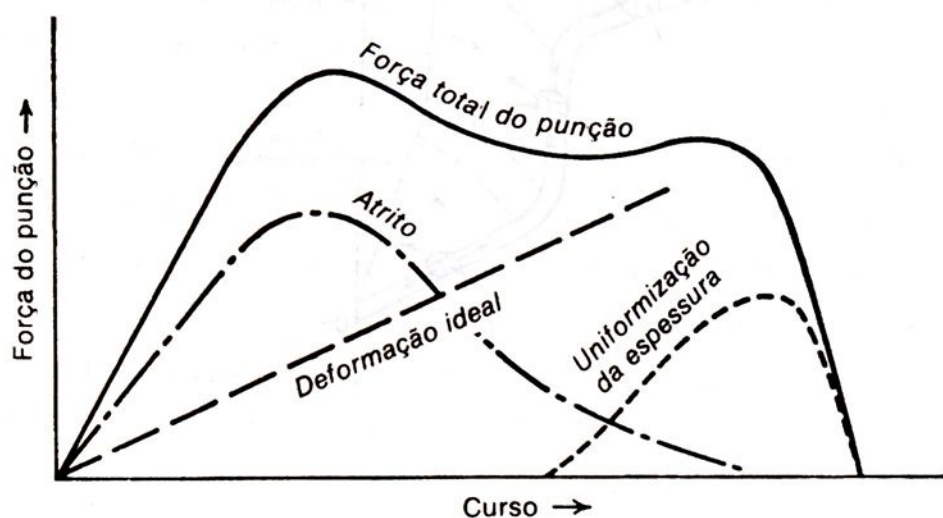


Figura 1.9 – Força do punção versus curso do punção na estampagem profunda, Dieter (1981).

A força ideal de deformação aumenta continuamente com o curso, pois a deformação é crescente e, devido ao encruamento, a tensão plástica também cresce. A pressão de fixação é a maior responsável pela força de atrito. Esta componente atinge rapidamente um máximo e diminui com o aumento do curso, pois a área do “blank” sob o anel de fixação decresce continuamente. Quando for necessária uma força para uniformizar a espessura, ela será solicitada ao fim do processo, depois da parede do copo ter atingido a espessura máxima.

A força necessária para dobrar e endireitar o material em torno do raio da matriz é um outro fator a se considerar. Um estudo realizado por Swift, citado em Dieter (1981), mostra que no trabalho necessário para fabricação de um copo metálico por estampagem profunda, 70% são gastos na conformação radial do metal, 13% para superar o atrito e 17% no dobramento e endireitamento em torno do raio da matriz.

Na estampagem profunda a carga é aplicada pelo punção no fundo do copo e então é transmitida para as paredes laterais. A falha mecânica ocorrerá com formação da estricção localizada, seguido da ruptura. Quando ocorre ruptura, esta se localiza numa estreita banda de material, na parede do copo, imediatamente acima do raio do punção, a qual não foi dobrada ou deformada radialmente, mas sim, submetida essencialmente à deformação por tração. Este anel de metal entre a parede da matriz e o punção, está sujeito essencialmente a um estado de deformação plana que o alonga e reduz sua espessura.

A tensão aplicada na estampagem profunda é transmitida através de um “sistema do elo mais fraco” até um ponto de falha incipiente, o qual teve sua resistência pouco aumentada por encruamento. Desta forma, na estampagem profunda, a capacidade de encruamento do material desempenha um papel pouco importante, ao contrário do processo de trefilação onde o expoente n é de grande importância. A estampabilidade de um material é medida pela razão entre o diâmetro inicial do “blank” e o diâmetro final do copo estampado. Para um dado material existe uma razão limite de estampagem (LDR) que representa o maior “blank” capaz de ser embutido através de uma matriz D_p sem apresentar ruptura. O limite teórico superior de LDR é:

$$LDR \approx \left(\frac{D_0}{D_p} \right)_{max} \approx e^{\eta} \quad (05)$$



onde η é um termo de eficiência para compensar as perdas por atrito. Se $\eta = 1$, então $LDR \approx 2,7$, enquanto que se $\eta = 0,7$, então $LDR \approx 2$. Isto vem confirmar a experiência que mostra ser difícil produzir um copo metálico com altura muito superior ao seu diâmetro, mesmo que o metal em questão seja de grande ductilidade.

Dentre os fatores que na prática afetam a estampagem, destacam-se:

- propriedades do material da chapa metálica;
- razão do diâmetro do “blank” e diâmetro do punção;
- espessura da chapa;
- força do sujeitador;
- raio da matriz – deve ser cerca de 10 vezes a espessura da chapa;
- raio do punção – um ângulo muito agudo leva à redução de espessura localizada e ruptura do material;
- folga entre o punção e a matriz – 20 a 40% maior do que a espessura da chapa;
- pressão de fixação – cerca de 2% da média de S_0 (limite de escoamento) e S_u (limite de resistência);
- lubrificação da superfície lateral da matriz – para reduzir o atrito na estampagem profunda;
- velocidade do punção.

Uma vez que a redução máxima na estampagem profunda é da ordem de 50%, é necessário empregar operações sucessivas de estampagem caso se queira produzir peças altas e delgadas (como capas de cartuchos e tubos fechados). A operação empregada para transformar uma peça estampada em outra de diâmetro menor e altura maior é conhecida por expansão de copos, Dieter (1981).

Os dois métodos básicos de expansão são o direto, ou regular, e a expansão indireta ou invertida (figura 1.10)



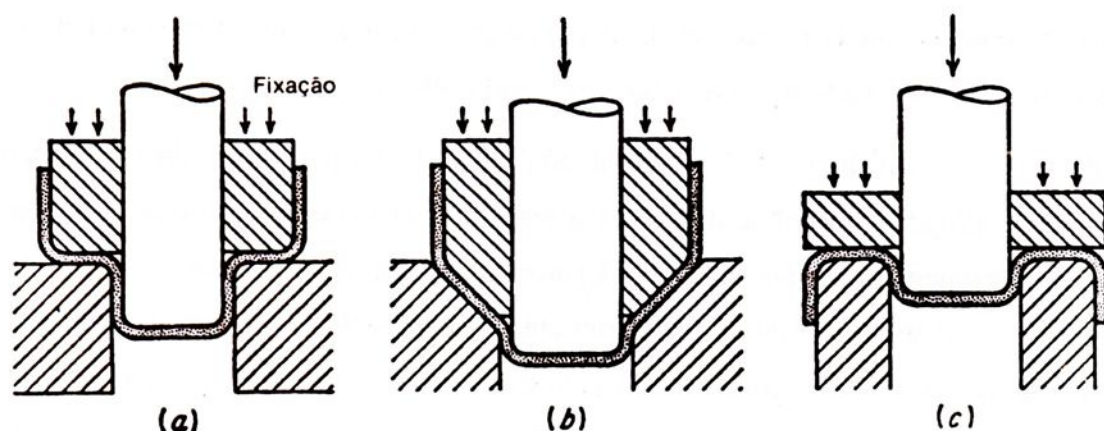


Figura 1.10 – Métodos de expansão de copos embutidos. (a) expansão direta; (b) expansão direta com matriz cônica; (c) expansão indireta, Dieter (1981).

No processo direto a superfície externa original do copo permanece sendo a superfície externa da peça expandida. A figura 1.10a ilustra este processo com o emprego de um anel de fixação, o metal deve ser dobrado duas vezes, isto é, dobrado e endireitado tanto no raio da matriz como no raio do punção. O alto encruamento desenvolvido no processo mostrado na figura 1.10a pode ser reduzido empregando-se o esquema apresentado na figura 1.10b, embora o metal esteja com o mesmo número de dobramentos, o ângulo de dobramento é inferior a 90° e a carga do punção pode ser reduzida. A desvantagem do projeto mostrado na figura 1.10b é que o copo produzido no primeiro estágio deve ser feito com os cantos afusados, o que nem sempre é possível devido à flambagem apresentada por peças produzidas com certos metais. A espessura do anel de fixação empregado no processo direto é determinada pela percentagem de redução requerida. Para reduções pequenas não se deve utilizar anel de fixação.

Na expansão indireta, figura 1.10c, o copo é estampado de maneira inversa, de modo que sua superfície externa venha a ser a superfície interna da nova peça. O dobramento é sempre na mesma direção, ao invés de ser em direções opostas como no processo direto, o que acarreta menor encruamento das paredes da peça. Neste processo pode-se obter melhores resultados quanto à rugosidade em virtude do controle preciso do metal em torno do raio da matriz e devido ao fato de não existirem limitações geométricas ao uso do anel de fixação.

A redução obtida na expansão é sempre inferior àquela obtida na estampagem inicial por causa do alto atrito, inerente ao processo. Geralmente, a redução decresce a cada operação sucessiva devido ao encruamento. Obviamente, se forem feitos recozimentos entre as operações

de expansão, será possível a obtenção de maiores reduções. A maioria dos metais permitirá uma redução total de 50 a 80%, antes do recozimento, Dieter (1981).

Para que a estampabilidade seja melhorada, a região da parede próxima ao fundo do copo, altamente propensa à ruptura, deve ter sua resistência aumentada em relação à região que se deforma radialmente, próxima ao topo da parede do copo. Pode-se também obter alguma melhora deslocando-se o local potencial de ruptura do copo para o flange através de artifícios mecânicos tais como apertar o copo em torno do punção mais firmemente, o que se consegue enrolando-o com uma almofada pressurizada de borracha na saída da matriz. Tais processos permitiriam o uso de materiais com maiores valores de n . Uma outra maneira consiste em tornar áspera a superfície do punção ou impedir sua lubrificação. Através de um aquecimento seletivo do metal na área da borda, pode-se também torná-lo menos resistente do que a região propensa à falha mecânica. Todavia, a maior contribuição à melhoria da estampabilidade é proveniente do controle da textura cristalográfica da chapa a ser estampada. A textura correta proporciona a orientação adequada dos sistemas de deslizamento de maneira que a resistência na direção da espessura seja maior do que no plano da chapa.

A melhor maneira de se entender o papel desempenhado pelo coeficiente de anisotropia normal, R , na estampagem é através de um diagrama que apresenta um lugar geométrico dos limites de escoamento, relacionando-o com os estados de tensões no lugar preferencial de ruptura na parede do corpo e na orla (flange).

Como mostra a figura 1.8 (desprezando a pequena pressão de contato), na parede do copo ambas as tensões são tratativas e o estado de deformação é essencialmente deformação plana, para que isto se verifique devemos ter $\sigma_1 = 2.\sigma_2$, o que no diagrama do lugar geométrico de escoamento para uma chapa isotrópica (figura 1.11), corresponde ao valor da carga OA .

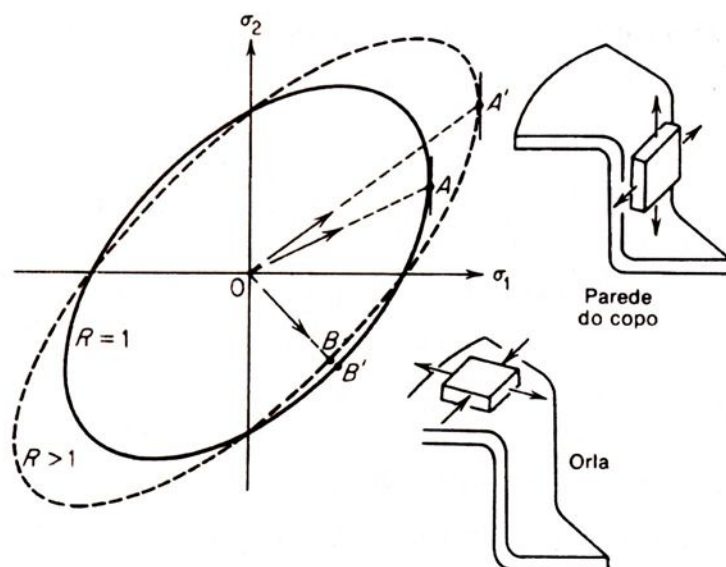


Figura 1.11 – Diagrama do lugar geométrico dos limites de escoamento. Comparação entre uma chapa isotrópica ($R = 1$) e uma de resistência aumentada por controle de textura ($R > 1$), Dieter (1981).

O estado no flange é de compressão na direção circunferencial e tração na direção radial. Desprezando o aumento de espessura, o estado de tensão se aproximará do cisalhamento puro, que corresponde ao vetor OB . O lugar geométrico dos limites de escoamento para uma chapa com $R > 1$ é apresentado pelo traço pontilhado na figura 1.11. Neste caso, existe pouca diferença no comprimento do vetor de carregamento para o estado de cisalhamento puro no flange (OB') entretanto, o vetor de carregamento (OA') para o estado de deformação plana na parede do copo aumenta consideravelmente. Isto mostra que a parede do copo tem sua resistência aumentada em relação ao flange através do controle da textura e que a estampabilidade torna-se maior.

1.4. Objetivo do Trabalho

Este trabalho tem como principal objetivo a formulação de uma teoria para análise de instabilidade plástica em chapas metálicas anisotrópicas, isto é, uma tentativa de generalização da Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção para uma estricção localizada situada em um plano qualquer, diferente de 90^0 , em relação à normal do plano da chapa metálica, para aplicação em ambas as regiões da Curva Limite de Conformação.

A adequação da Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção Generalizada é verificada para os dados experimentais obtidos de literatura, sobre uma variedade de chapas metálicas anisotrópicas.

O desenvolvimento de um programa computacional é também proposto, com o intuito de facilitar a caracterização das CLC's para as várias teorias apresentadas no trabalho, tanto as teorias convencionais, como a teoria em questão. Permitindo, dessa forma, avaliar a influência dos principais parâmetros que governam a conformabilidade de chapas metálicas, tais como anisotropia normal, índice de encruamento, encruamento inicial da chapa, sob cada uma dessas teorias.

Dessa forma, o melhor entendimento sobre o comportamento do escoamento plástico na deformação de chapas metálicas em processamento, traduzirá o conhecimento necessário para propor soluções visando melhorar a eficiência de tais processos e otimizar novos projetos.

FATORES QUE INFLUENCIAM NA CONFORMABILIDADE DE CHAPAS METÁLICAS

2.1. Generalidades

A conformação de chapas metálicas é um processo no qual converte-se uma chapa uniforme em uma forma desejada sem ocorrência de fratura ou excessiva redução localizada. Todavia a conformabilidade é uma qualidade difícil de ser medida ou avaliada. Embora os processos de conformação de chapas metálicas sob ferramentas rígidas, descritos no capítulo 1, sejam relativamente simples de se compreender, o controle do processo exige uma análise mais detalhada.

O processo de estampagem de chapas metálicas é controlado por diversos fatores de natureza mecânica e metalúrgica.

Entre os fatores de natureza mecânica encontra-se:

- forma e dimensões da peça;
- máquina de conformação (tipo da prensa empregada);
- forma e dimensões das ferramentas;
- condições de lubrificação;
- trajetória de deformação;
- taxa de deformação;



- propriedades do escoamento plástico;
- propriedades mecânicas;
- propriedades físicas.

Os fatores de natureza metalúrgica, relacionados ao material da peça, são: a composição química e a estrutura da chapa associada a textura, fatores que dependem, por sua vez, dos processos de fabricação e de laminação associados aos tratamentos térmicos de recozimento, que afetam o seu comportamento na estampagem. Ainda de natureza metalúrgica encontra-se a influência dos tratamentos térmicos de recozimento intermediários, encontrados em processos divididos em diversas etapas de estampagem.

No que se refere à forma da peça, pode-se afirmar que, quanto mais complexa for, mais difícil se torna a determinação dos esforços necessários à conformação e dos limites máximos admissíveis de deformação plástica. À complexidade da forma, associa-se a complexidade da natureza de evolução do processo, que se caracteriza por uma condição não estacionária: a cada instante, durante a conformação, a peça se apresenta de uma forma diferente e intermediária entre o recorte da chapa inicial e o produto final.

A ferramenta de conformação exerce uma influência muito grande através dos raios do punção e da matriz, uma vez que ocorre intenso deslizamento da chapa sobre os mesmos. Como já mencionado no capítulo anterior, esses raios devem ser suficientemente grandes para não elevar exageradamente o esforço de conformação e, conseqüentemente, não reduzir a capacidade de estampagem de uma determinada peça, Bresciani Filho (1997).

Não existe um índice que possibilite a avaliação, ou previsão de forma confiável para a conformabilidade de um certo material específico, para todas as condições de produção e para todas as estampagens. É verificado que um material completamente confiável para um certo projeto de peça estampada pode não ser conveniente para a estampagem de uma outra peça.

Várias propriedades retiradas da curva tensão deformação já foram usadas na tentativa de avaliar a conformabilidade das chapas metálicas, tais como, o limite de escoamento, o limite de resistência e o alongamento total. O limite de escoamento apresenta a desvantagem de ser bastante sensível à velocidade de deformação, crescendo bastante com o aumento da mesma. Desde que os ensaios de tração são usualmente executados a uma velocidade mais baixa do que aquelas usadas na produção das peças estampadas, os valores dos limites de escoamento medidos

são mais baixos do que os encontrados durante a estampagem. Outro fato, é o método de preparação do corpo de prova, o qual afeta o limite de escoamento. Propriedades mecânicas tais como: limite de resistência e alongamento total, também são bastante sensíveis às condições do teste, arranhões superficiais, métodos de preparação e geometria do corpo de prova. Além disso, na tentativa de avaliar as propriedades dos materiais nas operações de conformação, encontramos a dificuldade inerente de utilização da completa história da deformação do material.

Em virtude da complexidade inerente aos processos de conformação de chapas metálicas, as medidas das propriedades mecânicas feitas simplesmente a partir de ensaios de tração são de valor limitado. Vários ensaios de laboratório foram desenvolvidos através dos anos, com o intuito de avaliar a conformabilidade de chapas dos diversos materiais. Tradicionalmente a avaliação da conformabilidade de um determinado material tem se baseado nas propriedades mecânicas, ensaios fundamentais para a determinação dos parâmetros “ n ” e “ R ”, ensaios simulativos (Erichsen, Olsen, Swift e Fukui), e controlando-se o nível de deformação através da deformação observada em um sistema de grade impressa sobre a superfície de uma chapa, produzida por uma marcação eletroquímica, Keeler (1968), Bruno e Bresciani Filho (1978), Kalpakjian (1984), ou tentando se estabelecer um parâmetro de conformabilidade particular de um processo, o qual seria aplicável a toda espécie de material, Kawai e Kurosaki (1977). O ensaio Swift é padronizado para o embutimento e nele a estampabilidade é expressa em termos da razão limite de estampagem. Nos testes de Olsen e Erichsen a chapa é fixada entre dois aros metálicos enquanto que um punção, geralmente esférico, é pressionado contra a chapa até que esta se frature. O parâmetro medido é a profundidade do abaulamento que se forma na chapa antes da ruptura. Nestes testes a chapa é submetida principalmente a um estiramento, enquanto que no ensaio de Swift ocorre praticamente um embutimento puro. No entanto a maioria das operações práticas de conformação de chapas fornecem uma combinação de estiramento biaxial e embutimento. Somente o teste Fukui, no qual um copo com fundo hemisférico é produzido pela ação de um punção hemisférico, fornece uma combinação de estiramento com embutimento (ou estampagem profunda). Uma outra abordagem empregada para a previsão da conformabilidade de chapas é a análise de perfis submetidos simultaneamente a estiramento e estampagem, onde o limite de conformação do material é estabelecido através dos testes de Olsen e de Swift, sendo que após os testes a parte metálica é dividida em perfis simples e, a partir da geometria destes perfis, são calculadas as percentagens de estampagem e estiramento. Com esses resultados a peça pode ser posicionada no diagrama limite de conformação estabelecendo-se seu grau de severidade, Taylor (1995).



No entanto, os estudos que consideram a influência das propriedades de escoamento plástico e variações na trajetória de deformação nos processos de conformação, embora mais complexos, são potencialmente mais frutíferos, podendo levar a um melhor entendimento sobre os vários processos de conformação e da influência de parâmetros como: coeficiente de anisotropia R , índice de encruamento n , índice de sensibilidade à taxa de deformação m , encruamento inicial da chapa ϵ_0 e outros, Bressan e Al-Qureshi (1981).

2.2. Influência da Anisotropia sobre o Limite de Conformação

A suposição de que todo elemento material permanece isotrópico durante a deformação é uma aproximação pouco funcional; pois quando grãos cristalinos individuais são alongados na direção da maior deformação em tração a textura da amostra adquire uma orientação preferencial, Hosford e Caddell (1983). Em metais, a causa mais importante de propriedades plásticas anisotrópicas é esta orientação preferida que se desenvolve no metal devido a rotação dos grãos durante a deformação por deslizamento ou maclação.

É conveniente distinguir-se entre anisotropia planar (ΔR), a qual descreve as variações das propriedades plásticas com a direção de teste, Ψ , sobre o plano da chapa sendo definida como:

$$\Delta R = \frac{R_0 - 2.R_{45} + R_{90}}{2} \quad (2.1)$$

e a anisotropia normal (R) da chapa, a qual descreve a variação das propriedades plásticas no plano da chapa em relação a espessura; por exemplo, a tensão de escoamento no plano da chapa pode ser diferente do valor ao longo da espessura, enquanto que variações no limite de escoamento no plano da chapa são desprezadas. O valor R usualmente varia com θ , o ângulo de orientação da direção de teste da chapa e é comumente caracterizado, para um determinado material, por um valor médio, onde:

$$\bar{R} = \frac{R_0 + 2.R_{45} + R_{90}}{4} \quad (2.2)$$

Em geral a anisotropia normal, R , se mostra mais significativa, por isso sendo mais freqüentemente enfocada nas análises versando sobre o comportamento ao escoamento plástico dos materiais anisotrópicos. Como uma consequência dessa anisotropia, a forma do lugar de escoamento se mostra substancialmente afetada, sendo necessário que a função de escoamento dos materiais anisotrópicos contenha parâmetros que caracterizem a anisotropia, Hill (1948), Lee e Backofen (1966).

A medida de R , é utilizada para medir a resistência à deformação de uma chapa através da espessura. Um alto valor da anisotropia normal significa que a chapa oferece grande resistência à se deformar plasticamente na direção da espessura (direção normal ao plano da chapa).

$$R = \frac{\ln(w_0 / w)}{\ln(h_0 / h)} \quad (2.3)$$

onde w_0 , w , h_0 e h são as larguras e as espessuras iniciais e finais respectivamente. Uma vez que em chapas finas as medidas de espessura são de difícil obtenção, a equação pode ser reescrita usando-se a relação de volume constante, como:

$$R = \frac{\varepsilon_w}{\varepsilon_L - \varepsilon_w} = \frac{\log(w_0 / w)}{\log(L / L_0) - \log(w_0 / w)} = \frac{\log(w_0 / w)}{\log(Lw / L_0w_0)} \quad (2.4)$$

Como a maioria das chapas laminadas apresentam variações das propriedades elásticas e plásticas com a orientação no plano da chapa, é comum se expressar esta anisotropia em relação à direção de laminação da chapa pela equação (2.2).

Do ponto de vista metalúrgico, as principais fontes de anisotropia são: *anisotropia cristalográfica*, aparecendo de alguma orientação ou textura preferida na distribuição dos grãos no material, ou a *anisotropia microestrutural* devido a variações no tamanho e forma dos grãos, inclusões, etc. A anisotropia cristalográfica é mais significativa no sentido de dar contribuição no aumento das propriedades plásticas, Kalpakjian (1984).

O problema da anisotropia em chapas metálicas foi primeiro analisado por Lankford et al. (1950), onde demonstraram que a estampagem de chapas de aço acalmados em alumínio eram realizadas com mais sucesso, no momento em que um índice (R_{xn}) ultrapassava um certo valor crítico mínimo. Tal fato evidenciou inicialmente a possibilidade de interação entre o índice de encruamento e a anisotropia. Logo depois, Whitely (1960), também mostrou que a razão limite de estampagem (LDR) aumentava com o valor médio R da chapa para uma

variedade de materiais, tais como: aços efervescentes, aços acalmados em alumínio, aços inoxidáveis, alumínio, cobre e latão. Na figura 2.1 é dado um exemplo desta correlação.

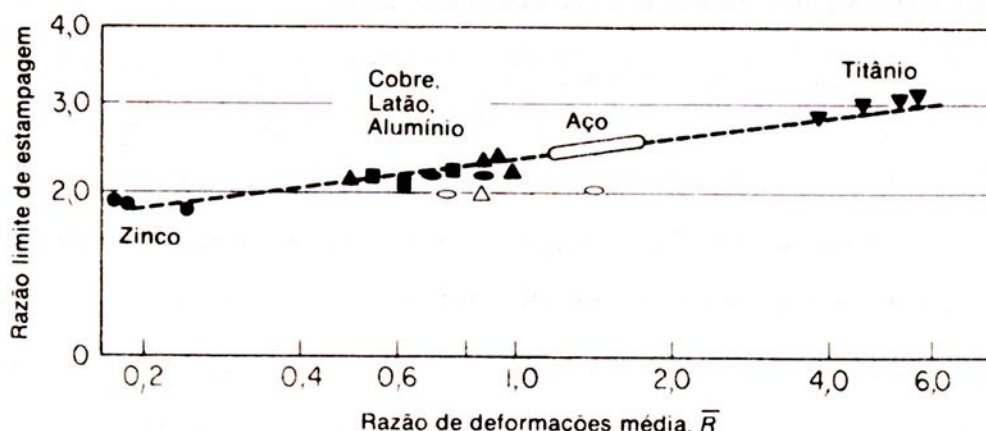


Figura 2.1 – Correlação entre a razão limite de estampagem e $\bar{R}$ para vários tipos de chapas metálicas, Dieter (1981).

O relacionamento direto entre R e LDR, o qual foi experimentalmente determinado, reconheceu a anisotropia como a principal propriedade do material.

A orientação cristalográfica ideal para maximizar R nos cristais CCC seria uma chapa com textura $\langle 111 \rangle$ na direção normal à chapa e com os planos $\{111\}$ orientados aleatoriamente no plano da chapa. A maioria dos aços se encontra no intervalo $R = 1$ a $R = 2$, e o limite teórico para R nos metais CCC é igual a 3, Dieter(1981).

Keeler e Backofen (1963), utilizando a lei de escoamento formulada por Hill (1948) para materiais anisotrópicos, investigaram a influência do coeficiente de anisotropia normal, ou valor R , sobre o início de ambas as instabilidades: estrição difusa e estrição localizada. Concluíram que a influência da anisotropia é mais significativa sobre a estrição localizada do que sobre a estrição difusa. E apresentaram o índice de encruamento n , como a propriedade de escoamento plástico mais decisiva para o início de ambas as instabilidades.

Marciniak e Kuczyński (1967), estudaram uma chapa sujeita a tração biaxial no plano, onde investigaram a influência do coeficiente de anisotropia normal R sobre o limite de deformação. Seus resultados indicaram que um aumento da anisotropia no processo de estiramento, levaria a uma perda de estabilidade, a qual causaria uma diminuição no limite das deformações da chapa. Analogamente, Mattiasson e Melander (1985) 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.

Duncan e Johnson (1968), encontraram para o processo de expansão hidrostática que a distribuição de deformações são 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 estabilizado, cuja as propriedades eram razoavelmente uniformes no plano da chapa e apresentava um grau significativo de anisotropia normal.

Considerando uma nova apresentação da condição de amolecimento geométrico do material, Menezes e Al-Qureshi (1987) analisaram o efeito da anisotropia plástica normal R , sobre as zonas de instabilidade clássicas. A figura 2.2 mostra a influência do coeficiente de anisotropia plástica normal, sobre as subtangentes clássicas ($\beta = 1/Z$), para diferentes estados de tensão.

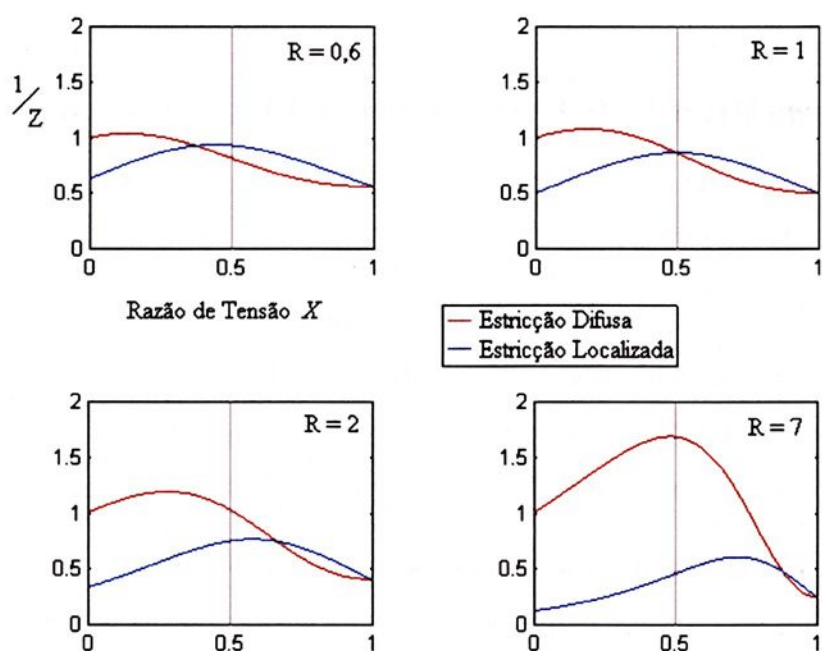


Figura 2.2 – Influência do coeficiente de anisotropia plástica normal R , sob as subtangentes clássicas, adaptado de Menezes (1987).

Considerando essa nova apresentação da condição de amolecimento geométrico do material, introduzida através do coeficiente de anisotropia, consegue-se definir a subtangente

para $x = 1$ (ver figura 2.2). Nesse ponto, as subtangentes que definem a estrição difusa e localizada coincidem independentemente da anisotropia. Simultaneamente, na medida em que R aumenta, a região onde se prevêem deformações heterogêneas antes das deformações homogêneas diminui. Associado a diminuição dessa região há um aumento de resistência ao aparecimento da estrição localizada, pois o encontro inicial entre as subtangentes, pode acontecer para uma razão de tensão maior que 0,5, ou seja, $x > \frac{1}{2}$, em função do valor de anisotropia R . Assim, com base nessa formulação, Menezes e Al-Qureshi concluíram que não existe um ponto e sim uma região de encontro entre a estrição difusa e localizada.

Menezes e Hartley (2000), reinterpretaram dados previamente publicados, onde demonstraram que a anisotropia aumenta a capacidade de deformação da chapa, para ambas as regiões da Curva Limite de Conformação (estampagem e estiramento). Afirmaram também, que a estrição localizada é controlada por uma combinação do índice de sensibilidade à taxa de deformação, m , e do coeficiente de anisotropia plástica normal, R .

2.3. Influência da História do Processo sobre o Limite de Conformação

Kobayashi e Ghosh, citados em Barba et al. (1982), mostraram em seus trabalhos que um estiramento biaxial seguido de tração uniaxial não conduz ao mesmo valor máximo de ϵ_1 , ϵ_2 , quando se realiza a tração uniaxial seguida de estiramento biaxial, constatando na prática, que a ordem das trajetórias aplicadas no processo de conformação com mais de um estágio, pode levar a um melhor aproveitamento da capacidade de deformação da chapa.

Mosca et al. (1976), apresentaram um estudo do efeito da pré-deformação por tração uniaxial sobre a deformação biaxial em um aço efervescente, onde observaram que ao aumentar-se o valor da pré-deformação por tração uniaxial, os valores das deformações totais atingidas ao aplicar-se seguidamente uma deformação biaxial eram maiores na direção 1 (direção de maior carregamento no plano da chapa) e menores na direção 2 (direção de menor carregamento no plano da chapa) do que os respectivos valores obtidos ao submeter-se o material apenas a uma deformação biaxial simétrica.

Posteriormente, Andrade e Ferran (1977) observaram que a pré-deformação por expansão biaxial conduz sempre à uma Curva Limite de Conformação (CLC) abaixo da CLC de



caracterização do material não deformado. No entanto a pré-deformação por tração uniaxial origina uma CLC que, no quadrante $\varepsilon_2 > 0$, está acima da CLC de caracterização do material não deformado. Assim, também concluíram que a pré-deformação por tração uniaxial aumenta a capacidade de conformação da chapa, ao passo que uma pré-deformação por tração biaxial diminui a capacidade de conformação da chapa.

2.4. Influência da Taxa de Deformação sobre o Limite de Conformação

A taxa de deformação foi primeiramente relacionada com a tensão de escoamento, sob efeito de uma deformação constante, a qual foi aproximada por:

$$\sigma = K \dot{\varepsilon}^m \quad (2.5)$$

onde K é uma constante de resistência que depende da deformação, da temperatura, e do material, e m é o índice de sensibilidade à taxa de deformação da tensão de escoamento. Para metais à temperatura ambiente, a magnitude de m é bastante baixa (entre 0 e 0,03), Kalpakjian (1984).

Se as tensões de escoamento, σ_1 e σ_2 , forem comparadas a duas diferentes taxas de deformação, $\dot{\varepsilon}_1$ e $\dot{\varepsilon}_2$, para uma mesma deformação, obtêm-se:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \left(\frac{\dot{\varepsilon}_2}{\dot{\varepsilon}_1} \right)^m \quad (2.6)$$

ou

$$\ln \frac{\sigma_1}{\sigma_2} = m \ln \frac{\dot{\varepsilon}_2}{\dot{\varepsilon}_1} \quad (2.7)$$

A equação (2.7) pode ser simplificada se σ_2 não é muito maior que σ_1 , como é desejável à baixas temperaturas, apresentando-se como:

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \cong m \ln \frac{\dot{\varepsilon}_2}{\dot{\varepsilon}_1} = 2,3 m \log \frac{\dot{\varepsilon}_2}{\dot{\varepsilon}_1} \quad (2.8)$$



Por exemplo, se $m = 0,01$, aumentando a taxa de deformação por um fator de 10, aumentaria a tensão de escoamento de apenas $0,01 \times 2,3 \cong 2\%$, o que ilustra porque os efeitos da taxa de deformação são geralmente ignorados.

Contudo, o efeito da taxa de deformação com a tensão de escoamento é conhecido ser dependente do nível particular de deformação, aumentando com o aumento de deformação. A taxa de deformação também afeta o índice de encruamento n , diminuindo-o com o aumento da taxa de deformação.

Assim, os efeitos da taxa de deformação podem ser importantes em certos casos, como por exemplo, quando se deseja predizer os limites de deformação de chapas laminadas (onde a taxa de deformação pode chegar a $10^4/s$) a partir de dados de um ensaio de tração, no qual a taxa pode ser tão baixa, quanto $10^{-4}/s$, neste caso a tensão de escoamento deveria ser corrigida, exceto para os valores muito baixos de m , Backofen (1973).

Nas temperaturas dos trabalhos realizados a quente, m tipicamente situa-se na faixa entre 0,10 e 0,20; os efeitos de tal taxa são muito maiores que à temperatura ambiente. Sob certas circunstâncias valores de m de 0,5 podem ser observados em vários metais. As condições para que um metal apresente um valor de m igual ou superior a 0,5 são:

- 1.- Tamanho de grão extremamente fino (poucos microns ou menos), com microestrutura equiaxial uniforme;
- 2.- Altas temperaturas (maiores que cerca de 40% da temperatura de fusão do metal);
- 3.- Baixas taxas de deformação ($10^{-2}/s$ ou menos).

Sob estas condições, alongamentos extremamente altos e limites de escoamento muito baixos são observados nos testes de tração, de tal maneira que o termo superplasticidade pode ser usado para descrever estes efeitos, Hosford e Caddell (1983).

O termo superplasticidade refere-se a capacidade de alguns materiais experimentarem grandes alongamentos uniformes antes da falha ocorrer. Esses alongamentos podem ser da ordem 2000%, Kalpakjian (1984). Alguns dos materiais que exibem superplasticidade são polímeros em temperaturas elevadas, ligas de zinco-alumínio com grãos muito finos, e ligas de titânio.



Embora análises anteriores do comportamento superplástico considerassem o escoamento dependente apenas da taxa de deformação, atualmente há evidência experimental suficiente de que os materiais realmente superplásticos são tão sensíveis à deformação, quanto à taxa de deformação.

Na figura 2.3 pode ser visto que altos valores de m promovem grandes alongamentos prevenindo a localização da deformação e a origem de uma estricção localizada.

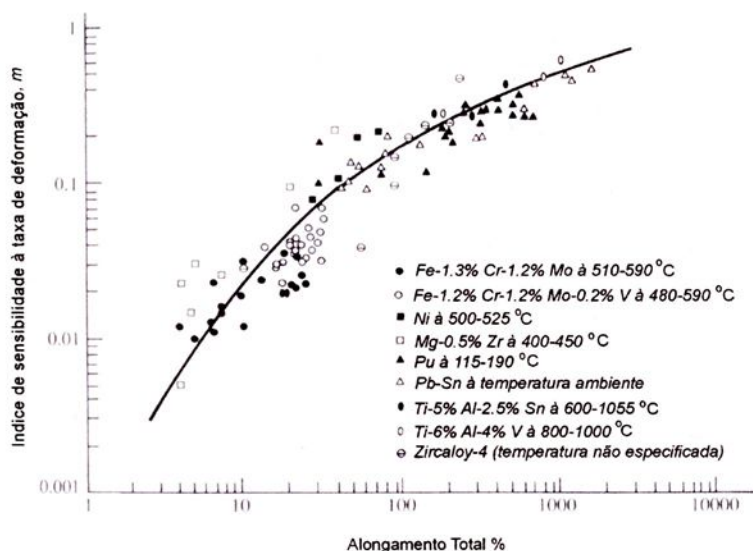


Figura 2.3 – Alongamento em tração para alguns materiais esboçados como função do índice de sensibilidade à taxa de deformação m , Mielnik (1991).

A altas taxas de deformação, m é tipicamente um processo de deslizamento termicamente ativado. Entretanto a baixas taxas, os mecanismos de deformação são outros. Existem duas correntes de pensamento quanto à explicação de tais observações. Uma delas sustenta que a deformação ocorre principalmente por fluência difusional com migração de vazios, dos contornos de grãos normais ao eixo de tensionamento para outros contornos paralelos ao eixo, a qual provoca o alongamento dos grãos na direção do tracionamento e contração lateral dos mesmos. Se a difusão fosse o único mecanismo, m seria igual a 1 (viscosidade newtoniana), mas é menor em virtude da contribuição do mecanismo de deslizamento para a deformação total. A outra corrente de pensamento atribui a alta sensibilidade a taxa de deformação ao papel do deslizamento dos contornos de grão. Ambos modelos explicam bem a necessidade de um tamanho fino de grão, altas temperaturas, e baixa taxa de deformação, mas não explicam porque

os grãos permanecem equiaxiais após grandes deformações. Um problema prático é a tendência ao crescimento dos grãos durante deformações superplásticas devido as altas temperaturas e aos longos tempos ditados pela baixa taxa de deformação. O crescimento dos grãos diminui o valor de m e aumenta a tensão de escoamento, reduzindo, desta maneira, a conformabilidade na superplasticidade.

A importância da sensibilidade à taxa de deformação em elevadas temperaturas foi primeiramente discutida por Nádai e Manjoine (1941), os quais empenharam-se em prever a estrição de uma barra assumindo uma lei geral de energia, onde a tensão verdadeira σ variava como uma função da taxa de deformação. Backofen et al. (1964), observaram e mediram maiores valores (não usuais) do limite de alongamento em altas temperaturas para uma classe específica de ligas. Reconheceram que o fenômeno de superplasticidade pode envolver deformação de tração em baixas tensões para níveis muito altos de deformações, e que materiais superplásticos exibem uma forte dependência do limite de escoamento sobre a taxa de deformação.

Normalmente, altos valores da tensão de alongamento são associados com o índice de sensibilidade à taxa de deformação, m , o qual pode ser expresso através de uma descrição constitutiva simplificada dada por Duncombe (1972),

$$\sigma = K \cdot \epsilon^n \cdot \dot{\epsilon}^m \quad (2.9)$$

onde, σ é a tensão de escoamento, K é a constante do material, ϵ é a deformação, $\dot{\epsilon}$ é taxa de deformação, n é o índice de encruamento e m é o índice de sensibilidade a taxa de deformação. Os parâmetros K e m são usualmente dependentes da temperatura e do tamanho do grão.

Para materiais que não exibem sensibilidade à taxa de deformação, ou seja, $m = 0$, e não são encruáveis, isto é, $n = 0$, a estrição se iniciará tão logo as cargas aplicadas atinjam o ponto no qual as deformações plásticas começam. Para materiais superplásticos entretanto, o índice de encruamento tende a zero e a sensibilidade à taxa de deformação situa-se na faixa entre 0,3 e 0,8. Por outro lado, para certos materiais dúteis na temperatura ambiente m tende a zero, o que mostra que o comportamento plástico do material é dominado pelo encruamento. O início da estrição ocorre às deformações verdadeiras de magnitude n , com valores típicos situados entre 0,1 e 0,5.

Para os aços, a equação (2.9) não fornece a melhor descrição do relacionamento entre o limite de escoamento e a taxa de deformação. Há considerável evidência de que o índice de

sensibilidade à taxa de deformação, m , decresce quando o aço é encruado e que apresenta valores menores para aços de alta resistência. Os dados da figura 2.4 mostram que m é inversamente proporcional ao limite de escoamento.

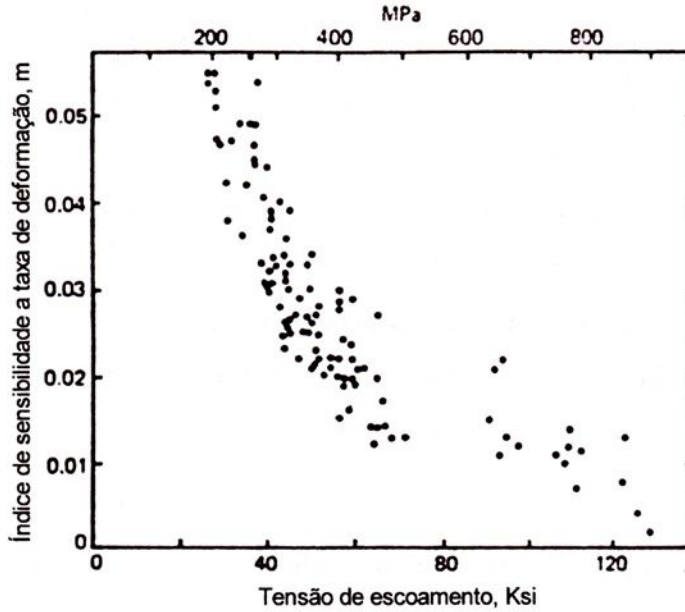


Figura 2.4 – Efeito do nível de tensões na sensibilidade à taxa de deformações de aços, Hosford e Caddell (1983).

Além disso, como indicado na figura (2.5), verifica-se que o índice de encruamento, n , para aços decresce a altas taxas de deformação. Uma nova descrição envolvendo tais efeitos, segundo Hosford e Caddell (1983), poderia ser expressa como:

$$\sigma = m' \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} + K' \epsilon^{n'} \quad (2.10)$$

onde m' e n' são, respectivamente, os novos valores de m e n , o mesmo verificando-se para K' .

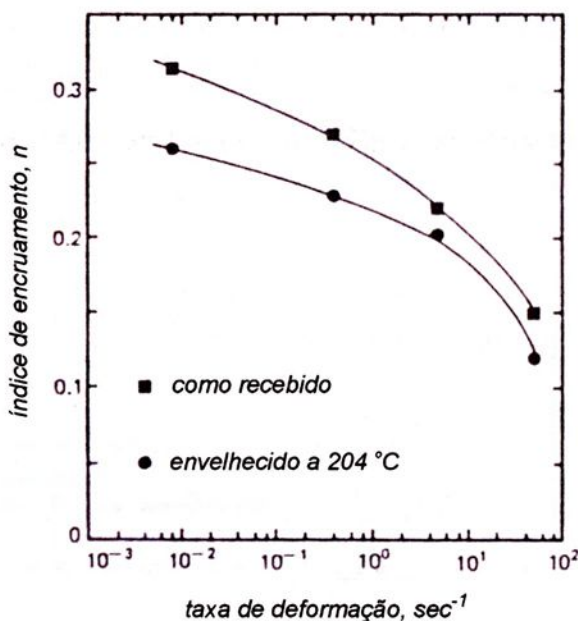


Figura 2.5 – Dependência do índice de encruamento, n , da taxa de deformação para aços, Hosford e Caddell (1983).

Os dados para metais CFC, entretanto, indicam que a equação (2.9) é melhor que a equação (2.10). Ainda com relação aos aços, a simplicidade da equação (2.9) justifica o seu uso.

Além do endurecimento por encruamento (endurecimento por deformação), a taxa de deformação também constitui uma fonte importante de endurecimento.

Durante a solicitação de uma chapa, a região sujeita ao afinamento encrua e torna-se resistente à uma deformação adicional, e conseqüentemente força a deformação para as regiões vizinhas menos deformadas. Analogamente, conforme a taxa de deformação se eleva na área sob afinamento, o endurecimento à taxa de deformação de tais regiões força a ocorrência da deformação nas áreas experimentando uma desaceleração na taxa. Estes dois processos resistem à localização da deformação. A taxa de deformação do material é portanto, uma importante propriedade do material, influenciando a resistência à instabilidade plástica de muitas ligas comerciais.

É importante ressaltar que a maior parte das informações disponíveis na literatura a respeito dos efeitos da taxa de deformação são derivadas de ensaios uniaxiais de tração, ao passo que informações obtidas a partir de ensaios de cargas biaxiais são bastante limitadas, Menezes (1995b).

2.5. Influência do Gradiente de Deformação sobre o Limite de Conformação

Uma característica usual de um processo de conformação é a existência de gradientes de deformações. Um gradiente de deformação aparece sempre que a deformação não é uniforme. Através de um exemplo simples pode ser mostrado o importante papel do encruamento na modificação dos gradientes de deformações. Considerando uma seção de uma chapa carregada em tração, a força permanece constante mas a área da seção transversal aumenta com a distância radial de um certo ponto, de maneira que $\sigma \cdot r = \text{constante}$. Sendo assim,

$$\frac{d\sigma}{dr} = -\frac{\sigma}{r} \quad (2.11)$$

e

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dr} = \frac{d\sigma}{dr} = -\frac{\sigma}{r} \quad (2.12)$$

então, o gradiente de deformação é expresso por:

$$\frac{d\varepsilon}{dr} = -\frac{\sigma}{(d\sigma/d\varepsilon)r} \quad (2.13)$$

Se o encruamento puder ser representado pela equação $\sigma = K\varepsilon^n$, tem-se:

$$\frac{d\varepsilon}{dr} = -\left(\frac{\sigma}{r}\right) \frac{1}{n(\sigma/\varepsilon)} = -\frac{(\varepsilon/r)}{n} \quad (2.14)$$

A equação (2.14) mostra que o gradiente de deformação é reduzido com a ocorrência de um maior encruamento (maior n). Uma vez que a região mais deformada será a de maior encruamento, a carga é transferida para as áreas vizinhas. Isto faz com que elas se deformem mais, e assim o gradiente de deformação é diminuído. Como resultado, podem ser feitas peças mais fundas e mais complexas ou maiores reduções totais, com materiais de maior capacidade de encruar, Dieter (1981).

Mosca et al. (1976), através de uma ferramenta proposta para determinar a aptidão a conformação de chapas metálicas, constataram que o gradiente de deformação varia para cada



material, através do levantamento de diversas curvas do gradiente de deformação para o aço efervescente, o aço inoxidável e para o cobre.

Campbell (1967), apresentou uma análise teórica da variação no tempo dos gradientes longitudinais de deformação em um corpo de prova de tração, no qual a taxa de deformação no material é uma função dos valores locais da tensão e deformação. A teoria foi usada para determinar o critério para o crescimento dos gradientes de deformações, em uma forma adimensional apropriada, a qual mostra que estes gradientes aumentam indefinidamente com o tempo, a menos que a tensão e a deformação satisfaçam uma certa desigualdade. Entretanto, Campbell sugeriu um critério para o início da estrição, onde a razão do gradiente de deformação (λ/μ) alcança um valor crítico $(\lambda/\mu)^*$, onde λ é o gradiente de deformação definido como:

$$\lambda = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \quad (2.15)$$

e μ é o gradiente de área inicial, expresso como:

$$\mu = \frac{-1}{A_0} \frac{\partial A_0}{\partial x} \quad (2.16)$$

Para um teste a taxa de deformação constante, Campbell considerou como fisicamente razoável uma razão de gradiente de deformação da ordem de 10.

Bressan e Williams (1985), investigaram de uma forma mais compreensiva o desenvolvimento do gradiente de deformação de modo a prever a estrição localizada (limite de deformação). Para o quadrante de estiramento da Curva Limite de Conformação, assumiram que a estrição localizada ocorre ao longo da direção perpendicular ao plano das maiores tensões, ao passo que para o quadrante de estampagem a estrição localizada ocorre ao longo da direção de extensão zero no plano da chapa. Assumiram também, que a estrição cresce a partir de uma heterogeneidade no gradiente local de deformação ou de uma região mais fina da chapa metálica. Esses autores desenvolveram uma aproximação teórica, denominada Teoria do Gradiente de Deformação, baseada numa heterogeneidade, similar ao parâmetro “ f ” do modelo de Marciniak-Kuczyński, caracterizada pelo parâmetro μ que é o gradiente da área inicial. De acordo com esta teoria, a deformação limite ou a estrição localizada ocorre quando o gradiente de deformação λ atinge um valor crítico ou quando a razão gradiente de deformação $(\lambda/\mu)^*$ é aproximadamente 100.

Embora a teoria do gradiente de deformação desenvolvida por Bressan e Williams constitua-se numa importante contribuição para o entendimento da mecânica da deformação e falha de chapas metálicas, ela não explica completamente o comportamento plástico das chapas sob as condições particulares de cada processo.

Menezes (1995b), aplicou um método alternativo para avaliar numericamente o papel dos gradientes de deformação. Este método assume que a máxima deformação efetiva no plano da chapa é uma função do deslocamento do punção, no caso de embutimento com punção hemisférico. Então, a declividade da curva máxima deformação efetiva *versus* deslocamento do punção, pode ser associada com os gradientes gerados durante o processo através da relação:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{d\varepsilon}{dh} \frac{dh}{dt} \quad (2.17)$$

onde $d\varepsilon/dt$ é a taxa na qual a deformação máxima é aplicada, $d\varepsilon/dh$ é a declividade da curva máxima deformação *versus* deslocamento do punção e dh/dt é a velocidade do punção. A equação (2.17) indica que para uma velocidade do punção constante, a máxima taxa de deformação é diretamente proporcional ao gradiente de deformação máximo (a taxa de deformação cresce com o aumento dos gradientes de deformações).

2.6. Influência do Atrito sobre o Limite de Conformação

Nos processos de conformação de chapas metálicas, o atrito entre a superfície da peça e a ferramenta, tem um importante efeito na conformabilidade, por afetar a distribuição de deformação nas várias regiões da chapa metálica, Boudeau e Gelin (1996). Assim, torna-se importante a busca por uma maneira de caracterizar o atrito nesta interface. Nos últimos anos, muitos programas computacionais baseados na análise de elementos finitos foram, e tem sido desenvolvidos, para análise das deformações plásticas nos processos de conformação de chapas metálicas. A precisão de tais análises é limitada pelo conhecimento das condições de contorno, sendo que o desconhecimento sobre o comportamento do atrito nos processos de conformação é uma séria deficiência no atual estado da arte, acarretando deficiência na precisão das simulações de tais processos, Takuda et al. (1999).



O comportamento do atrito é conhecido ser uma função complexa, de variáveis que interagem, sujeitas a constantes mudanças, as quais ocorrem durante o processo de conformação. Portanto, o estudo do comportamento do atrito e a estimativa dos coeficientes de atrito durante a conformação, são importantes para se conseguir uma representação real dos processos de conformação. Tais condições incluem: pressões de contato, magnitude das deformações, geometria da ferramenta, velocidade de conformação, rugosidade superficial, velocidade de deslizamento e condições de lubrificação, Zimniak (2000).

Han (1997), estudou a influência da geometria da ferramenta sobre o comportamento do atrito na conformação de chapas metálicas. Concluiu que o coeficiente de atrito é fortemente influenciado pela geometria da ferramenta, sendo que, quando o raio da ferramenta diminuía, o coeficiente de atrito aumentava. Argumentou que esta tendência era dependente das propriedades superficiais da chapa metálica. Na sua simulação numérica, a precisão dos resultados mostrou-se governada pela precisão das condições limites do teste, como diâmetro da ferramenta, velocidade de deslizamento da chapa para dentro da matriz, e especialmente, a condição limite para o atrito.

Menezes (1995b), também constatou que a localização da zona de instabilidade plástica ou fratura, e a sua magnitude no estiramento e na estampagem profunda, dependiam consideravelmente das condições de atrito entre a chapa metálica e a ferramenta. Sugeriu que esta poderia ser determinada encontrando-se o coeficiente operativo de atrito entre a chapa e a ferramenta. Neste estudo também abordou duas importantes contribuições para o coeficiente de atrito. Uma delas dada por Kaftanoglu (1973), o qual estabeleceu que os coeficientes de atrito para a zona de estiramento são maiores que aquelas para a região de estampagem radial, e a outra por Ghosh (1976), que determinou que o material e o acabamento superficial da chapa são fatores cruciais no estiramento com punção, assim como reforçou a idéia do papel do atrito na determinação do sucesso, ou da falha, de algumas chapas metálicas neste processo de deformação.

A figura 2.6 mostra um aumento do deslocamento alcançado pelo punção até a falha com o decréscimo do atrito entre o punção e a chapa.

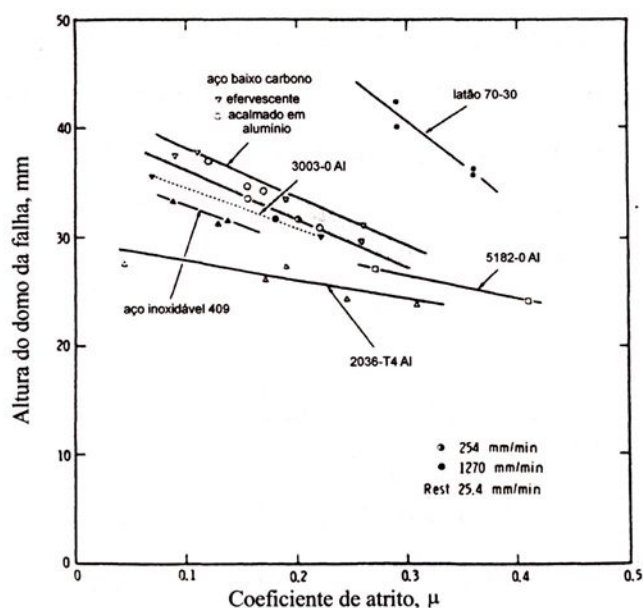


Figura 2.6 – Dependência altura da falha com o coeficiente de atrito para diferentes materiais, adaptado de Ghosh (1976).

Sabe-se que a redução do atrito melhora a distribuição de deformações e modifica o estado de deformação próximo à falha, de modo a atingir-se uma condição de biaxialidade, o que concentra a deformação no pólo do punção hemisférico.

2.6. Influência de Parâmetros Microestruturais sobre o Limite de Conformação

Um aspecto relevante da conformação de chapas metálicas é a análise da influência de imperfeições do material sobre a sua conformabilidade. Porém, poucas formulações consideram algum tipo de defeito ou imperfeição, como o parâmetro f do Modelo M-K (1967), ou o parâmetro μ , da Teoria do Gradiente de Deformação, de Bressan e Williams (1983), nas idealizações teóricas.

Segundo Chan e Gao (1996), as imperfeições propostas na literatura podem ser classificadas em três grupos:

Grupo 1 – Imperfeições geométricas.

Enquanto uma não homogeneidade inicial na espessura da chapa, como sugerido por Marciniak e Kuczyński (1967) é considerada como uma imperfeição geométrica, a distribuição de vazios não homogênea no material da chapa, estudada por Ragab e Saleh (2000), ou defeitos superficiais, estudados por Hiroi e Nishimura (1997), também podem ser considerados como um exemplo de tal imperfeição.

Marciniak e Kuczyński sugeriram que a deformação limite observada durante o estiramento é resultado do desenvolvimento da estricção devido a uma perturbação inicial na espessura e/ou no material da chapa. Contudo, Tadros e Mellor (1975) argumentaram que o modelo é incapaz de explicar a ocorrência física da larga taxa de defeitos iniciais na chapa, quando comparando a teoria com pontos experimentais.

Vários estudos se desenvolveram no sentido de correlacionar a necessária não homogeneidade inicial do modelo M-K com uma fraqueza microestrutural, tal como vazios e inclusões, e também a influência da nucleação e desenvolvimento de vazios sobre o limite de deformação de uma chapa metálica. Essas aproximações assumem que a falha final é uma consequência da nucleação e crescimento dos vazios. Uma tentativa para tentar quantificar essa expansão de vazios durante o estiramento biaxial das chapas metálicas foi apresentada por Parmar e Mellor (1978), os quais esboçaram a mudança de densidade relativa *versus* deformação para o aço acalmado em alumínio, latão 70/30 e alumínio de pureza comercial; ficando praticamente evidente que não existe um relacionamento simples entre a mudança de densidade e a deformação. Em suas conclusões, enfatizaram que durante o estágio inicial de deformação tanto a expansão de vazios, como também a criação de novos vazios, existiam. Durante um segundo estágio de deformação, o número de vazios permanecia constante, porém, aumentavam de tamanho até o estágio final, imediatamente antes da fratura, onde a deformação tornava-se localizada conduzindo para uma diminuição na taxa de mudança de densidade.

A correlação entre, o tamanho e a distribuição de vazios, com a deformação limite foi procurada no trabalho de Thomson e Nayak (1980), onde investigaram o desenvolvimento do fator redução da espessura interna devido a presença de vazios durante a deformação das chapas metálicas. Esses autores concluíram que os vazios eram uma consequência da instabilidade e não a causa. Na tração biaxial balanceada os resultados indicaram um crescimento constante de vazios ao longo da história de deformação.



Bressan (1997), combinando seus resultados com os resultados de trabalhos anteriores, Parmar e Mellor (1978), Thomson e Nayak (1980) e Bressan e Williams (1983), concluiu que vazios não representam um papel decisivo antes do início da estricção localizada, embora sejam extremamente importantes na determinação da subsequente deformação de fratura. Os piores defeitos são imperfeições na espessura e no coeficiente de resistência K , ao passo que os defeitos menos importantes seriam pequenas variações do índice de sensibilidade à taxa de deformação, m , e pré deformações. Todos analisados através da Teoria do Gradiente de Deformação, a qual define o tamanho do defeito equivalente $\bar{\mu}$.

Grupo 2 – Distribuição não homogênea da microestrutura.

Zhou e Neale (1993), estudaram a textura local das chapas metálicas. Como resultado deste trabalho, propuseram que o surgimento de colônias de grãos, de diferentes texturas decorrente do processo de deformação, resultariam na formação da estricção localizada.

Grupo 3 – Vértice que se desenvolve sobre a subsequente superfície de escoamento.

Stören e Rice (1975), propuseram que um vértice localizado sobre a superfície de escoamento poderia gerar uma bifurcação no estado de deformação plástica homogênea, que corresponderia ao início da estricção localizada.

Contudo, esses modelos conseguiram apenas um sucesso parcial. Além disso, em materiais reais, existem imperfeições de vários tipos e seus efeitos sobre as deformações limites podem se sobrepor e interagir. Consequentemente, nenhuma equação constitutiva está apta para descrever com precisão o comportamento do material, especialmente para grandes deformações. Esta limitação tem, de fato, inibido o desenvolvimento de modelos para prever a estricção localizada de chapas metálicas.

Através da utilização da técnica de perturbação, criada por Fressengeas e Molinari (1987), Boudeau et al. (1998) introduziram à essa técnica o modelo de Taylor, citado em seu trabalho, adaptado para prever a estricção com elementos finitos. Em seus resultados concluíram que essa técnica era uma interessante forma de prever a estricção, e poderia ser aplicada a várias leis de comportamento do material incluindo anisotropia inicial, defeitos e estrutura cristalina.

Boudeau e Gelin (2000), estudaram a influência das propriedades macroscópicas e microscópicas do material no fenômeno da estricção em chapas metálicas. Constataram que os



modelos existentes não estavam aptos a descrever a fenomenologia dos efeitos da microestrutura, e que particularmente o efeito da anisotropia induzida, devido a evolução da textura durante a deformação, não era bem descrito. Esta anisotropia induzida devido à rotação dos grãos em resposta ao carregamento interno, o qual a chapa experimenta na conformação, tinha influência significativa sobre os limites de deformações. Segundo os autores, a anisotropia induzida era responsável pela discrepância encontrada entre os limites de deformações obtidos através de dados experimentais e teóricos, e apontaram a necessidade da introdução deste efeito nos modelos de predição.

Tóth et al. (1996), estudaram a variação da anisotropia durante a deformação das chapas metálicas, a qual poderia causar uma variação no limite de conformação. Em sua predição numérica utilizaram três diferentes texturas características para as chapas de alumínio. Para a determinação do limite de deformação foi empregado o modelo M-K, com uma única simplificação imposta, ou seja, o desenvolvimento da textura dentro do entalhe e no volume eram a mesma. Apontaram a dificuldade de incorporar o desenvolvimento da anisotropia durante a conformação no modelo M-K, devido a existência de duas regiões com dois diferentes modos de deformações presentes no material ao mesmo tempo; além da existência da necessidade de variar a orientação inicial do entalhe de forma que a deformação limite mínima pudesse ser encontrada. Como resultado, argumentaram que o efeito, devido a evolução da anisotropia, sobre as deformações limites era mais significativo próximo ao estiramento equibiaxial, o qual é encontrado na parte positiva ($\epsilon_2 > 0$) da Curva Limite de Conformação. Contudo, próximo ao estado de deformação plana e para a região negativa da Curva Limite de Conformação ($\epsilon_2 < 0$), tal fenômeno mostrou-se imperceptível. As deformações próximas ao estado do estiramento equibiaxial tiveram seus valores diminuídos, ao passo que as deformações próximas ao estado de deformação plana (no lado positivo) tiveram seus valores aumentados. A causa deste aumento se deve a um acréscimo na curvatura local da superfície de escoamento para este modo de deformação. Tal mudança na curvatura do potencial plástico policristalino próximo a deformação plana também foi constatado por Tóth et al. (1994).

El Kedim et al. (1996), discutiram a influência de parâmetros microestruturais, tais como tamanho do grão e estrutura cristalográfica, sobre a amplitude da deformação limite em teste de tração uniaxial. Observaram que o tamanho do grão era um fator bastante significativo para o surgimento da estrição difusa, porém não exercia qualquer influência sobre a estrição localizada. Em seu estudo argumentaram que a evolução da sensibilidade à taxa de deformação

como uma função do tamanho de grão, a qual é apresentada na literatura para diferentes materiais, não era capaz de explicar seus resultados experimentais. Através de um cálculo geométrico simples, mostraram que a razão entre o número de grãos esféricos localizados na superfície externa e no volume do corpo de prova poderia ser útil para explicar a drástica redução de deformação entre a deformação uniforme e o aparecimento da estrição difusa, que foi encontrado para o alumínio e para o cobre.

Bressan (1997), estudou a influência de defeitos do material sobre a conformabilidade de chapas metálicas, através do uso do conceito do gradiente de deformação na estrição, sugerido por Bressan e Williams (1983). Sob o ponto de vista microestrutural esses defeitos poderiam ser devido a variações de tamanho e orientação dos grãos, inclusões e partículas de segunda fase, porosidades, e também resíduos do trabalho a frio. Como consequência dessas imperfeições dentro do material, a espessura, encruamento, sensibilidade a taxa de deformação e a pré-deformação inicial poderiam exibir variações locais e assim o início da deformação limite poderia ser influenciado. Nesta análise, o autor argumentou que as deformações limites diminuam com o equivalente tamanho do defeito. Destacando como piores defeitos as imperfeições na espessura e no coeficiente de resistência K , e de menor importância, as pequenas variações em m e na pré deformação. A espessura e o coeficiente K têm uma contribuição equivalente no decréscimo do limite de deformação na conformação de chapas metálicas. Contudo, variações positivas do índice de encruamento são benéficas no equilíbrio (balanceamento) das imperfeições na espessura e no coeficiente K .

Por outro lado, Menezes (1995a), postulou com a formulação da Teoria da Propriedade do Ângulo da Estrição (TPAE), que o deslizamento pode não ser o único mecanismo de deformação que controla a posição da estrição localizada; a maclação também poderia ocorrer devido as restrições à deformação por deslizamento, como idealizada nesta teoria. Dessa forma, a importância da maclação na deformação plástica não é somente relacionada com o nível de deformação induzido, o que geralmente é baixo, mas em maior extensão com as reorientações dos sistemas de deslizamentos causadas pela sua ocorrência. Assim, mudanças na orientação devidas à maclação podem gerar novos sistemas de deslizamento em uma orientação mais favorável em relação ao eixo de tensão (com referência as tensões de cisalhamento), de forma que o deslizamento adicional possa ocorrer.



2.7. Influência do Critério de Escoamento sobre o Limite de Conformação

De acordo com Barlat e Richmond (1987), a forma da superfície de escoamento tem uma influência significativa sobre a predição da deformação limite para operações de estiramento, e uma vez que as chapas metálicas podem ter diferentes superfícies de escoamento devido a suas características físicas, numerosos critérios de escoamento anisotrópicos foram postulados através desses últimos 50 anos.

Hill (1948), formulou o primeiro critério de escoamento para materiais anisotrópicos com simetria ortotrópica. Uma função quadrática, que se reduz ao critério de escoamento de Von Mises para materiais isotrópicos, quando a anisotropia é negligenciada, foi expressa como:

$$2\phi(\sigma_{ij}) = F(\sigma_y - \sigma_z)^2 + G(\sigma_z - \sigma_x)^2 + H(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 2L\sigma_{yz}^2 + 2M'\sigma_{zx}^2 + 2N\sigma_{xy}^2 = 1 \quad (2.18)$$

onde os coeficientes F , G , H , L , M' e N são parâmetros característicos do estado de anisotropia presente.

No caso de chapas metálicas laminadas, a anisotropia é caracterizada, por simplicidade, a partir de três planos de simetria ortogonais entre si, que levam aos eixos principais de anisotropia. Tais eixos, são os eixos de referência nas análises teóricas, e são referidos em relação a direção de laminação (x), direção transversal a direção de laminação (y) e direção normal ao plano da chapa, ou na direção da espessura (z). Assim, a equação (2.18), quando são considerados apenas os eixos principais de anisotropia, a introdução do coeficiente de anisotropia normal R , a tensão efetiva, representativa do estado de tensão do material anisotrópico σ_a , e a condição de tensão plana (membrana), conduz a:

$$\sigma_a^2(R+1) = (R+1)\sigma_x^2 - 2R\sigma_x\sigma_y + (R+1)\sigma_y^2 \quad (2.19)$$

que é a forma mais comum de representação da quadrática.

Hosford e Backofen (1962) e Backofen et al. (1962), usando uma variante da teoria de Hill (1948), investigaram o papel da anisotropia em chapas metálicas anisotrópicas, procurando uma maneira de reforçá-las através do uso dessa propriedade. Como resultado desse trabalho

identificaram o comportamento anisotrópico dos materiais, quando procuraram estabelecer uma relação direta entre as condições de escoamento de um estado biaxial balanceado, com as de um estado de tração uniaxial, apresentada como:

$$\frac{\sigma_b^2}{\sigma_u^2} = \frac{(R+1)}{2} \quad (2.20)$$

onde σ_b é o limite de escoamento obtido em tração biaxial balanceada, σ_u é o limite de escoamento em tração uniaxial e R é o coeficiente de anisotropia normal médio.

Para metais com $R > 1$, implica que $\sigma_b > \sigma_u$ e o inverso, $\sigma_b < \sigma_u$ ocorre em metais com $R < 1$. Hosford e Backofen denominaram a esses fenômenos textura de endurecimento e textura de amolecimento, respectivamente.

A forma quadrática (2.19) foi repetidamente usada nas aplicações, mostrando geralmente uma predição satisfatória do comportamento de chapas metálicas com $R \geq 1$, Wu et al. (1999). Contudo para o caso de $R < 1$, o comportamento anisotrópico foi observado por Pearce (1968) e Woodthorpe e Pearce (1970) para chapas de alumínio comercialmente puras. Neste caso, as curvas tensão-deformação experimentais em tração biaxial balanceada apresentavam valores de tensão maiores que os das curvas em tração uniaxial, sendo que o critério de escoamento quadrático de Hill de 1948 não consegue prever esse comportamento. Dilamore (1974), argumentou baseado na plasticidade de cristais que a teoria de escoamento para materiais anisotrópicos de Hill de 1948 daria concordância razoável entre teoria e experimentos para valores de R entre 1 e 2. Por outro lado, Venter et al. (1971), encontraram para alumínio curvas tensão-deformação coincidentes obtidas em tração uniaxial e biaxial, apesar de que esse material tenha apresentado um valor médio de R igual a 0,54.

Para acomodar o comportamento anisotrópico, Hill (1979), propôs um número de possíveis generalizações da função de escoamento quadrática, e estabeleceu quatro formas simplificadas considerando isotropia planar de chapas metálicas, a partir da seguinte forma não quadrática:

$$F|\sigma_2 - \sigma_3|^M + G|\sigma_3 - \sigma_1|^M + H|\sigma_1 - \sigma_2|^M + L|2\sigma_1 - \sigma_2 - \sigma_3|^M + M|2\sigma_2 - \sigma_3 - \sigma_1|^M + N|2\sigma_3 - \sigma_1 - \sigma_2|^M = Y^M \quad (2.21)$$

onde os seis coeficientes, F , G , H , L , M , N caracterizam a anisotropia, Y é o limite de escoamento, e $M > 1$ para assegurar a convexidade.

- Caso I : $L = \dot{M} = H = 0, F = G$
- Caso II : $L = \dot{M}, N = F = G = 0$
- Caso III : $L = \dot{M}, F = G, N = H = 0$
- Caso IV : $L = \dot{M} = F = G = 0$

Todas as quatro formas são próprias para descrever o comportamento anisotrópico. Seguindo este critério, Parmar e Mellor (1978), prescreveram limites de deformações mais baixos para menores valores de R do que com o critério de Hill de 1948. Lian et al. (1989), investigaram a faixa de aplicabilidade do expoente de tensão M para os quatro casos deste critério. Eles mostraram que o lugar de escoamento para a quarta forma simplificada permanecia convexa para M maiores que a unidade e as outras três formas apresentavam uma estreita faixa para M . Kobayashi et al. (1985), também calcularam valores do expoente M para cada um desses quatro casos especiais, e derivaram a relação tensão deformação para compressão em deformação plana, onde suas previsões quando comparadas com os resultados experimentais mostraram-se razoáveis, porém com algumas discrepâncias, as quais foram atribuídas principalmente à suposição da existência da anisotropia planar e a variação aparente do expoente M com a deformação induzida. Assim, se um valor de M era fixado, ele poderia causar uma discrepância entre o lugar de escoamento predito e o experimental, apontando assim a quarta forma da função de escoamento estabelecida por Hill, a mais indicada para representar o comportamento das chapas metálicas.

A equação (2.22) mostra o Caso IV do critério de Hill generalizado, já considerando que o material exibe apenas anisotropia normal, com simetria ortogonal.

$$2(1+R)\phi^M = (1+2R)|\sigma_1 - \sigma_2|^M + |\sigma_1 + \sigma_2|^M \quad (2.22)$$

onde ϕ é a tensão de escoamento em tração uniaxial, σ_1 e σ_2 são as tensões principais no plano, e o expoente de Hill, M , é determinado como:

$$M = 0,86R + 1,14 \text{ quando } R < 1, \text{ e } M = 2 \text{ quando } R > 1, \text{ Bressan e Williams (1983).}$$

Hosford (1979), propôs uma função de escoamento baseado sobre um limite superior da análise de Bishop e Hill (1951).

$$F|\sigma_2 - \sigma_2|^N + G|\sigma_2 - \sigma_3|^N + H|\sigma_3 - \sigma_1|^N = 1 \quad (2.23)$$

Embora a forma da função de escoamento de Hosford possa coincidir com a função de escoamento de Hill de 1979 sob condições especiais, o expoente de tensão N na função de escoamento de Hosford é independente do valor de R e tem valores muito maiores (de 6 a 8 para cristais CCC e CFC, respectivamente). Baseado nesse critério, Graf e Hosford (1990) mostraram que o valor de R tem um efeito menor sobre a predição das CLC's, um resultado que mostra a concordância com observações experimentais.

Para acomodar o comportamento anisotrópico das chapas com isotropia planar, Bassani (1977), advogou uma função de escoamento com quatro parâmetros independentes, e Gotoh (1977), servindo-se desses parâmetros, propôs uma função de escoamento polinomial de quarta ordem, a qual foi apresentada como:

$$\bar{\sigma}^4 = C_1 \sigma_{xx}^4 + C_2 \sigma_{xx}^3 \sigma_{yy} + C_3 \sigma_{xx}^2 \sigma_{yy}^2 + C_4 \sigma_{xx} \sigma_{yy}^3 + C_5 \sigma_{yy}^4 + \sigma_{xy}^2 (C_6 \sigma_{xx}^2 + C_7 \sigma_{xx} \sigma_{yy} + C_8 \sigma_{yy}^2) + C_9 \sigma_{xy}^4 \quad (2.24)$$

Em seus resultados experimentais, Gotoh mostrou que sua teoria conseguia prever as variações no valor de R , assim como as variações da tensão de escoamento com a direção de sollicitação em tração uniaxial, além do fato de que a teoria possibilitava uma boa previsão do tipo de formação de orelha (*“ear formation”*), característica da operação de estampagem profunda axisimétrica de materiais com determinadas propriedades. Sua desvantagem, entretanto, apresenta-se no manuseio, onde muitos cálculos numéricos são requeridos.

Vial et al. (1983), testaram quatro chapas metálicas (aço, cobre, latão e alumínio) com combinações muito diferentes nos valores de R e no comportamento quanto ao encruamento em tração uniaxial, compressão uniaxial, tração biaxial balanceada (expansão hidrostática) e compressão em deformação plana. Seus resultados foram comparados com predições baseadas em três critérios de escoamento diferentes: critério de Hill de 1948, critério de Hill de 1979 e o critério de Hosford de 1979. Como conclusão afirmaram que nenhum desses três critérios, quando analisados isoladamente, apresentava boa concordância para todas as combinações de materiais e os referidos ensaios investigados. Observaram ainda, que para uma dada trajetória de deformação (deformação plana) o critério de Hill de 1979 não fornecia melhores resultados que o critério de Hill de 1948, menos refinado.

Baseado na função de escoamento de Logan e Hosford (1980), Barlat e Lian (1989) postularam uma função de escoamento que envolve a tensão de cisalhamento, a qual parece ser própria para representar algumas características das chapas de alumínio. Por isso pode ser mostrado para maioria dos critérios acima mencionados que existe uma relação fixa entre o valor



de R , a tensão de escoamento sob tração uniaxial e a tensão de escoamento sob tração biaxial (como foi mostrado pelo critério de Hill de 1948), o que restringe sua aplicação para alguns materiais.

Há materiais em que a razão R_0 / R_{90} pode ser distante da unidade enquanto σ_0 / σ_{90} pode ou não ser igual a um. Para lidar com esse tipo de fato no comportamento mecânico das chapas metálicas, Hill (1993) propôs uma nova função de escoamento, a qual foi utilizada na análise de Xu e Weinmann (1998). Nesse critério, existem cinco parâmetros independentes do material, o que oferece flexibilidade na representação do lugar de escoamento.

Menezes e Al-Qureshi (1987), com o propósito não só de tentar superar problemas do tipo comportamento anisotrópico das chapas metálicas, como também de fornecer novos subsídios explicativos às discrepâncias eventuais, comuns, na maioria das análises que esboçam as deformações limites das chapas metálicas, introduziram e definiram um novo tensor, o tensor resistência ao escoamento plástico, e através de sua utilização, também postularam um novo critério de escoamento, o qual preservava a normalidade do vetor incremento de deformação e o princípio de equivalência do trabalho plástico.

$$f(\sigma_{ij}) = \alpha_{ij} \cdot \sigma_{ij} = 1 \quad (2.25)$$

A equação (2.25) representa a forma escalar do critério de escoamento, $i, j = 1, 2, \dots, 6$ e α_{ij} é o tensor resistência ao escoamento plástico de quarta ordem, que caracteriza o estado anisotrópico do material.

Dado que $f(\sigma_{ij})$ pode ser definido como sendo igual a $\bar{\sigma}^*$, que é igual a $\bar{\alpha} \bar{\sigma}_a^2$, tem-se a definição da tensão efetiva representativa do estado de tensão do material anisotrópico, $\bar{\sigma}_a$, anisotrópica em função das componentes principais de tensão como:

$$\bar{\sigma}^{*2} = \alpha_{11} \cdot \sigma_1^2 + 2\alpha_{12} \cdot \sigma_1 \cdot \sigma_2 + \alpha_{22} \cdot \sigma_2^2 = \bar{\alpha} \bar{\sigma}_a^2 \quad (2.26)$$

onde α_{12} em (2.26) é inteiramente novo, comparado aos critérios de escoamento quadráticos usuais, representando a interação entre as tensões normais nas direções 1 e 2 de uma maneira muito diferente da tensão de cisalhamento, $\bar{\sigma}^*$ é um parâmetro adimensional de tensão e $\bar{\alpha}$ é um parâmetro que caracteriza o estado anisotrópico do material.

Com esse critério de escoamento, o qual foi baseado no critério geral de resistência para materiais anisotrópicos formulado por Tsai e Wu (1971), foram capazes de explicar vários fenômenos, como por exemplo a assimetria das curvas limites de conformação, a qual era traduzida através dos parâmetros α 's (parâmetros anisotrópicos do tensor resistência ao escoamento plástico). Esses parâmetros foram apresentados como sendo parâmetros plásticos intrínsecos do material da chapa, e independentes das trajetórias de deformação seguidas pelo material durante a conformação. Essa solução mais geral, conduziria à quadrática de Von Mises se eventualmente as propriedades do material fossem isotrópicas. Apesar da satisfatória conclusão sobre o parâmetro α_{12} , o qual carrega dentro de si o efeito da biaxialidade, esses autores sugeriram uma maior investigação de tais parâmetros, principalmente para a trajetória de deformação biaxial balanceada.

Neste trabalho utilizou-se a teoria de escoamento de Hill de 1948, a qual mostrou-se mais significativa para representar o comportamento das chapas metálicas anisotrópicas quando comparadas com a teoria de escoamento generalizada de Hill de 1979 (Caso IV) e a teoria de Hosford (1979). Tal comparação será detalhada no capítulo 3 e analisada no capítulo 4.





TEORIAS COMUMENTE UTILIZADAS PARA DETERMINAÇÃO DO LIMITE DE DEFORMAÇÃO NA CONFORMAÇÃO DE CHAPAS METÁLICAS

3.1. Instabilidades Plásticas

Através da análise da curva tensão-deformação de um metal é possível observar dois efeitos contrários com relação à capacidade de suportar um carregamento. O encruamento, efeito o qual gera um aumento na capacidade de carregamento conforme ocorre o incremento de deformação plástica; e na direção oposta, o amolecimento geométrico, o qual compromete a capacidade de carregamento devido a redução de área, Backofen (1973).

Assumindo que a carga total F em qualquer instante pode ser expressa por:

$$F = \sigma \cdot A \quad (3.1)$$

onde σ é a tensão verdadeira e A é a área da seção transversal instantânea. O incremento da força pode ser obtido diferenciando-se a expressão supracitada, resultando em:

$$dF = A \cdot d\sigma + \sigma \cdot dA \quad (3.2)$$

Na equação (3.2) o termo $(A \cdot d\sigma)$ é positivo para um certo incremento $d\epsilon$, contribuindo, dessa forma, para um acréscimo em dF . Porém o segundo termo, $(\sigma \cdot dA)$, é negativo e contribui para um decréscimo em dF . Dessa forma, $(A \cdot d\sigma)$ corresponde ao encruamento e $(\sigma \cdot dA)$ corresponde ao amolecimento geométrico.

A dificuldade a uma posterior deformação seria quantificado pela razão de resistência à deformação, podendo ser obtida a partir da equação (3.2), expressa por:

$$\frac{1}{A} \cdot \frac{dF}{d\varepsilon} = \frac{d\sigma}{d\varepsilon} - \sigma \tag{3.3}$$

A figura 3.1 apresenta graficamente a variação de resistência à deformação; quando a deformação atinge um valor ε^* , correspondente à carga máxima, têm-se o ponto onde o encruamento e o amolecimento geométrico estão em equilíbrio. E a partir desse ponto o aumento da resistência devido ao encruamento é insuficiente para compensar o amolecimento geométrico, e assim o alongamento continua com queda de carga.

Para propósitos práticos a deformação neste ponto (ε^*) marca o início da estricção difusa, assim denominada por estar uniformemente distribuída. A estricção localizada que a segue, caracteriza uma zona instável sendo usualmente o limite do processo de deformação.

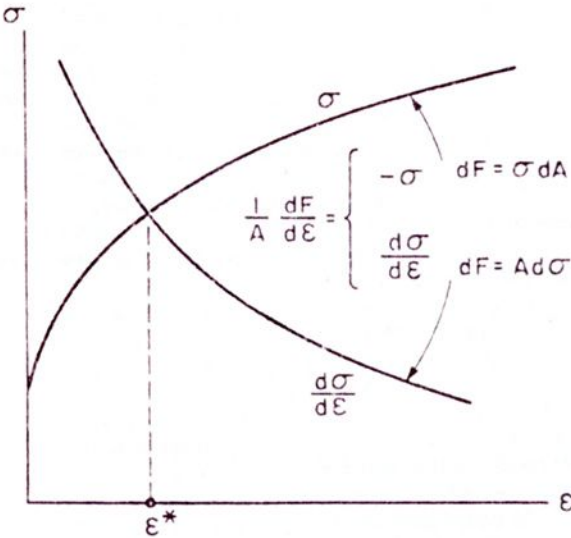


Figura 3.1 – Encruamento e amolecimento geométrico em tração pura, Backofen (1973).

É bem conhecido que o encruamento de uma chapa influencia a distribuição de tensões, com as tensões tornando-se mais uniformes em materiais com alto índice de encruamento. Altos valores numéricos do índice de encruamento “*n*” caracterizam grande aptidão de diminuir picos de tensões locais, por encruamento, e de distribuí-las pelas zonas vizinhas pouco encruadas e, conseqüentemente, grande aptidão ao estiramento. Particularmente, na prensagem de uma chapa metálica, os casos geralmente caem em condições de tensão e deformação não uniformes e que

variam sistematicamente de um ponto para outro. Deste modo, é importante não apenas estabelecer o limite de deformação mas também a zona em que ele ocorre, Backofen (1973).

O limite de deformação uniforme, na tração de uma tira metálica, é conhecido ocorrer a uma deformação igual ao expoente de encruamento n , Dieter (1981). No caso do material estar submetido a um estado biaxial de tração, a região de deformação localizada (estricção localizada) que ocorre na tração uniaxial será inibida se $\sigma_2/\sigma_1 > 1/2$. Neste caso, o material desenvolve uma estricção difusa que não é muito localizada ou facilmente identificada a olho nu. Eventualmente, no estiramento de uma chapa muito fina, a instabilidade plástica irá ocorrer na forma de uma estricção localizada. Neste caso haverá uma direção inclinada de um ângulo ϕ em relação ao eixo de sollicitação em tração, devido ao aparecimento de uma zona de alongamento nulo no plano da chapa, conforme ilustra a figura 3.2.

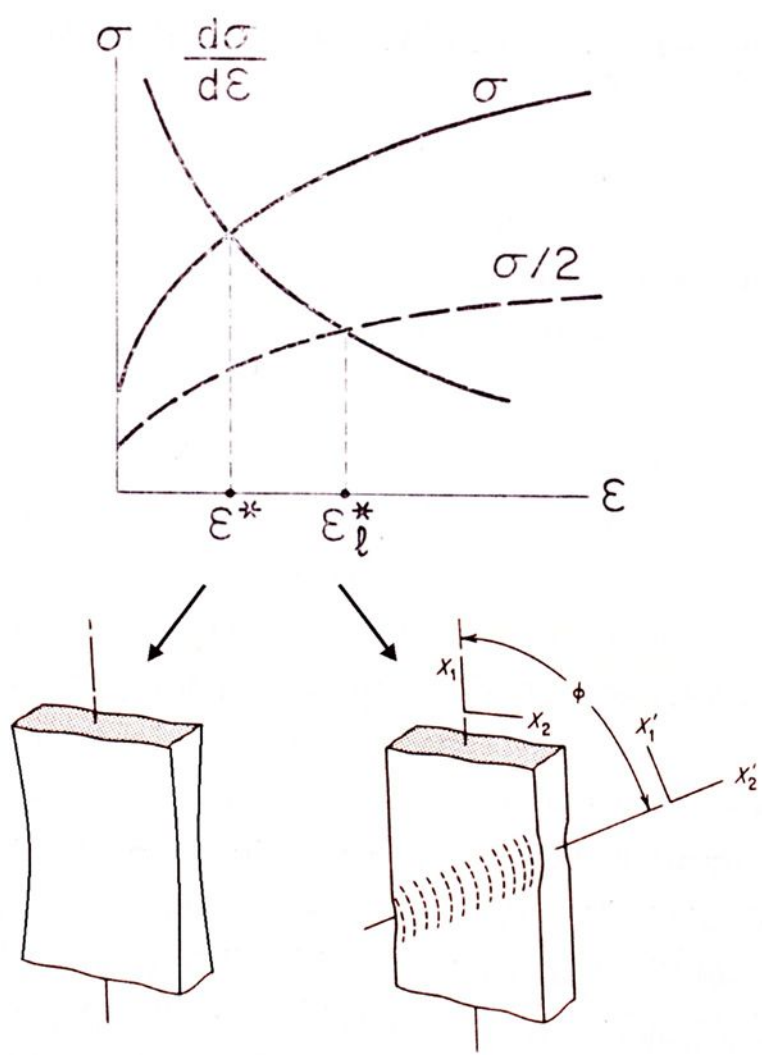


Figura 3.2 – Estricção difusa e localizada, Backofen (1973).

No caso da estrição localizada, a deformação normal ε'_2 deve ser zero, pois caso não fosse, o material adjacente às bordas teria que se deformar e a banda se espalharia ao longo de X'_1 (conforme a figura 3.2), o que a faria crescer dando origem a uma estrição difusa. Pode ser mostrado através de um círculo de Mohr de deformações, que $\phi \cong 54,7^\circ$ para um material isotrópico sob tração pura (onde $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = -\varepsilon_1/2$). Além disso, o critério para formação de estrição localizada é:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \frac{\sigma}{2} \quad (3.4)$$

em virtude de, neste caso, a área diminuir com uma menor variação de deformação do que no caso da estrição difusa. Isto significa que, na estrição difusa, ocorre um maior acúmulo de deformação total, a fim de cancelar o encruamento com o amolecimento geométrico. Para uma lei potencial de encruamento vimos anteriormente que, para o início da estrição difusa, $\varepsilon_u = n$, contudo para estrição localizada, $\varepsilon_u = 2n$.

A estrição difusa geralmente não constitui um limite para a conformação, devido ao fato de que a diminuição de espessura se espalha por uma grande área da chapa. No entanto a estrição localizada, facilmente detectada nas superfícies expostas, representa um limite de conformação. Além disso, a formação de uma estrição localizada é logo seguida pela fratura da chapa.

A estrição localizada é muito sensível ao estado de deformação plástica, o qual é geralmente representado pela razão de deformação $\rho = \varepsilon_2/\varepsilon_1$, onde ε_1 é a deformação principal algebricamente maior, no plano da chapa. Caso a chapa fosse deformada em cisalhamento puro, não haveria aumento nem diminuição da espessura e não ocorreria formação da estrição. Por outro lado, se a chapa fosse deformada em deformação plana, de maneira que a largura não variasse, o ângulo para o qual ocorre a estrição seria $\phi = 90^\circ$, e as deformações para o início de estrição localizada e difusa seriam iguais. A figura 3.3 mostra a dependência das deformações necessárias para ocorrer estrição com os estados de deformações. Nesta figura, ε_1 é a deformação para que a estrição ocorra na direção da maior deformação principal, e ε_u é a deformação para estrição difusa em tração pura. Se $\rho < 0$, tanto a estrição localizada como a difusa são possíveis, e ambos os critérios coincidem para deformação plana. A teoria prediz que apenas a estrição difusa pode ocorrer se $\rho > 0$ uma vez que, quando ambas as deformações são tratativas, não pode existir uma linha que não experimente variação de comprimento. Todavia,

chapas ensaiadas sob estas condições perdem espessura em regiões localizadas e se rompem, formando geralmente um ângulo reto com a direção ϵ_1 . Para um aço de baixo carbono, a deformação crítica para o início da estrição localizada é maior do que ϵ_u e aumenta com o aumento da razão de deformação da maneira mostrada pela linha pontilhada na figura 3.3. Outros materiais, como latão e aço inoxidável austenítico, não apresentam este crescimento para o limite de formação da estrição localizada com a razão de deformação.

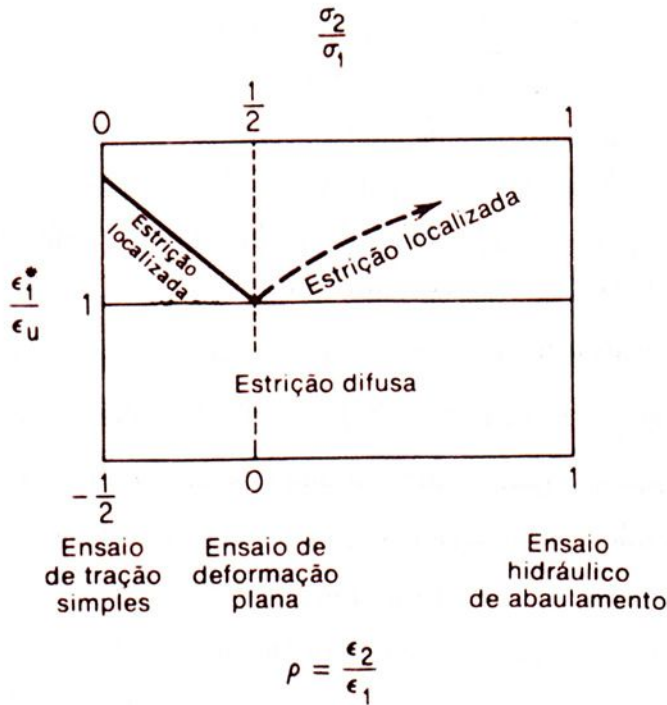


Figura 3.3 – Variação dos limites de estrição com a razão de deformação, Dieter (1981).

3.2. Teorias das Instabilidades Plásticas Clássicas

Dorn (1948), sugeriu que metais encruáveis pudessem exibir dois tipos de ductilidade úteis: a ductilidade uniforme e a ductilidade local. Mais tarde, Hill (1952) reconheceu esse fato, definindo que existe pelo menos duas possibilidades diferentes de instabilidade plástica: estrição difusa e estrição localizada. Fundamentado em hipóteses aceitáveis, conseguiu estabelecer um modelo matemático representativo desses dois eventos. Assim, correlacionou os tipos de solicitações de maior interesse usados na análise de deformações em chapas metálicas, com as deformações limites que eventualmente o material pudesse suportar. Os resultados

teóricos detalhados desses casos foram obtidos por Dorn et al. (1945), Hill (1952) e Swift (1952) e mais tarde revisto por Keeler e Backofen (1963).

1- Estricção Difusa

Essa perda de estabilidade é sempre associada ao alcance de um máximo na capacidade de carregamento de um material (força ou pressão). Inicialmente foi observado nas amostras ensaiadas em tração e seu aparecimento ocorreu no ponto de carga máxima. Desse ponto para frente, verificou-se que as distribuições de deformações não diferem muito de uma distribuição homogênea, sendo caracterizada pelo desenvolvimento de um gradiente plano de deformação, o qual espalha-se por uma ampla região simetricamente distribuída. Assim, esse fato sugeriu que a estricção difusa definiria as deformações limites na conformação de chapas metálicas. A estricção difusa assim idealizada foi suposta ocorrer na deformação de uma chapa metálica sujeita a um estado plano de tensão Swift (1952), Dorn et al. (1945).

Swift (1952), considerou que ambas as componentes de força no plano da chapa, nas condições das tensões principais atingiam simultaneamente um máximo, isto é; a instabilidade aparecendo com o incremento de deformação sem qualquer variação da carga no plano da chapa. De modo diferente, Dorn (1948), considerou a situação onde somente uma componente de força, na direção da maior tensão principal atingia um máximo no plano da chapa. Embora a teoria de Swift seja mais difundida, Negroni e Thomsen (1969) e Negroni et al. (1968) considerando materiais de espessura e/ou distribuição tensão-deformação não uniforme para definição da instabilidade plástica, observaram que o critério de Dorn, também chamado de critério da carga máxima, mostrou-se mais significativo para análise do estiramento de chapas metálicas.

Alguns dos aspectos mais importantes dessas duas análises serão vistos a seguir:

- Caso 1: Tração Uniaxial

No caso de tração uniaxial quando a carga máxima é atingida, a deformação continua sem que ocorra variação no carregamento, assim:



$$dF = 0 \quad (3.5)$$

Da definição de tensão, equação (3.1), considerando a constância de volume, e a definição de $d\varepsilon = dl/l$. A equação (3.5) conduz à equação (3.3), a qual sugeriu a seguinte equação geral:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \frac{\sigma}{Z} \quad (3.6)$$

onde $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$, representa a tangente instantânea para cada ponto da curva $\sigma \times \varepsilon$, e Z é chamada de subtangente (figura 3.4).

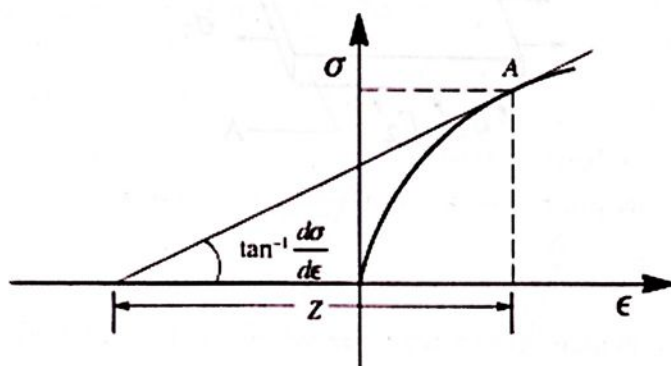


Figura 3.4 – Caracterização do ponto de instabilidade, A, sobre a curva de encruamento $\sigma \times \varepsilon$, definido pela subtangente Z, Menezes (1995b).

Supondo que o material obedeça a equação de encruamento de Swift :

$$\sigma = K(\varepsilon_0 + \varepsilon)^n \quad (3.7)$$

Pela diferenciação de (3.7), têm-se:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \frac{\sigma}{\frac{\varepsilon_0 + \varepsilon}{n}} \quad (3.8)$$

Comparando-se as equações (3.6) e (3.8), obtêm-se a expressão geral para o início da instabilidade estrição difusa:

$$\varepsilon = Z.n - \varepsilon_0 \quad (3.9)$$

No caso de tração simples, de (3.6), $Z = Z_d = 1$, e substituindo em (3.9), obtêm-se:

$$\varepsilon = n - \varepsilon_0 \quad (3.10)$$

onde Z_d é a subtangente na estricção difusa.

- Caso 2: Tração Biaxial no plano

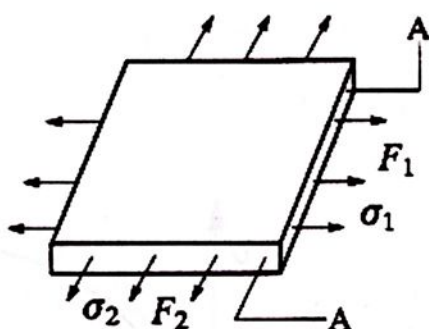


Figura 3.5 – Solicitação biaxial em um elemento de chapa, Menezes (1995b).

No caso biaxial balanceado a condição de instabilidade proposta por Swift (1952) é que simultaneamente $dF_1 = 0$ e $dF_2 = 0$, conforme a figura 3.5. Onde têm-se que:

$$\frac{d\sigma_1}{\sigma_1} = d\varepsilon_1 \quad (3.11a)$$

$$\frac{d\sigma_2}{\sigma_2} = d\varepsilon_2 \quad (3.11b)$$

Assumindo que a tensão verdadeira seja dada pelo critério de Hill (1948) para materiais anisotrópicos, a qual é definida como:

$$\sigma_a^2(R+1) = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + R(\sigma_1 - \sigma_2)^2 \quad (3.12)$$

onde R é o coeficiente de anisotropia plástica normal e σ_a é a tensão de escoamento em tração uniaxial para materiais anisotrópicos.

E a razão de tensão definida como:

$$x = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \quad (3.13)$$

Substituindo (3.13) em (3.12) obtêm-se:

$$\sigma_a^2(R+1) = [(R+1) - 2Rx + (R+1)x^2] \sigma_1^2 \quad (3.14)$$

Assumindo adicionalmente que o material obedeça a Lei do escoamento plástico associado de Hill para materiais anisotrópicos, Hill (1948):

$$\frac{d\varepsilon_1}{(R+1) - Rx} = \frac{d\varepsilon_2}{(R+1)x - R} = -\frac{d\varepsilon_3}{1+x} = \frac{d\varepsilon_a}{(R+1) \frac{\sigma_a}{\sigma_1}} \quad (3.15)$$

Derivando (3.12), o incremento de tensão verdadeira anisotrópica $d\sigma_a$ é dado por:

$$d\sigma_a = \frac{[(R+1)\sigma_1 - R\sigma_2]d\sigma_1 + [(R+1)\sigma_2 - R\sigma_1]d\sigma_2}{\sqrt{R+1} [\sigma_1^2(R+1) - 2R\sigma_1\sigma_2 + \sigma_2^2(R+1)]^{\frac{1}{2}}} \quad (3.16)$$

Substituindo (3.11a), (3.11b), (3.12), em (3.16) tendo em mente (3.13) e (3.14), a seguinte expressão é obtida:

$$\frac{d\sigma_a}{d\varepsilon_a} = \frac{(1+x)[(R+1)^2(1-x+x^2) - (R^2+2R)x]\sigma_a}{\sqrt{R+1} [(R+1) - 2Rx + x^2(R+1)]^{\frac{3}{2}}} \quad (3.17)$$

Onde comparando de (3.17) e (3.6), obtêm-se a expressão da subtangente na estricção difusa, dada como:

$$Z_{daS} = \frac{\sqrt{R+1} [(R+1) - 2Rx + x^2(R+1)]^{\frac{3}{2}}}{(1+x)[(R+1)^2(1-x+x^2) - (R^2+2R)x]} \quad (3.18)$$

substituindo (3.18) em (3.9), a expressão final para o início da instabilidade estricção difusa é apresentada como:

$$\varepsilon_{daS} = \frac{\sqrt{R+1} [(R+1) - 2Rx + x^2(R+1)]^{\frac{3}{2}}}{(1+x)[(R+1)^2(1-x+x^2) - (R^2+2R)x]} \cdot n - \varepsilon_0 \quad (3.19)$$

Para o caso isotrópico ($R = 1$), a equação (3.19) é reduzida para:

$$\varepsilon_{dis} = \frac{4[1-x+x^2]^{\frac{3}{2}}}{(1+x)(4-7x+4x^2)} \cdot n - \varepsilon_0 \quad (3.20)$$

A equação (3.20) também é reduzida para a equação (3.10) quando $x = 0$ ($\sigma_2 = 0$, isto é, tração uniaxial). Portanto, as equações (3.9) e (3.19) representam o caso geral da instabilidade estrição difusa de acordo com Swift (1952).

Usando a equação (3.6), aplicando a condição de Dorn et al. (1945) na instabilidade, isto é, $dF_I = 0$ (a direção 1 controlando o processo), onde F_I é a maior força no plano da chapa, obtêm-se:

$$Z_{dalD} = \frac{\sqrt{R+1}[(R+1)-2Rx+x^2(R+1)]^{\frac{1}{2}}}{[R(1-x)+1]} \quad (3.21)$$

Substituindo (3.21) em (3.9), têm-se a expressão final para o início da instabilidade estrição difusa para materiais anisotrópicos de acordo com Dorn:

$$\varepsilon_{dalD} = \frac{\sqrt{R+1}[(R+1)-2Rx+x^2(R+1)]^{\frac{1}{2}}}{[R(1-x)+1]} \cdot n - \varepsilon_0 \quad (3.22)$$

Para o caso isotrópico ($R = 1$), a equação (3.22) é reduzida para:

$$\varepsilon_{dilD} = \frac{2[1-x+x^2]^{\frac{1}{2}}}{(2-x)} \cdot n - \varepsilon_0 \quad (3.23)$$

A equação (3.23) também é reduzida para a equação (3.10) quando $x = 0$. Portanto, a equação (3.9) é uma equação geral e válida para os critérios de Swift e Dorn.

II- Estrição Localizada

A primeira aproximação teórica para a definição da estrição localizada foi devida a Hill (1952), em cuja análise associou a estrição localizada a uma descontinuidade de velocidade em uma chapa rígida, plástica, deformada em seu plano (tensão plana). Hill considerou em sua

análise a razão de deformação $\varepsilon_2/\varepsilon_1$ no plano da chapa como sendo negativa ou igual a zero, onde uma direção de alongamento nulo no plano da chapa sempre existiria (figura 3.6).

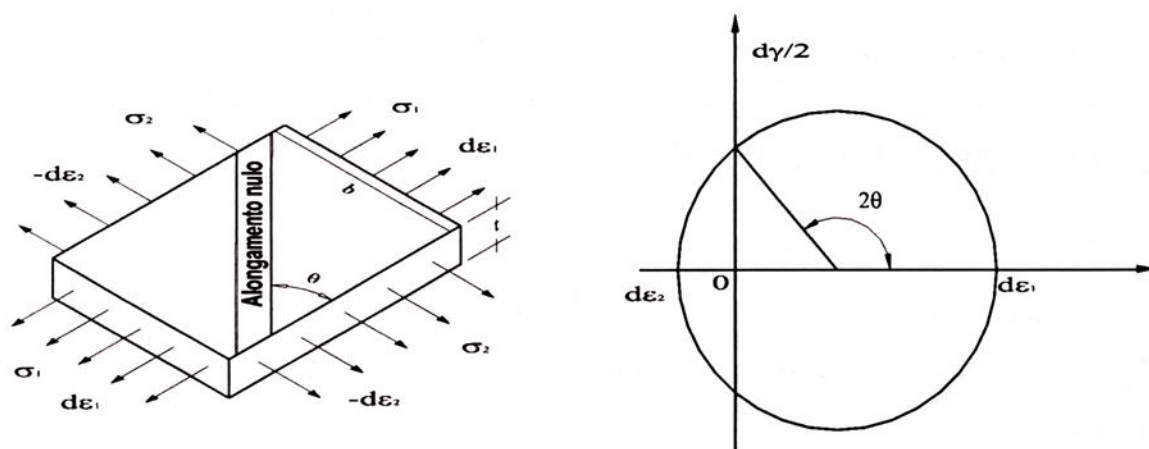


Figura 3.6 – Estricção localizada para um certo ângulo θ em um elemento de chapa e o estado incremental de deformação correspondente, caracterizado pelo círculo de Mohr.

Quando $d\varepsilon_2 > 0$ ($x > 1/2$), como é o caso do estiramento biaxial de chapas, não existe uma direção ao longo do qual o comprimento possa se manter constante e a teoria de Hill não prevê a ocorrência da estricção localizada. Hill (1952), propôs que o início da estricção localizada deveria ocorrer na direção em que as condições presentes fossem deformação por cisalhamento puro ou deformação plana (figura 3.6). Essa direção associada à deformação por cisalhamento puro na chapa corresponde à direção de alongamento nulo e, portanto possibilita que o estado de tensão fora da estricção visível seja momentaneamente inalterado, enquanto a estricção incipiente é permitida se desenvolver em uma fina faixa da chapa que se deforma. Assim, da figura 3.6, têm-se:

$$F_l = t.b.\sigma_l \quad (3.24)$$

derivando e dividindo por (3.24), têm-se:

$$\frac{dF_l}{F_l} = \frac{dt}{t} + \frac{db}{b} + \frac{d\sigma_l}{\sigma_l} \quad (3.25)$$

Na estricção localizada $dF_l = 0$, $d\varepsilon_2 = db/b = 0$ (não há aumento de comprimento ao longo da estricção). Logo (3.25) reduz-se à:

$$\frac{d\sigma_l}{\sigma_l} = -d\varepsilon_3 \quad (3.26)$$

onde $d\varepsilon_3 = dt/t$. Como consequência de (3.26), a taxa de encruamento na estrição compensa a redução na espessura no início da estrição localizada.

Substituindo (3.14) e (3.15) em (3.26) e fazendo-se juntamente com (3.13), têm-se:

$$\frac{d\sigma_a}{d\varepsilon_a} = \frac{(1+x)}{\sqrt{R+1} \left[(R+1) - 2Rx + x^2(R+1) \right]^{\frac{1}{2}}} \cdot \sigma_a \quad (3.27)$$

Assim, comparando-se (3.27) e (3.6), têm-se a expressão da subtangente na estrição localizada para materiais anisotrópicos de acordo com Hill (1952), dada como:

$$Z_{la} = \frac{\sqrt{R+1} \left[(R+1) - 2Rx + x^2(R+1) \right]^{\frac{1}{2}}}{(1+x)} \quad (3.28)$$

ao substituir (3.28) em (3.9), têm-se a expressão final para o início da instabilidade estrição localizada:

$$\varepsilon_{la} = \frac{\sqrt{R+1} \left[(R+1) - 2Rx + x^2(R+1) \right]^{\frac{1}{2}}}{(1+x)} \cdot n - \varepsilon_0 \quad (3.29)$$

Para o caso isotrópico ($R = 1$), a equação (3.29) é reduzida para :

$$\varepsilon_{li} = \frac{2 \left[1 - x + x^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{(1+x)} \cdot n - \varepsilon_0 \quad (3.30)$$

A equação (3.30) também é reduzida para a equação (3.9) quando $x = 0$. Portanto, as equações (3.9) e (3.30) são também equações gerais que representam a instabilidade estrição localizada. A figura 3.7, mostra a solução da subtangente, com a definição da estrição difusa e localizada, para um material isotrópico.

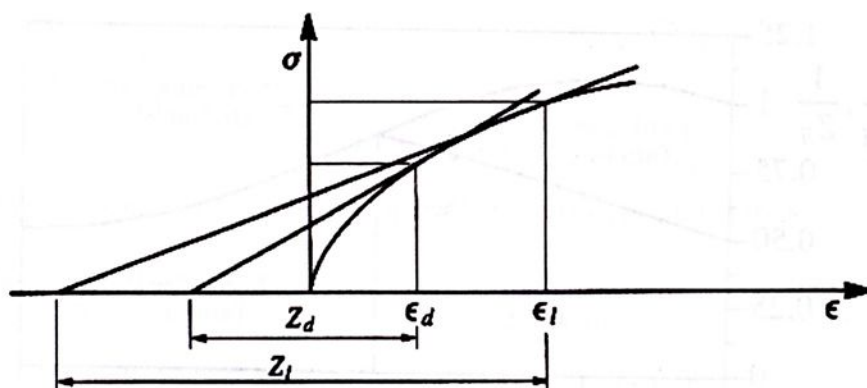


Figura 3.7 – Solução da subtangente, com a definição da estricção difusa e localizada, Menezes (1995b).

O ângulo θ no início da estricção localizada é calculado através de condições geométricas da estricção, figura 3.6, e da relação $d\epsilon_2 / d\epsilon_1$ obtida da equação (3.15). Para os casos em que $d\epsilon_2 < 0$, θ é menor que 90° , sendo dado como:

$$\theta = \arctg \left| \frac{Rx - (R+1)}{(R+1)x - R} \right|^{\frac{1}{2}} \quad (3.31)$$

De acordo com a equação (3.15), quando $R = 1$ (caso isotrópico)

$$\frac{d\epsilon_2}{d\epsilon_1} = \frac{2x - 1}{2 - x} \quad (3.32)$$

Assim, da equação (3.32), têm-se que para $x = 1/2$ implica em $d\epsilon_2 = 0$ e $Z_{li} = Z_{di}$, isto é, os dois tipos de estricção coincidem e têm-se estricção localizada a 90° em relação ao eixo de σ_1 . Considerando-se a equação (3.32), a condição $d\epsilon_2 \leq 0$ só é satisfeita para valores de $x \leq 1/2$. Portanto a condição de estricção localizada só é satisfeita para valores $Z_l \geq Z_d$.

Porém quando o desenvolvimento da instabilidade, representado pelo parâmetro β , é apresentado como uma função da razão de tensão x , os resultados são completamente diferentes (figura 3.8), pois a representação gráfica no intervalo $1/2 \leq x \leq 1$, prevê estricção localizada antes da estricção difusa, ou seja, deformações heterogêneas antes das deformações homogêneas, mostrando assim uma discrepância observável com o que ocorre com as deformações em um ensaio de tração para o caso geral de materiais dúteis.

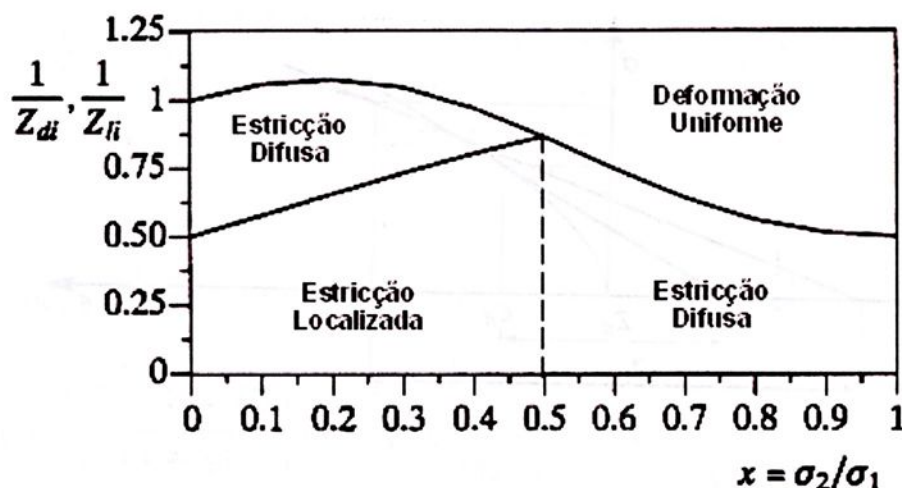


Figura 3.8 – Tipos possíveis de instabilidade, Menezes (1995b).

Qualquer linha vertical (paralela a ordenada), na figura 3.8, representa a deformação de um material para uma certa razão de tensão constante (x constante). O estágio inicial de deformação está representado na região superior do gráfico, onde se tem valores de $\beta = (l/Z)$. Esse fato até o momento apresenta-se pouco explorado, pois os pesquisadores têm dado preferência à hipótese de Marciniak e Kuczyński (1967), no intervalo $\frac{1}{2} \leq x \leq 1$ na avaliação das deformações limites em uma chapa submetida ao estiramento uniaxial, devido ao fato da mesma não restringir a deformação na direção principal 2 na tentativa de garantir a deformação plana (alongamento nulo na fina faixa da estricção localizada) no plano da chapa. Algumas pesquisas já mostraram que com uma combinação de condições geométricas e de atrito, Keeler e Backofen (1963), Azrin e Backofen (1970), no estiramento fora do plano da chapa (com punção), ou mesmo devido a imperfeições metalúrgicas no estiramento no plano, Marciniak e Kuczyński (1967), Azrin e Backofen (1970) tal direção pode existir, sem impedimento de deformação na direção 2. Esses fatos, pouco estudados até o momento, sugerem uma maior pesquisa sobre o assunto.

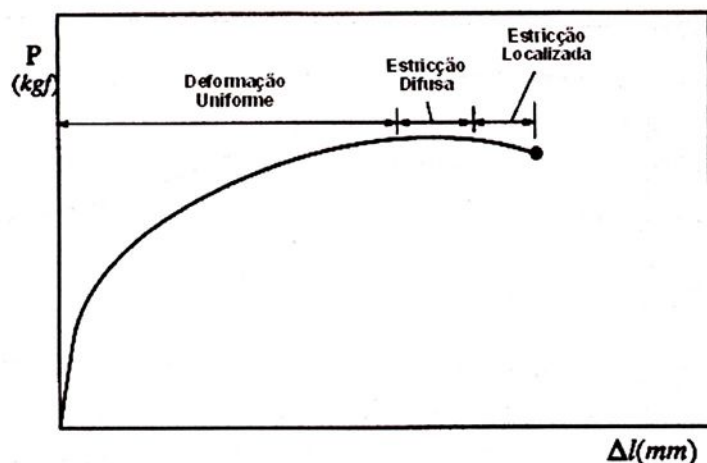


Figura 3.9 – Ensaio de tração representativo para o caso geral de materiais dúteis, Menezes (1995b).

As deformações principais na direção 1, 2 e 3 para o caso nos quais a razão de tensão, x , tenha um valor constante durante a deformação (carregamento proporcional) são obtidos da equação (3.15) por simples integração:

$$\frac{\varepsilon_1}{(R+1)-Rx} = \frac{\varepsilon_2}{(R+1)x-R} = -\frac{\varepsilon_3}{1+x} = \frac{\varepsilon_a}{(R+1)\frac{\sigma_a}{\sigma_1}} \quad (3.33)$$

Pela substituição das equações (3.14) e (3.33) em (3.29), pode-se definir ε_1 , ε_2 e ε_3 para as condições de instabilidades estricção localizada derivadas anteriormente de acordo com Hill (1952), onde obtêm-se:

$$\varepsilon_1 = \frac{[(R+1)-Rx]}{(1+x)} n - \psi_{1a} \quad (3.34a)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{[(R+1)x-R]}{(1+x)} n - \psi_{2a} \quad (3.34b)$$

$$\varepsilon_3 = -(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \quad (3.34c)$$

Onde, nas equações (3.34a) e (3.34b),

$$\psi_{1a} = \frac{[(R+1)-Rx]}{\sqrt{(R+1)[(R+1)-2Rx+(R+1)x^2]}^{\frac{1}{2}}} \varepsilon_0 \quad (3.35a)$$

$$\psi_{2a} = \frac{[(R+1)x - R]}{\sqrt{(R+1)[(R+1) - 2Rx + (R+1)x^2]}^{\frac{1}{2}}} \varepsilon_0 \quad (3.35b)$$

Equações similares também podem ser obtidas pela substituição das equações (3.14) e (3.19), e pelas equações (3.14) e (3.22), em (3.33), para condições de instabilidade estrição difusa definidas anteriormente, respectivamente por Swift (1952) e Dorn et al. (1945):

- Instabilidade de Swift-Hill:

$$\varepsilon_1 = \frac{[(R+1) - Rx][(R+1) - 2Rx + (R+1)x^2]}{(1+x)[(R+1)^2(1-x+x^2) - (2R+R^2)x]} n - \psi_{1a} \quad (3.36a)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{[(R+1)x - R][(R+1) - 2Rx + (R+1)x^2]}{(1+x)[(R+1)^2(1-x+x^2) - (2R+R^2)x]} n - \psi_{2a} \quad (3.36b)$$

$$\varepsilon_3 = -(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \quad (3.36c)$$

- Instabilidade de Dorn:

$$\varepsilon_1 = n - \psi_{1a} \quad (3.37a)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{[(R+1)x - R]}{[(R+1) - Rx]} n - \psi_{2a} \quad (3.37b)$$

$$\varepsilon_3 = -(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \quad (3.37c)$$

Portanto, essas equações para instabilidade estrição localizada e difusa mostram ser dependentes da anisotropia plástica normal, R , razão de tensão imposta, x , índice de encruamento, n , e do encruamento inicial da chapa, ε_0 .

A influência dessas propriedades plásticas da chapa sobre a predição das deformações limites são ilustradas nas figuras 3.10-3.12.

Na figura 3.10, para um material de chapa que não apresenta encruamento inicial ($\varepsilon_0 = 0$), observa-se que a influência da anisotropia plástica normal só é significativa para as deformações limites previstas pela teoria de Swift (estrição difusa), sendo esta influência mais acentuada para a região esquerda da CLC. Todavia, a teoria de Hill (estrição localizada) e a teoria de Dorn

(estricção difusa) não se mostraram influenciadas pela anisotropia plástica normal da chapa, o que, contradiz os resultados obtidos por Keller (1968) e Bressan e Williams (1983), os quais concluíram que a influência da anisotropia é mais significativa sobre a estricção localizada do que sobre a estricção difusa.

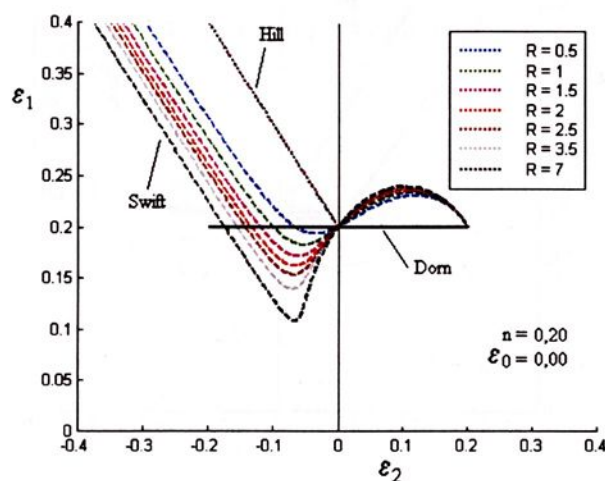


Figura 3.10 – Influência da anisotropia plástica normal, na predição das deformações limites, para as Teorias Clássicas.

A figura 3.11, mostra a influência do índice de encruamento, sobre as deformações limites previstas pelas teorias clássicas. O resultado é clássico e apresenta o índice de encruamento como a propriedade de escoamento plástico mais decisiva para o início de ambas as instabilidades: estricção difusa e localizada.

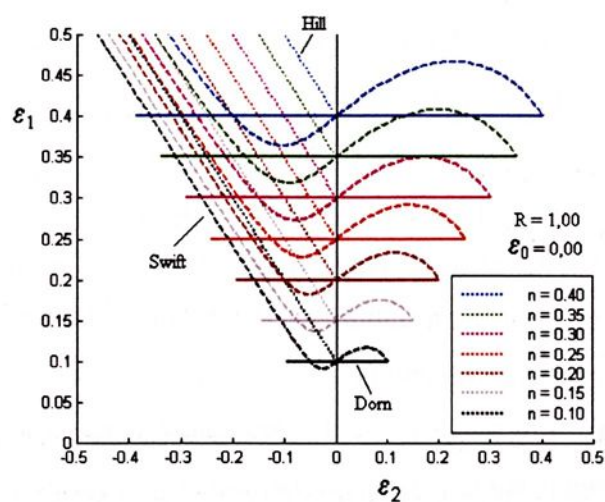


Figura 3.11 – Influência do índice de encruamento, na predição das deformações limites, para as Teorias Clássicas.

Na figura 3.12, a qual mostra a influência do parâmetro ε_0 , encruamento inicial da chapa, também revela a necessidade de conhecimento da história do processo de conformação, uma vez que materiais de chapas apresentando maiores encruamentos iniciais, tem seus valores de deformação limite comprometidos significativamente, para as três teorias.

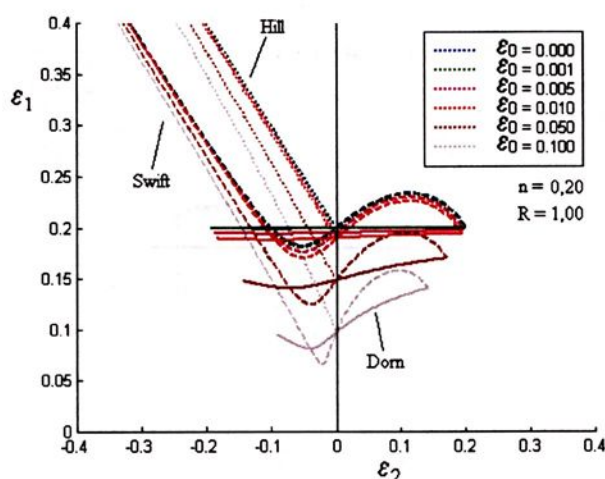


Figura 3.12 – Influência do encruamento inicial da chapa, na predição das deformações limites, para as Teorias Clássicas.

3.2. Teoria de Marciniak e Kuczyński

Essa teoria proposta e desenvolvida por Marciniak e Kuczyński (1967), deve-se as observações experimentais de Keeler e Backofen (1963) sobre as deformações de chapas metálicas, onde demonstraram que a fratura geralmente é precedida pela estricção localizada, o que é incompatível com a análise de Hill (1952) para o intervalo $\frac{1}{2} \leq x \leq 1$. Esses autores apresentaram uma interessante hipótese para formação da fratura em chapas metálicas submetidas ao estado biaxial de tração (estado plano de tensão). Afirmaram que a fratura poderia acontecer tanto antes como depois da instabilidade e, por isso, analisaram a fratura como sendo o resultado do processo de desenvolvimento de uma estricção localizada. Na elaboração do modelo matemático, também conhecido como modelo Marciniak e Kuczyński (Modelo M-K), levaram em conta uma não homogeneidade inicial na estrutura e/ou espessura do material da chapa. Postularam que a estricção localizada se daria em algum ponto da chapa onde se tivesse menor resistência interna e/ou menor espessura. Nesse ponto, sob estado biaxial de tração, surge uma

estricção local durante a evolução da deformação, a qual é normal à máxima tensão principal. Com o desenvolvimento do processo, as regiões *A* e *B* (figura 3.13) continuam se deformando até que aparece a fratura na estricção (região *B*).

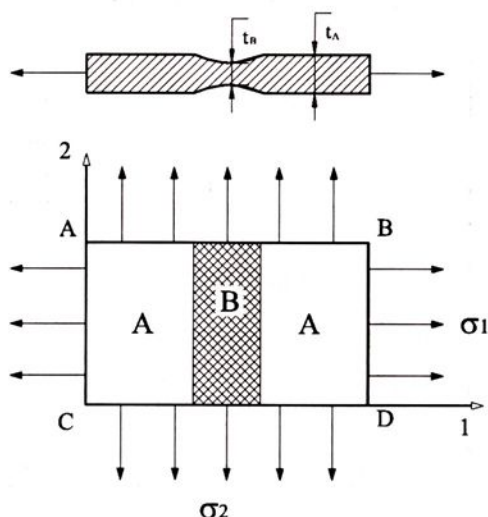


Figura 3.13 – Elemento da chapa com a formação da estricção.

Esse mecanismo de deformação proposto, supõe que a não homogeneidade inicial seja dada pela variação da espessura no ponto considerado da chapa, tomada como sendo $f = t_B/t_A$. O material na região *A*, que constitui a maior parte da chapa, é plasticamente deformado com x (razão de tensão) constante. O material na região *B* é suposto deformar de tal modo que a deformação incremental $d\epsilon_{2A}$ seja igual a $d\epsilon_{2B}$. A razão $d\epsilon_{1A}/d\epsilon_{2A}$ é suposta constante durante o processo de deformação e desde que $d\epsilon_{1B} > d\epsilon_{1A}$, então $d\epsilon_{1B}/d\epsilon_{2B}$ aumenta. Portanto t_B reduz mais rapidamente que t_A e, finalmente aparece a fratura. Nesse momento, a maior deformação ϵ_{1A} é considerada como sendo a deformação limite $\epsilon_{lf} = \epsilon_{1A}$.

Assim, o critério para determinar este limite seria:

$$\frac{d\epsilon_{1B}}{d\epsilon_{2B}} \rightarrow \infty \quad (3.38)$$

É possível, contudo, que o material possa fraturar na ranhura antes que esta condição seja satisfeita. No critério de fratura dútil mais simples, a falha ocorre quando a máxima deformação principal alcança um valor crítico, ϵ_{lf} , onde ϵ_{lf} é considerado como uma propriedade do material

e poderia ser determinado, por exemplo, a partir da área da seção transversal da superfície fraturada de um corpo de prova em um teste de tração simples.

Aplicando o critério $\varepsilon_{lf} = \varepsilon_{lB}$ teríamos uma deformação limite ε_{lA} correspondente, claramente inferior a ε_{lf} .

Dada a evolução de um processo de deformação estes dois critérios deveriam ser testados simultaneamente, e o limite de deformação seria determinado assim que o primeiro desses critérios fosse atingido.

Além da necessária não homogeneidade inicial da espessura, um valor de R constante durante o processo e o encruamento dado pela equação de Swift, foi suposto também que a área da elipse de escoamento para materiais anisotrópicos fosse igual a área da elipse equivalente ao material isotrópico (elipse de Von Mises). Daí a condição de escoamento é:

$$\frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{(2R+1)} \sigma_e^2 = (R+1) \sigma_1^2 - 2R \sigma_1 \sigma_2 + (R+1) \sigma_2^2 \quad (3.39)$$

onde σ_e é a tensão de escoamento equivalente para materiais isotrópicos. A lei do escoamento associado é dada por:

$$\frac{d\varepsilon_1}{(R+1)\sigma_1 - R\sigma_2} = \frac{d\varepsilon_2}{(R+1)\sigma_2 - R\sigma_1} = -\frac{d\varepsilon_3}{\sigma_1 - \sigma_2} = \frac{d\varepsilon_e}{2\sqrt{(2R+1)/3} \sigma_e} \quad (3.40)$$

onde o incremento de deformação generalizado $d\varepsilon_e$ é obtido através da equivalência do trabalho plástico, o qual é definido como:

$$d\varepsilon_e = \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{3}{(2R-1)}} \sqrt{d\varepsilon_1^2 + d\varepsilon_2^2 + Rd\varepsilon_3^2} \quad (3.41)$$

Como na figura 3.13, a razão de tensões principais na região A , fora da ranhura, permanece constante durante o processo, isto é:

$$\frac{d\sigma_1}{\sigma_1} = \frac{d\sigma_2}{\sigma_2} = \frac{d\sigma_3}{\sigma_3} = \frac{d\sigma_e}{\sigma_e} \quad (3.42)$$

considerando a equação (3.40),

$$\frac{\varepsilon_{3A}}{\varepsilon_2} = \frac{d\varepsilon_{3A}}{d\varepsilon_2} = \beta \quad (3.43)$$

Para monitorar o estado de tensão na ranhura (região B), em relação ao estado de tensão em deformação plana, o parâmetro “ u ” foi introduzido, o qual foi definido como:

$$u = \frac{(\sigma_{IB} / \sigma_{eB})}{(\sigma_{IB} / \sigma_{eB})_{ps}} \quad (3.44)$$

onde $(\sigma_{IB} / \sigma_{eB})_{ps}$ é a razão de tensão para o estado de deformação plana, $(\sigma_{IB} / \sigma_{eB})$ é a razão de tensão atual na ranhura. A determinação de $(\sigma_{IB} / \sigma_{eB})_{ps}$ é feita pela consideração da lei do escoamento associado, equação (3.40), assumindo $d\varepsilon_{2B} = 0$, da qual:

$$\left(\frac{\sigma_{2B}}{\sigma_{IB}} \right)_{ps} = \frac{R}{R+1} \quad (3.45)$$

E por substituição da equação (3.45), na equação (3.39) a razão $(\sigma_{IB} / \sigma_{eB})$ é expressa por:

$$\left(\frac{\sigma_{IB}}{\sigma_{eB}} \right)_{ps} = \frac{\sqrt{(2R+1)}}{\sqrt[4]{3(2R+1)}} \quad (3.46)$$

Considerando (3.46) e (3.44), o parâmetro u é finalmente definido como:

$$u = \frac{\sqrt[4]{3(2R+1)}}{\sqrt{2R+1}} \frac{\sigma_{IB}}{\sigma_{eB}} \quad (3.47)$$

Portanto, quando $u = 1$, foi atingido na ranhura o estado plano de deformação. O equilíbrio de forças na direção perpendiculares a ranhura, na figura 3.10, exige que:

$$\sigma_{IA} \cdot t_A = \sigma_{IB} \cdot t_B \quad (3.48)$$

substituindo (3.47) em (3.48) e diferenciando, onde $d\varepsilon_{3A} = dt_A / t_A$ e $d\varepsilon_{3B} = dt_B / t_B$, após algumas manipulações obtêm-se a seguinte equação diferencial:

$$\frac{du}{u} = \frac{d\sigma_{eA}}{\sigma_{eA}} - \frac{d\sigma_{eB}}{\sigma_{eB}} + d\varepsilon_{3A} - d\varepsilon_{3B} \quad (3.49)$$

Tomando ε_2 como variável independente do processo, cada termo da equação (3.49) pode ser expressado separadamente como uma função de u e ε_2 através de (3.39), (3.40), (3.41) e a equação de encruamento de Swift a qual é aplicada nas regiões A e B da figura 3.13. Usando a condição de volume constante na região A , essas equações podem ser rearranjadas para fornecer

a forma final da equação íntegro-diferencial obtida por Marciniak e Kuczyński (1967). Equação que acompanha a evolução da ranhura até a instabilidade.

$$\frac{du}{u} = \left\{ \frac{l}{A + B\varepsilon_2} + \left[Cu - \frac{l}{D + B \int \frac{d\varepsilon}{\sqrt{l+u^2}}} \frac{l}{\sqrt{l+u^2}} \right] + E \right\} d\varepsilon_2 \quad (3.50)$$

onde:

$$A = \frac{\varepsilon_0 \sqrt[4]{3(2R+1)}}{2n \sqrt{\frac{l}{2}(R+1)\beta^2 + \beta + l}}$$

$$B = \frac{l}{n}$$

$$C = \frac{\sqrt{2R+1}}{R+1}$$

$$D = \frac{\varepsilon_0}{n \sqrt{2/(R+1)} \sqrt[4]{(2R+1)/3}}$$

$$E = \beta + \frac{l}{R+1}$$

As constantes A , B , C , D e E na equação (3.50) são dependentes das propriedades do material R , n , ε_0 sob deformação, e da história do processo definido pelo parâmetro β . A solução numérica da equação (3.38) para $\varepsilon_2 = 0$, leva a determinação de uma função $u = u(\varepsilon_2)$.

Uma análise detalhada desse mecanismo de deformação foi apresentada por Sowerby e Duncan (1971), os quais com sucesso estenderam o trabalho inicial de Marciniak que era restrito a uma faixa limitada de tração biaxial, para incluir todas as faixas de razões de deformação positivas, desde deformação plana à tração biaxial balanceada. O método utilizado para a análise do processo foi explicado pelo uso do lugar de escoamento, onde foram necessárias as considerações de três casos individuais, cada um requerendo diferentes formulações (as quais são apresentadas no apêndice B).

Os efeitos das mudanças nas propriedades dos materiais sobre a máxima deformação, podem ser observados pela CLC teórica apresentada nas figuras 3.14 à 3.17.

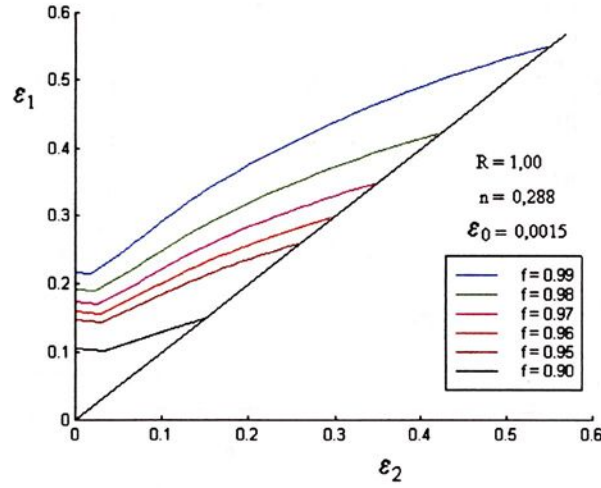


Figura 3.14 – Influência do parâmetro de heterogeneidade inicial, na predição das deformações limites, para a Teoria de Marciniak e Kuczyński.

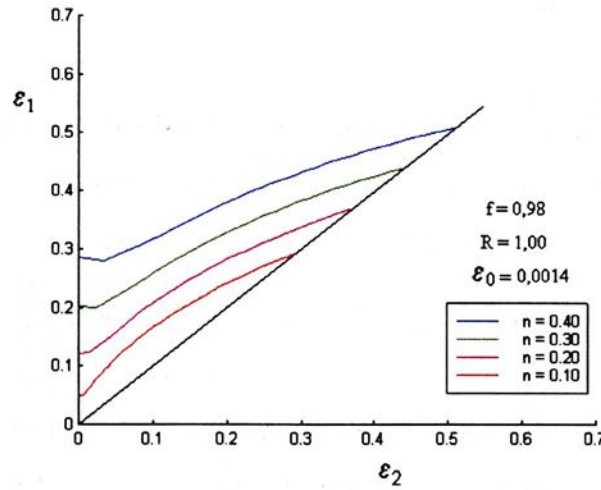


Figura 3.15 – Influência do índice de encruamento, na predição das deformações limites, para a Teoria de Marciniak e Kuczyński.

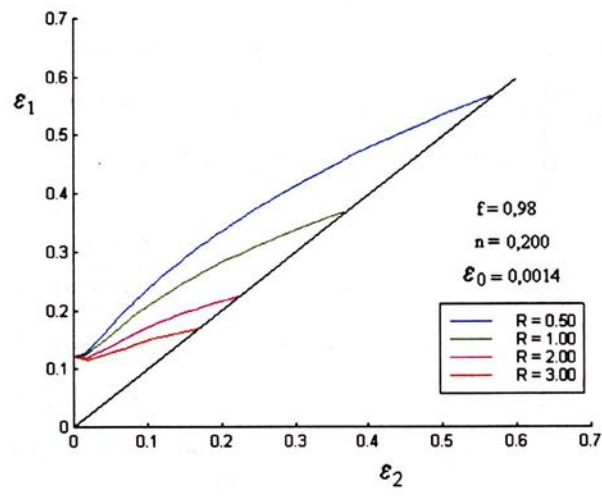


Figura 3.16 – Influência da anisotropia plástica normal, na predição das deformações limites, para a Teoria de Marciniak e Kuczyński.

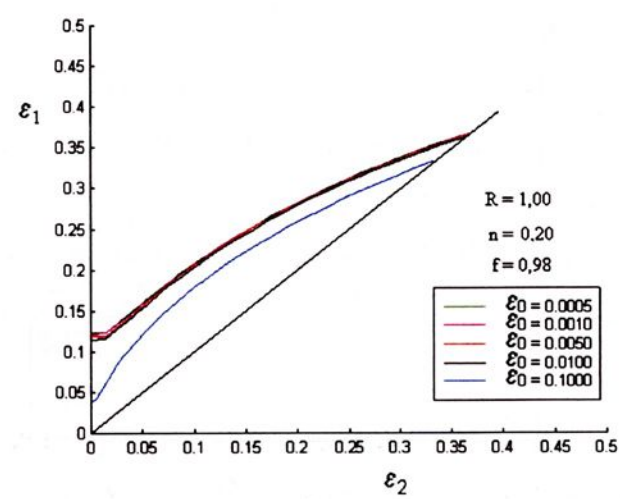


Figura 3.17 – Influência do encruamento inicial da chapa, na predição das deformações limites, para a Teorias de Marciniak e Kuczyński.

Embora a proposição de Marciniak (1967) forneça um modelo frutífero e poderoso, razão pela qual muitos estudos se derivaram, como por exemplo Azrin e Backofen (1970), Sowerby e Duncan (1971), Venter et al. (1971), Tadros e Mellor (1975), Parmar e Mellor (1978), Tadros e Mellor (1978), há discrepâncias ainda não completamente explicadas. Em geral, o modelo M-K superestima as deformações limites no estado de tração biaxial balanceada, mas subestima as deformações limites quando as condições se movem para deformação plana.

Outra dificuldade associada ao modelo M-K é a não homogeneidade de espessura “ f ” pouco realista, a qual é suposta nessa análise, quando comparada com aquelas encontradas experimentalmente, como por exemplo nos trabalhos de Azrin e Backofen (1970), no qual estiraram chapas pré-ranhuradas de vários materiais sobre um punção rígido (latão 70/30, aço inoxidável austenítico, zircaloy, aço acalmado em alumínio e cobre de diferentes graus de pureza) e examinaram o desenvolvimento da trajetória de deformação e fratura, na posição de fratura. Somente os resultados para aço acalmado mostraram boa concordância com as previsões de Marciniak e Kuczyński (1967). Todavia, mesmo com esse material, a posição de fratura não se moveu para o leito usinado até que uma profundidade mínima de 1,3% da espessura da chapa fosse atingida. Em outras palavras, as deformações limites não se apresentaram sensíveis ao tamanho da imperfeição antes desse nível, o que contraria o modelo M-K, onde as não homogeneidade são supostas serem variações na espessura da chapa, e seus cálculos indicam que as deformações limites cairiam substancialmente quando o tamanho das imperfeições crescessem de 0,1% para o nível de 1% da espessura da chapa. O trabalho de Venter et al. (1971), o qual também simularam o parâmetro de fraqueza hipotético “ f ” através de uma ranhura usinada artificialmente, mostrou boa correlação entre as deformações limites teóricas e experimentais somente para tamanhos de imperfeições maiores que 2% da espessura da chapa. Contudo, variações de espessura dentro da chapa dessa magnitude não são prováveis de ocorrer na prática, Tadros e Mellor (1975).

Em um trabalho mais recente, o índice de sensibilidade à taxa de deformação m , e a anisotropia planar foram considerados por Marciniak et al. (1973) a fim de melhor ajustar seu modelo original. A influência do índice de sensibilidade à taxa de deformação propiciou um nível de deformação limite mais baixo, próximo ao estado de tração biaxial balanceada. Os resultados para aço recozido apresentaram razoável concordância com a teoria, exceto para pontos próximos ao estado de tração biaxial balanceada, onde a deformação limite prevista ainda precisa ser diminuída. Para alumínio a concordância se mostrou pequena.



Tadros e Mellor (1978), propuseram uma modificação na hipótese inicial de Marciniack e Kuczyński (1967). Postularam que a ranhura incipiente poderia aparecer durante o escoamento plástico, mas que não continuaria aumentando até que se atingisse a estricção difusa. Propuseram então, que a teoria de Marciniack e Kuczyński fosse aplicada ao material, a partir do instante em que a estricção difusa ocorresse. Contudo, afirmaram que a dificuldade de avaliação do parâmetro “ f ” ainda permanecia, e que os resultados dessa modificação só se aplicariam aos aços de estampagem profunda, pois nesse caso, a teoria da anisotropia plástica seria aplicável com confiança.

Parmar e Mellor (1978), utilizando-se de um novo critério de escoamento para materiais anisotrópicos, formulado por Hill (1979), levantaram as deformações limites utilizando o modelo de Marciniack e Kuczyński. Concluíram que a análise seria praticamente útil para descrever o comportamento plástico de materiais com valores de R menores que a unidade, mostrando que as grandes deformações limites previstas anteriormente para alumínio de dureza moderada, encontradas por Marciniack et al. (1973), não mais ocorriam.

3.3. Teoria de Stören e Rice

Hill (1967), foi o primeiro a estabelecer uma teoria para a predição dos limites de deformação baseada na teoria da bifurcação. Estudou a assim chamada “descontinuidade estacionária”, derivou condições para a localização (bifurcação) da deformação numa banda de cisalhamento considerando o fenômeno como uma instabilidade na descrição constitutiva da deformação homogênea.

Hutchinson (1970), demonstrou que uma superfície de escoamento policristalina poderia desenvolver um canto (corner) logo após uma pequena quantidade de deformação plástica. Entretanto, Hutchinson também ressaltou que a evidência experimental da existência de cantos e o módulo efetivo associado não era conclusiva e até certo ponto contraditória.

Miles (1971), investigou a estricção em corpos de prova submetidos à tração uniaxial usando esta teoria, e ressaltou algumas dificuldades em se trabalhar com materiais rígidos. Sewell (1974), reinterpretou alguns conceitos sobre teorias que propunham a localização (bifurcação) da deformação em uma banda de cisalhamento onde se caracterizava alguma forma

de instabilidade (desenvolvimento de um vértice). Mais tarde Hill (1975), derivou condições mais gerais para a localização (bifurcação) da deformação em bandas de cisalhamento sob tal fenômeno.

Rudnicki e Rice (1975) estudaram a localização da deformação numa banda plana em materiais dilatantes sensíveis á pressão. O enfoque envolveu a não-normalidade dos incrementos de deformação plástica para a superfície de escoamento, na qual se assumiu que o vértice se desenvolve.

Stören e Rice (1975), servindo-se desses conceitos, formularam um modelo simplificado, com aproximações completamente diferentes das convencionais, na tentativa de explicar a estricção localizada presente no estiramento biaxial de chapas metálicas. Propuseram que um vértice localizado sobre a superfície de escoamento poderia gerar uma bifurcação no estado de deformação plástica homogênea, mesmo quando as deformações da pré-bifurcação não contivessem direções de alongamento nulo no plano da chapa. Essa bifurcação corresponderia ao início da estricção localizada e o vértice seria associado à natureza cristalográfica discreta do deslizamento e se desenvolveria durante a expansão da superfície de escoamento, sem a necessidade da pré-existência de não homogeneidades macroscópicas no plano da chapa. Observaram que embora os resultados dessa teoria quando comparados aqueles obtidos por Azrin e Backofen (1970), Ghosh e Hecker (1974) e mesmo Hill (1952), fossem razoáveis, havia a necessidade de um mais claro entendimento, bem como uma descrição mais detalhada do mecanismo de encruamento dos materiais no uso da hipótese do vértice. Sugeriram assim, maior pesquisa sobre esse assunto e reforçaram a idéia que o início da estricção localizada seria controlada por cisalhamento.

Uma apresentação detalhada da teoria da bifurcação aplicada às chapas metálicas, e localização das bandas de cisalhamento, é dada por Dodd e Caddell (1984). Entretanto na investigação experimental do comportamento do material, usualmente não há evidência clara de que o vértice se desenvolva na superfície de escoamento.



3.4. Teoria de Bressan e Williams

Bressan e Williams (1983), investigaram a instabilidade em chapas metálicas, caracterizando a estricção localizada através de um critério de cisalhamento, deformando-as sob tração biaxial. Tal hipótese foi objeto comum em muitas aproximações anteriores para a determinação das deformações limites, como sugerido por Hill (1952), Stören e Rice (1975) e Ghosh (1976). Esses pesquisadores propuseram que a estricção localizada deveria se iniciar na direção de cisalhamento puro com a tensão de cisalhamento alcançando um certo valor crítico. Tal tensão de cisalhamento seria uma propriedade do material e ocorreria, nas condições de mínimo incremento de alongamento no plano da chapa e alongamento nulo no plano da espessura (figura 3.18).

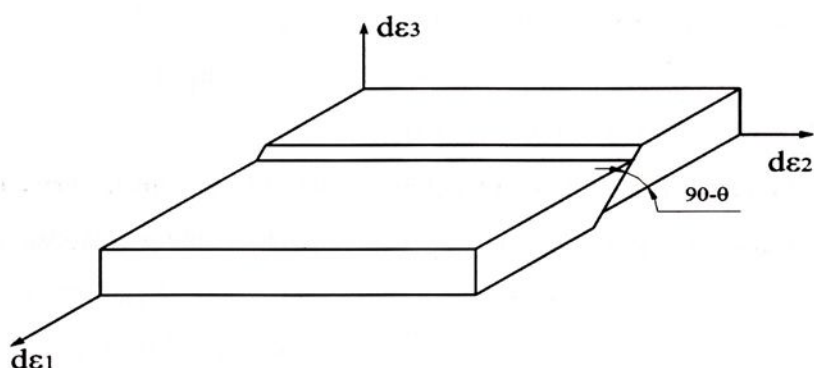


Figura 3.18 – Elemento da chapa ilustrando a direção de cisalhamento puro na estricção localizada.

De um modo geral essa teoria se mostrou consistente, pois concordou razoavelmente com a tendência dos resultados experimentais para uma ampla faixa de materiais. No caso de materiais isotrópicos, com índice de encruamento na faixa de 0.2 a 0.6, as deformações limites previstas por essa teoria mostraram-se quase idênticas com aquelas previstas pela teoria de Stören e Rice. Quando comparada com a teoria de Marciniak e Kuczyński, para materiais com baixo índice de encruamento, menor ou igual a 0.25, apresentou melhores resultados próximos ao estado de tração biaxial balanceada, mas de modo contrário, próximo ao estado de deformação plana superestimou as deformações limites. A teoria de Bressan e Williams exibe uma boa correlação das deformações limites com dados experimentais para materiais com alto índice de encruamento, maior ou igual a 0.4.

Apesar da teoria apresentar-se simples nos cálculos envolvidos, requerendo somente o conhecimento do índice de encruamento “ n ”, coeficiente de anisotropia normal “ R ” e o encruamento inicial da chapa “ ε_0 ”, a mesma mostrou-se muito sensível ao parâmetro “ ε_b ” (deformação principal no plano da chapa no início da estrição localizada, definida no ensaio de tração biaxial balanceada). Bressan e Williams (1983), atribuíram à fraca resistência do material tal sensibilidade e, relacionaram não homogeneidades ou defeitos internos existentes no material ao valor da tensão de cisalhamento crítica. Como consequência, analisaram a redução das deformações limites com a ajuda dessas imperfeições caracterizadas pelo parâmetro “ ε_b ”. A tendência desses resultados, em geral, apresenta boa confirmação experimental.

Além da tensão de cisalhamento localizada na espessura da chapa e as condições de tensão plana empregadas, o material foi considerado exibir anisotropia plástica normal, com simetria ortogonal, e obedece o critério de escoamento proposto por Hill (1979) e investigado experimentalmente por Parmar e Mellor (1978):

$$2(R+1)Y^M = (1+2R)|\sigma_1 - \sigma_2|^M + |\sigma_1 + \sigma_2|^M \quad (3.51)$$

onde Y é a tensão de escoamento em tração uniaxial, σ_1 e σ_2 são as tensões principais no plano, e o parâmetro M , introduzido particularmente para acomodar materiais com comportamento anisotrópico onde R é menor que a unidade.

Assumindo que a função de escoamento e o potencial plástico são idênticos, a lei de escoamento plástico associado é:

$$\frac{d\varepsilon_1}{(1+2R)\frac{|\sigma_1 - \sigma_2|^M}{(\sigma_1 - \sigma_2)} + \frac{|\sigma_1 + \sigma_2|^M}{(\sigma_1 + \sigma_2)}} = \frac{d\varepsilon_2}{-(1+2R)\frac{|\sigma_1 - \sigma_2|^M}{(\sigma_1 - \sigma_2)} + \frac{|\sigma_1 + \sigma_2|^M}{(\sigma_1 + \sigma_2)}} = \frac{d\varepsilon_3}{2\frac{|\sigma_1 + \sigma_2|^M}{(\sigma_1 + \sigma_2)}} = \frac{d\bar{\varepsilon}}{2(1+R)\bar{\sigma}^{M-1}} \quad (3.52)$$

onde $d\bar{\varepsilon}$, o incremento de deformação generalizado, é definido usando trabalho plástico equivalente:

$$d\bar{\varepsilon} = \frac{[2(1+R)]^{1/M}}{2} \left(\frac{1}{(1+2R)^{1/(M-1)}} |d\varepsilon_1 - d\varepsilon_2|^{M/(M-1)} + |d\varepsilon_1 + d\varepsilon_2|^{M/(M-1)} \right)^{(M-1)/M} \quad (3.53)$$

Em adição, o material assume a equação constitutiva de encruamento:

$$\bar{\sigma} = K(\varepsilon_0 + \bar{\varepsilon})^n \quad (3.54)$$



As condições para o início da instabilidade local por cisalhamento, na teoria em análise, foram derivadas da combinação do círculo de Mohr das tensões e das deformações na direção de cisalhamento puro (figura 3.19).

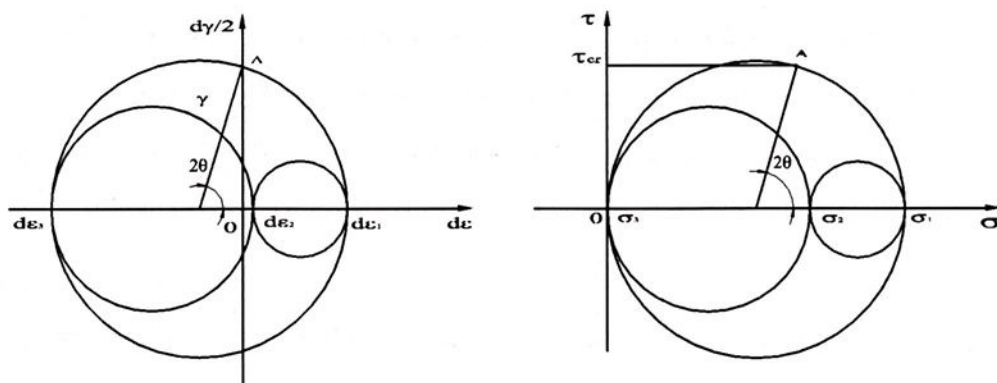


Figura 3.19 – Círculo de Mohr das deformações e tensões no início da estricção localizada.

Da figura 3.19, as condições assumidas acima são satisfeitas pelo ponto A no qual a direção de falha no plano incipiente, isto é, no plano sob cisalhamento puro, é caracterizada pelo ângulo θ , dado por:

$$\cos 2\theta = \frac{\frac{d\varepsilon_1 + d\varepsilon_3}{2}}{\frac{d\varepsilon_1 - d\varepsilon_3}{2}} \quad (3.55)$$

Assumindo constância de volume, e definindo a razão de deformação por $\alpha = d\varepsilon_1/d\varepsilon_2$, têm-se:

$$\cos 2\theta = \frac{1}{2\alpha + 1} \quad (3.56)$$

O estado de tensão correspondente é também obtido da figura 3.19, em conjunto com o critério de cisalhamento:

$$\sin 2\theta = \frac{\tau_{cr}}{\sigma_1/2} = \frac{2\tau_{cr}}{\sigma_1} \quad (3.57)$$

Pela combinação das equações (3.56) e (3.57) a condição para o início da instabilidade local por cisalhamento pode ser descrita por:

$$\tau_{cr} = \left| \frac{\sqrt{(\alpha^2 + \alpha)}}{2\alpha + 1} \right| \sigma_1 \quad (3.58)$$

onde τ_{cr} é a tensão de cisalhamento crítica do material, a qual pode ser obtida de um teste de tração uniaxial ou do teste de tração biaxial balanceada. Os autores apontaram a dificuldade de se obter o valor da deformação principal no plano da chapa, no início da estricção localizada, para o caso de tração uniaxial, ε_u , devido ao gradiente de deformação existente dentro da região de estricção difusa. Entretanto, τ_{cr} pode ser determinado mais precisamente através do teste de tração biaxial balanceada, uma vez que as deformações próximas a instabilidade local permanecem praticamente constantes após seu início.

Assim para o teste de tração biaxial balanceada, combinando (3.51) para $\sigma_1 = \sigma_2$ e (3.53) para $d\varepsilon_1 = d\varepsilon_2$, com (3.58) para $\alpha = 1$, juntamente com (3.54), a tensão de cisalhamento crítica é definida como:

$$\tau_{cr} = \frac{\sqrt{2}}{6} [2(1+R)]^{\frac{1}{M}} K \left(\varepsilon_0 + [2(1+R)]^{\frac{1}{M}} \varepsilon_b \right)^n \quad (3.59)$$

onde ε_b é a deformação no plano da chapa no início da instabilidade cisalhante. Por substituição de (3.13) em (3.51) e juntamente com (3.58) e (3.59) no início da instabilidade, a seguinte equação é obtida:

$$\sigma_a = A^{1/M} \cdot \frac{(2\alpha + 1)}{\sqrt{(\alpha^2 + \alpha)}} \cdot \frac{\sqrt{2}}{6} \cdot K (\varepsilon_0 + B \cdot \varepsilon_b)^n \quad (3.60)$$

onde, para $\sigma_1 > \sigma_2$,

$$A = (1 + 2R)(1 - x)^M + (1 + x)^M, \quad \text{e} \quad B = [2(1 + R)]^{1/M}$$

Pela combinação das equações (3.54) e (3.60), a seguinte expressão é então derivada:

$$\varepsilon_a = A^{1/(nM)} \left\{ \frac{(2\alpha + 1)}{\sqrt{(\alpha^2 + \alpha)}} \cdot \frac{\sqrt{2}}{6} \right\}^{1/n} \cdot (\varepsilon_0 + B \cdot \varepsilon_b) - \varepsilon_0 \quad (3.61)$$

Finalmente, por comparação das equações (3.53) e (3.61) para uma razão de deformação constante α e $d\varepsilon_1 > d\varepsilon_2$, as deformações limites ε_1 e ε_2 são dadas por:

$$\varepsilon_1 = \frac{2 \cdot A^{1/(n \cdot M)} \cdot C^{1/n} \cdot (\varepsilon_0 + B \varepsilon_b) \alpha - 2 \varepsilon_0 \alpha}{B D^{(M-1)/M}} \quad (3.62)$$

e

$$\varepsilon_2 = \frac{\varepsilon_1}{\alpha} \quad (3.63)$$

onde,

$$C = \frac{\sqrt{2}}{6} \frac{(2\alpha + 1)}{\sqrt{(\alpha^2 + \alpha)}} \quad \text{e} \quad D = \left\{ \left[\frac{1}{(1 + 2R)} \right]^{1/(M-1)} (\alpha - 1)^{M/(M-1)} + (\alpha - 1)^{M/(M-1)} \right\}$$

As constantes A , B , C e D nas equações (3.62) e (3.63) dependem das propriedades do material sob deformação R , n , M , ε_0 e sobre a história do processo definida pelo parâmetro α e x .

Uma análise mais detalhada da influência dessas propriedades plásticas do material da chapa sobre a predição das deformações limites previstas pela equação (3.62) e (3.63) são ilustradas nas figuras 3.20 à 3.24.

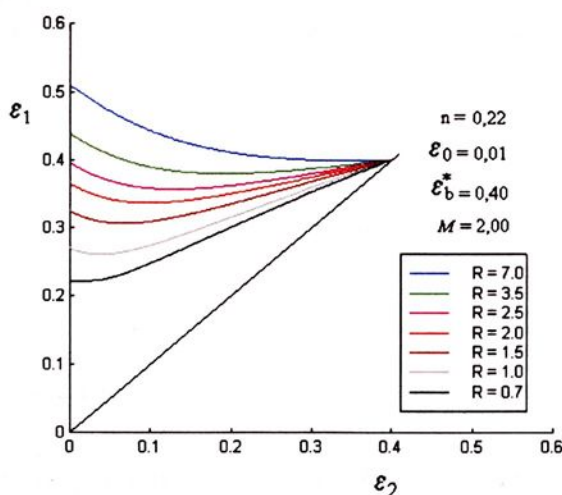


Figura 3.20 – Influência do coeficiente de anisotropia normal R , na predição das deformações limites, para a Teoria de Bressan e Williams.

É importante ressaltar que a teoria desenvolvida por Bressan e Williams, embora na sua apresentação inicial indique que a anisotropia aumente a capacidade de deformação da chapa metálica, mostra-se dependente do parâmetro M introduzido por Hill (1979). Se $M = 2$ o velho

critério de escoamento de Hill é recuperado e verifica-se que para a região de estiramento, a anisotropia realmente aumenta a capacidade de deformação da chapa (ver figura 3.20). Contrariamente, para $M \leq 2$ e $R \leq 1$, verifica-se que o indicado por Bressan e Williams (1983), a capacidade de deformação da chapa metálica aumenta com o aumento do coeficiente de anisotropia plástica normal R , para a região de estiramento, não é verdadeiro, como mostrado na figura 3.21.

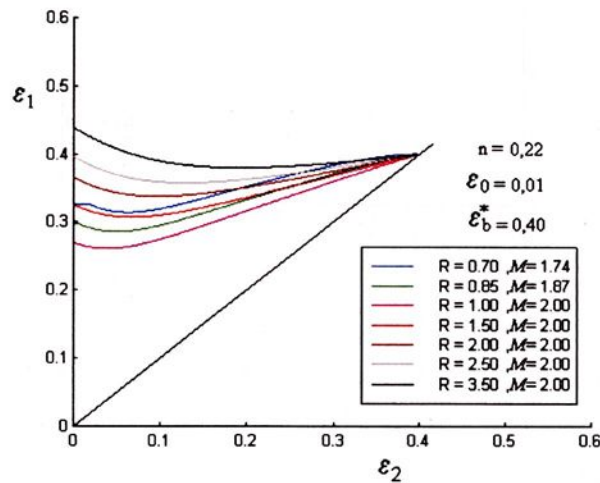


Figura 3.21 – Influência da relação entre o coeficiente de anisotropia normal R e o parâmetro M , na predição das deformações limites, para a Teoria de Bressan e Williams.

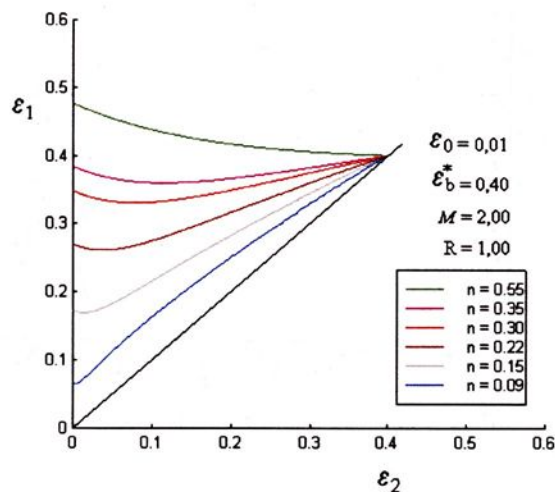


Figura 3.22 – Influência do índice de encruamento n , na predição das deformações limites, para a Teoria de Bressan e Williams.

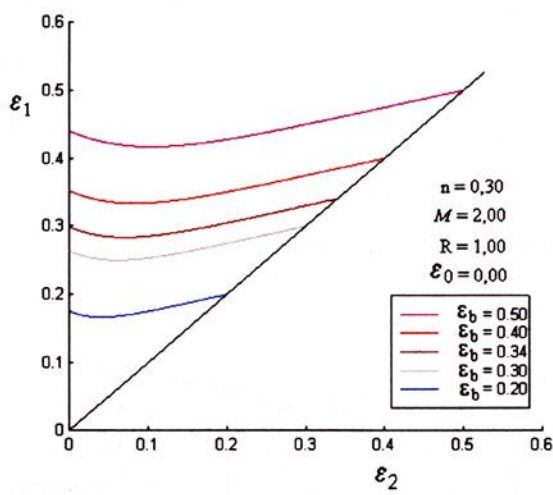


Figura 3.23 – Influência da tensão de cisalhamento crítica τ_{cr} , na predição das deformações limites, para a Teoria de Bressan e Williams. As curvas são apresentadas pela variação do parâmetro ϵ_b , o qual é relacionado com τ_{cr} , através da equação (3.59).

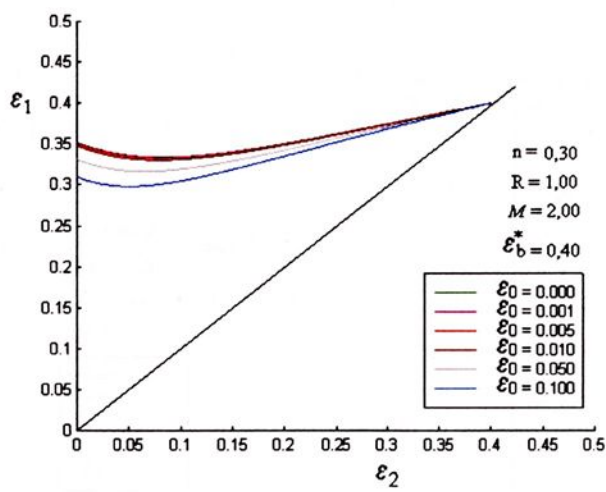


Figura 3.24 – Influência do encruamento inicial da chapa ϵ_0 , na predição das deformações limites, para a Teoria de Bressan e Williams.

3.5. Teoria de Menezes e Al-Qureshi

Menezes (1987), estudou as zonas de instabilidade clássicas baseadas na análise teórica de Backofen (1973) sobre as diferentes possibilidades de amolecimento dos materiais de chapas metálicas (instabilidade) considerando a tensão efetiva como uma função:

$$\sigma = \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T, \gamma, \dots) \quad (3.64)$$

onde ε é a deformação, $\dot{\varepsilon}$ é a taxa de deformação, T é a temperatura e γ é a energia superficial.

Sendo a taxa global de amolecimento dos materiais, dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \frac{\partial\sigma}{\partial\varepsilon} + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\dot{\varepsilon}}\right)\left(\frac{\partial\dot{\varepsilon}}{\partial\varepsilon}\right) + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial T}\right)\left(\frac{\partial T}{\partial\varepsilon}\right) + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\gamma}\right)\left(\frac{\partial\gamma}{\partial\varepsilon}\right) + \dots \quad (3.65)$$

onde qualquer um dos termos do lado direito da equação (3.65), caso fosse suficientemente negativo, poderia representar uma fonte de instabilidade. Contudo, observa-se geralmente na maioria dos metais que o termo $\partial\sigma/\partial\varepsilon$, sozinho, no lado direito da equação (3.65), define o ponto de instabilidade. Assim, normalmente o amolecimento geométrico e a condição para o início da instabilidade é dado pela equação (3.6).

Através da extensão da formulação citada anteriormente, esse autor derivou as condições para o início de ambas estricções difusa e localizada, fundamentado nas seguintes hipóteses: tensão plana, material obedecendo, durante o escoamento, as equações de Levy-Mises modificadas por Hill para materiais anisotrópicos, isotropia planar, material homogêneo, constância de volume, estricção difusa caracterizada pela condição de Swift, e estricção localizada aparecendo normal a direção 1.

No cálculo teórico, a seguinte abordagem foi utilizada:

Inicialmente é suposto que:

$$\sigma = \sigma(\sigma_1, \sigma_2) \quad (3.66a)$$

$$\sigma_1 = \sigma_1(\varepsilon) \quad \text{e} \quad \sigma_2 = \sigma_2(\varepsilon) \quad (3.66b)$$

Logo, como uma extensão das observações de Backofen (1973), a taxa de amolecimento do material pode ser descrita como:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\sigma_1} \right) \left(\frac{\partial\sigma_1}{\partial\varepsilon} \right) + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\sigma_2} \right) \left(\frac{\partial\sigma_2}{\partial\varepsilon} \right) \quad (3.67)$$

Analisando um elemento de chapa no ponto de instabilidade, para o caso geral de estado plano de tensão, têm-se os seguintes casos:

I- Estricção Difusa

Supondo-se que a instabilidade apareça simultaneamente na direção 1 e 2, da equação (3.11), para o elemento da chapa, sabe-se que:

$$\frac{d\sigma_1}{\sigma_1} = d\varepsilon_1 \quad (3.68a)$$

$$\frac{d\sigma_2}{\sigma_2} = d\varepsilon_2 \quad (3.68b)$$

De (3.15), têm-se:

$$d\varepsilon_1 = \frac{|(R+1) - RX|}{(R+1)} \frac{\sigma_1}{\sigma} d\varepsilon \quad (3.69a)$$

$$d\varepsilon_2 = \frac{|(R+1)X - R|}{(R+1)} \frac{\sigma_1}{\sigma} d\varepsilon \quad (3.69b)$$

substituindo (3.69) em (3.68), considerando (3.13) e rearranjando, obtêm-se na forma de derivada parcial:

$$\frac{\partial\sigma_1}{\partial\varepsilon} = \frac{\sigma_1^2}{(R+1)\sigma} |R(1-X) + 1| \quad (3.70a)$$

$$\frac{\partial\sigma_2}{\partial\varepsilon} = \frac{\sigma_1^2}{(R+1)\sigma} |R(X-1) + X| \quad (3.70b)$$

Derivando-se parcialmente a equação (3.14), obtêm-se:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \sigma_1} = \frac{|R(1-X)+1|}{\sqrt{(R+1)} |(R+1)-2RX+(R+1)X^2|^{\frac{1}{2}}} \quad (3.71a)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \sigma_2} = \frac{|R(X-1)+X|}{\sqrt{(R+1)} |(R+1)-2RX+(R+1)X^2|^{\frac{1}{2}}} \quad (3.71b)$$

Substituindo (3.70), (3.14) e (3.71) em (3.67), após algumas manipulações matemáticas, têm-se que:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \frac{(1+X) |(R+1)^2(1-X+X^2)-(2R+R^2)X|}{\sqrt{(R+1)} |(R+1)-2RX+(R+1)X^2|^{\frac{3}{2}}} \sigma \quad (3.72)$$

igualando-se (3.72) e (3.6), têm-se finalmente:

$$Z_{da} = \frac{\sqrt{(R+1)} |(R+1)-2RX+(R+1)X^2|^{\frac{3}{2}}}{(1+X) |(R+1)^2(1-X+X^2)-(2R+R^2)X|} \quad (3.73)$$

onde Z_{da} é a subtangente que define o ponto da instabilidade estrição difusa, para uma chapa anisotrópica com isotropia planar.

Combinando as equações (3.14), (3.33), (3.73) e (3.9), pode-se definir ε_1 , ε_2 e ε_3 para as condições de instabilidades estrição difusa derivadas anteriormente de acordo com Menezes (1987), onde obtêm-se:

$$\varepsilon_1 = \frac{[(R+1)-RX][(R+1)-2RX+(R+1)X^2]}{(1+X)[(R+1)^2(1-X+X^2)-(2R+R^2)X]} n - \psi_{1a} \quad (3.74a)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{[(R+1)X-R][(R+1)-2RX+(R+1)X^2]}{(1+X)[(R+1)^2(1-X+X^2)-(2R+R^2)X]} n - \psi_{2a} \quad (3.74b)$$

$$\varepsilon_3 = -(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \quad (3.74c)$$

onde:

$$\psi_{1a} = \frac{[(R+1) - Rx]}{\sqrt{(R+1)[(R+1) - 2RX + (R+1)X^2]}^{\frac{1}{2}}} \varepsilon_0 \quad (3.75a)$$

$$\psi_{2a} = \frac{[(R+1)X - R]}{\sqrt{(R+1)[(R+1) - 2RX + (R+1)X^2]}^{\frac{1}{2}}} \varepsilon_0 \quad (3.75b)$$

II- Estricção Localizada

Conforme a figura 3.25, a direção 1 é perpendicular a estricção localizada, e a direção 2 é paralela a mesma. Em geral, 1 é a direção de maior deformação, portanto $d\varepsilon_1 > d\varepsilon_2$. Supõe-se que a estricção localizada surge primeiro na direção 1 e que seja normal a essa direção, logo $dF_1 = 0$.

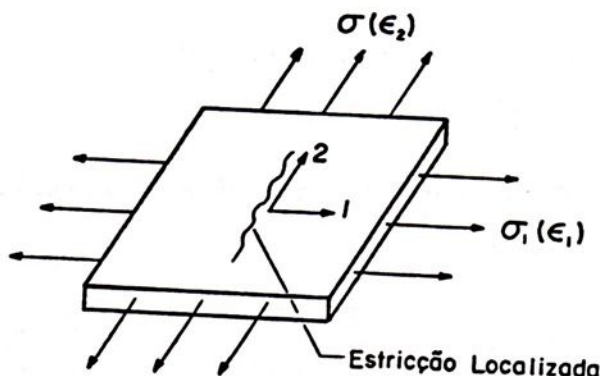


Figura 3.25 – Elemento da chapa com estricção localizada, no estado plano de tensão, Menezes (1987).

Assim, considerando-se o elemento da figura 3.25, e que a força seja dada como:

$$F_1 = t.b.\sigma_1 \quad (3.76)$$

análogo à (3.25) e (3.26), na instabilidade estricção localizada sabe-se que:

$$\frac{d\sigma_1}{\sigma_1} = -d\varepsilon_3 \quad (3.77)$$

De (3.15), têm-se:

$$d\varepsilon_3 = -\frac{(1+X)}{(R+1)} \frac{\sigma_1}{\sigma} d\varepsilon \quad (3.78)$$

Substituindo (3.78) em (3.77), e rearranjando, obtêm-se na forma de derivada parcial

$$\frac{\partial \sigma_1}{\partial \varepsilon} = \frac{\sigma_1^2}{(R+1)\sigma} (1+X) \quad (3.79)$$

No ponto de instabilidade, $d\varepsilon_2 / d\varepsilon = 0$, onde implica que $\partial \sigma_2 / d\varepsilon = 0$.

Assim, substituindo (3.79), (3.14), (3.71) e assumindo a condição de instabilidade acima em (3.67), após algumas manipulações matemáticas, têm-se que:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \frac{(1+X) |R(1-X)+1|}{\sqrt{(R+1)} |(R+1)-2RX+(R+1)X^2|^{\frac{3}{2}}} \sigma \quad (3.80)$$

igualando-se (3.80) e (3.6), têm-se finalmente:

$$Z_{la} = \frac{\sqrt{(R+1)} |(R+1)-2RX+(R+1)X^2|^{\frac{3}{2}}}{(1+X) |R(1-X)+1|} \quad (3.81)$$

onde Z_{la} é a subtangente que define o ponto de instabilidade estrição localizada, para uma chapa anisotrópica, com isotropia planar.

Combinando as equações (3.14), (3.33), (3.81) e (3.9), pode-se definir ε_1 , ε_2 e ε_3 para as condições de instabilidades estrição localizada derivadas anteriormente de acordo com Menezes (1987), onde obtêm-se:

$$\varepsilon_1 = \frac{[(R+1)-2RX+(R+1)X^2][(R+1)-RX]}{(1+X)[R(1-X)+1]} n - \psi_{1a} \quad (3.82a)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{[(R+1)-2RX+(R+1)X^2][(R+1)X-R]}{(1+X)[R(1-X)+1]} n - \psi_{2a} \quad (3.82b)$$

$$\varepsilon_3 = -(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \quad (3.82c)$$

onde ψ_{1a} e ψ_{2a} são dados pelas equações (3.75a) e (3.75b).

Uma análise mais detalhada da influência dessas propriedades plásticas do material da chapa sobre a predição das deformações limites previstas pela equação (3.74) e (3.82) são ilustradas nas figuras 3.26 à 3.28.

O efeito do índice de encruamento n , é mostrado na figura 3.26. É observado que o aumento do índice de encruamento n , aumenta a capacidade de deformação (estricção difusa e localizada) das chapas metálicas em ambas regiões da CLC. Diferentemente, o efeito do encruamento inicial da chapa ε_0 , é mostrado na figura 3.27, onde pode ser verificado que o aumento do encruamento inicial da chapa ε_0 reduz a capacidade de deformação (estricção difusa e localizada) das chapas metálicas em ambas regiões da CLC.

Por outro lado, o efeito da anisotropia, sobre as duas formas de instabilidades clássicas, estricção difusa e localizada, não é tão simples de ser avaliada, e mostra-se influenciado pelo valor do encruamento inicial da chapa, fato que é demonstrado na figura 3.28. Nesta figura, verifica-se a concordância com o que foi apresentado na figura 2.2 acerca da teoria de Menezes e Al-Qureshi, analisada no item 2.2, onde observou-se que o aumento da anisotropia levaria a uma diminuição da região onde as deformações heterogêneas são previstas antes das deformações homogêneas.

Essa observação demonstrada por Menezes (1987), através da figura 2.2, a qual indica a influência do coeficiente de anisotropia plástica normal R , sobre as subtangentes clássicas, agora apresentadas na figura 3.28, através das deformações limites, mostra que o efeito da anisotropia estaria ligado ao encruamento desenvolvido pela chapa, fato que pode ser verificado a partir do valor do encruamento inicial da chapa. Quando $\varepsilon_0 = 0$, como no gráfico (a), tal efeito não é claramente demonstrado em termos de deformações limites para a região de estiramento da CLC, onde a estricção localizada ocorre antes da estricção difusa. Contudo, quando $\varepsilon_0 \neq 0$, como nos gráficos (b), (c), (d), (e) e (f), o efeito da anisotropia torna-se mais significativo no sentido de diminuir a região, e daí a inconsistência observada na região de estiramento, onde as deformações heterogêneas são previstas ocorrerem depois das deformações homogêneas.

Além disso, a figura 3.28, igualmente mostra que o aumento do coeficiente de anisotropia plástica normal R , aumenta a capacidade de deformação (estricção difusa e localizada) das chapas metálicas, sobretudo para a região de estiramento da CLC.



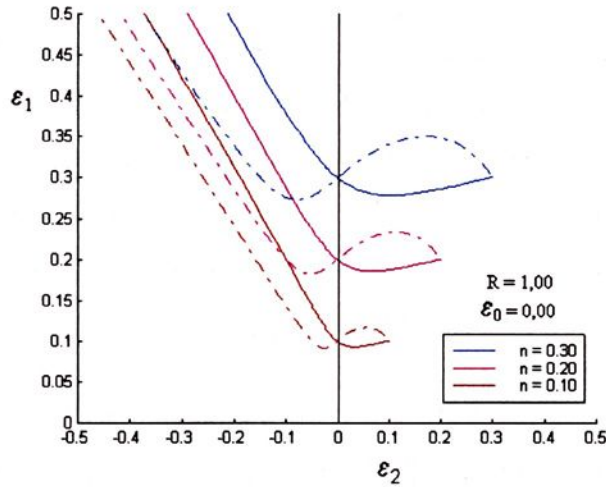


Figura 3.26 – Influência do índice de encruamento n , na predição das deformações limites, para a Teoria de Menezes e Al-Qureshi. Linhas tracejadas - equação (3.74) e linhas contínuas - equação (3.82).

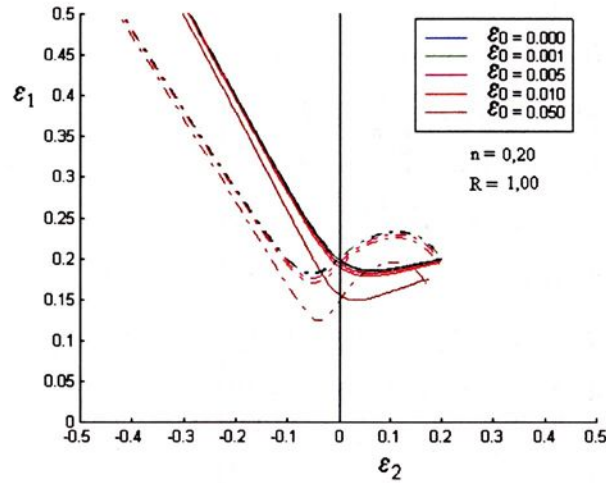


Figura 3.27 – Influência do encruamento inicial da chapa ϵ_0 , na predição das deformações limites, para a Teoria de Menezes e Al-Qureshi. Linhas tracejadas - equação (3.74) e linhas contínuas - equação (3.82).

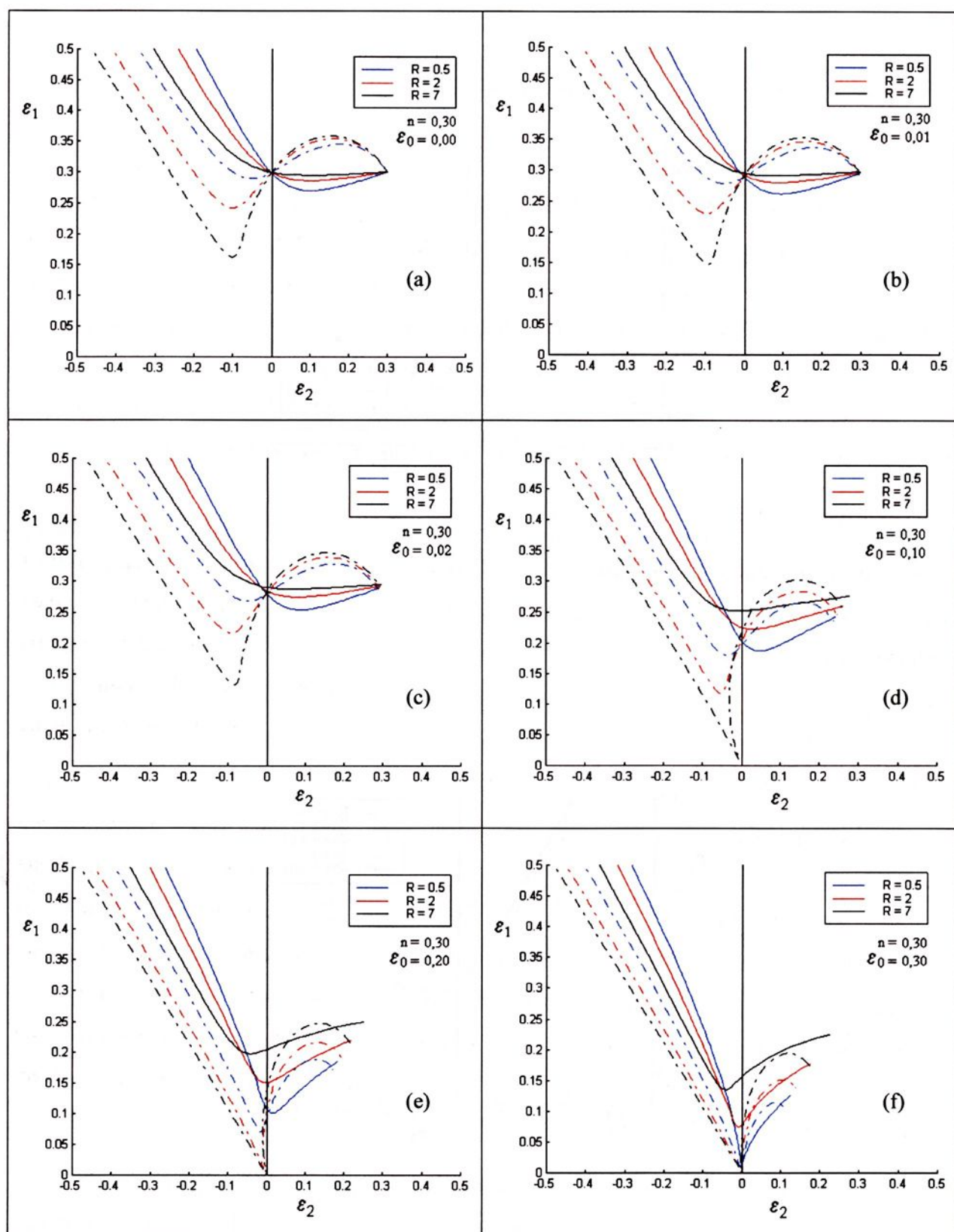


Figura 3.28 – Influência do índice de encruamento, e influência da anisotropia, na predição das deformações limites, para a Teoria de Menezes e Al-Qureshi. Linhas tracejadas - equação (3.74) e linhas contínuas - equação (3.82).

3.6. Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção

Recentemente, uma nova teoria foi idealizada por Menezes (1995a), a Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção, TPAE, a qual leva em consideração o comportamento anisotrópico dos materiais das chapas e pode explicar o mecanismo de falha da chapa metálica sobretudo para a região de estampagem. A hipótese básica da TPAE é que existe um ângulo de estricção 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 estricção localizada, sem a necessidade de impor-se a condição clássica da direção de alongamento zero sobre o plano da chapa.

A análise teórica da TPAE 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. Portanto, existiriam vários sistemas de deslizamentos preferenciais, os quais poderiam ser ativados em função do estado de tensão presente sobre a chapa. 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 estricção particular, que 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 estricção localizada. O plano π , na figura 3.29, é um plano macroscópico na zona de estricção 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.

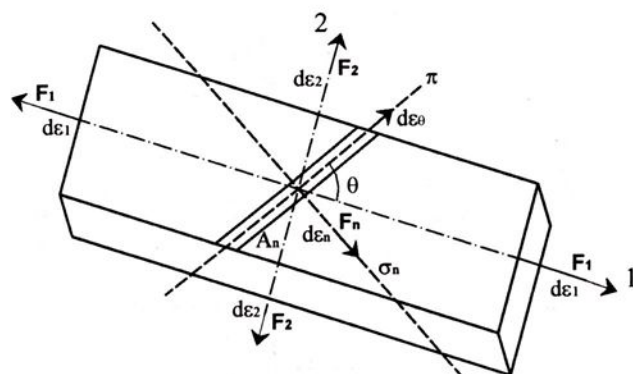


Figura 3.29 - Estrição localizada para um certo ângulo θ de uma chapa metálica, Menezes (1995a).

- 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 (1948), para materiais anisotrópicos, equação (3.12), a qual foi definida anteriormente.

- Supondo que o material obedeça a lei de escoamento associado de Levy-Mises modificada por Hill (1948), para materiais anisotrópicos, equação (3.15), e usando o princípio de equivalência do trabalho plástico, o incremento de deformação generalizada, $d\varepsilon_a$, também obtido por Menezes (1995a), é dado por:

$$d\varepsilon_a = \sqrt{\frac{(R+1)}{(2R+1)}} (d\varepsilon_1^2 + d\varepsilon_2^2 + R d\varepsilon_3^2) \quad (3.83)$$

Além disso, o material é suposto seguir a equação de Swift, expressa pela equação (3.7).

As condições para o início da estrição localizada são derivadas da análise do círculo de Mohr de deformações, como mostrado na figura 3.30, as quais correspondem ao estado vigente de deformação apresentado na figura 3.29. 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.

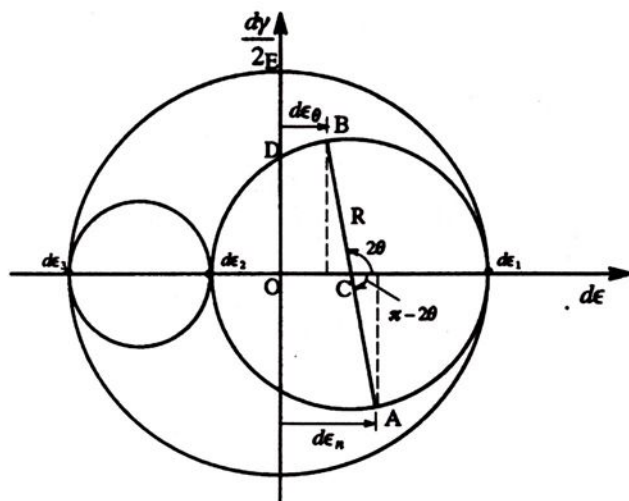


Figura 3.30 - Círculo de Mohr para um estado de deformação incremental, Menezes (1995a).

Dessa forma, da figura 3.30, a direção n controla o processo e geometricamente $d\epsilon_n$, pode ser obtido como,

$$d\epsilon_n = \overline{OC} + R \cos(\pi - 2\theta) \quad (3.84)$$

A equação (3.84), em termos de deformações principais no plano da chapa torna-se,

$$d\epsilon_n = \frac{d\epsilon_1 + d\epsilon_2}{2} + \frac{d\epsilon_1 - d\epsilon_2}{2} \cos(\pi - 2\theta) \quad (3.85)$$

Introduzindo a razão de deformação $\rho = d\epsilon_2/d\epsilon_1$ na equação (3.85), obtêm-se,

$$d\epsilon_n = \frac{1}{2}(1 - \rho) \left[\frac{(1 + \rho)}{(1 - \rho)} + \cos(\pi - 2\theta) \right] d\epsilon_1 \quad (3.86)$$

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,

$$\sigma_n = \frac{F_n}{A_n} \quad (3.87)$$

da condição de instabilidade obtêm-se,

$$\frac{d\sigma_n}{\sigma_n} = d\epsilon_n \quad (3.88)$$

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

$$\frac{d\sigma_a}{\sigma_a} = \frac{d\sigma_n}{\sigma_n} = d\varepsilon_n \quad (3.89)$$

O material obedece a equação de Swift (1952); logo, diferenciando (3.7) obtêm-se,

$$\frac{d\sigma_a}{\sigma_a} = \frac{d\varepsilon_a}{\frac{\varepsilon_o + \varepsilon_a}{n}} \quad (3.90)$$

Igualando (3.89) e (3.90) e considerando (3.86), após algumas manipulações têm-se,

$$\frac{n}{\varepsilon_a + \varepsilon_o} d\varepsilon_a = \frac{1}{2}(1 - \rho) \left[\frac{(1 + \rho)}{(1 - \rho)} + \cos(\pi - 2\theta) \right] d\varepsilon_1 \quad (3.91)$$

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 (3.83), $d\varepsilon_a$ é dado como,

$$d\varepsilon_a = \left[\frac{(R + 1)}{(2R + 1)} [(R + 1) + 2R\rho + (R + 1)\rho^2] \right]^{\frac{1}{2}} d\varepsilon_1 \quad (3.92)$$

Substituindo (3.92) em (3.91) e integrando, têm-se,

$$\varepsilon_a = 2 \frac{\sqrt{(R + 1)} [(R + 1) + 2R\rho + (R + 1)\rho^2]^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{(2R + 1)} [(1 + \rho) + (1 - \rho)\cos(\pi - 2\theta)]} n - \varepsilon_o \quad (3.93)$$

Integrando (3.92), considerando que ambos, razão de deformação ρ e o coeficiente de anisotropia plástica normal R são constantes, e introduzindo em (3.93), obtêm-se finalmente,

$$\varepsilon_1^* = \frac{2n}{[(1 + \rho) + (1 - \rho)\cos(\pi - 2\theta)]} - \frac{\sqrt{(2R + 1)}\varepsilon_o}{\sqrt{(R + 1)}[(R + 1) + 2R\rho + (R + 1)\rho^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (3.94a)$$

$$\varepsilon_2^* = \rho\varepsilon_1 \quad (3.94b)$$

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_o , e também do ângulo da estrição, definido pelo ângulo θ .

Por outro lado, a razão de deformação é dependente da anisotropia da chapa. Dessa forma, levando em consideração a definição da razão de deformação $\rho = d\varepsilon_2/d\varepsilon_1$ e usando a lei do escoamento plástico associado definida através de (3.15), as deformações limites podem ser expressas em termos da razão de tensão imposta, $x = \sigma_2/\sigma_1$, como,

$$\varepsilon_1^* = \frac{2[(R+1) - Rx]n}{[(1+x) + (1-x)(2R+1)\cos(\pi - 2\theta)]} - \frac{(2R+1)\varepsilon_0}{\sqrt{R+1}[(R+1) - 2Rx + (R+1)x^2]^{1/2}} \quad (3.95a)$$

e

$$\varepsilon_2^* = \frac{(R+1)x - R}{(R+1) - Rx} \varepsilon_1 \quad (3.95b)$$

Portanto, quando o estado de tensão muda através da razão de tensão x , o valor da razão de deformação ρ é também alterado, desde que o coeficiente de anisotropia plástica normal seja constante.

Itikava e Menezes (2000), com o intuito de analisar o comportamento da Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção, compararam-na com dados experimentais disponíveis na literatura e soluções teóricas clássicas, derivadas por Dorn, Swift e Hill, para uma faixa de chapas metálicas, considerando as duas regiões da Curva Limite de Conformação (estampagem e estiramento). Neste trabalho, os autores puderam mostrar os bons resultados da Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção em relação as demais teorias. Entretanto, foi observado a necessidade de se buscar uma maior generalidade para essa teoria, devido a deficiência apresentada, na região de estiramento, para aços ou uma faixa de materiais onde $d\varepsilon_1/d\rho$ é maior do que zero.

3.7. Generalização da Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção

Embora a TPAE tenha indicado bons resultados na predição dos limites de conformação para uma grande variedades de chapas metálicas, sobretudo para a região de estampagem da CLC, acrescido à relativa simplicidade da formulação apresentada, é necessário aprimorar a teoria na tentativa de estabelecer um entendimento mais claro do comportamento mecânico das chapas metálicas anisotrópicas, principalmente para a região de estiramento da CLC. Nesta

região os resultados teóricos previstos pela TPAE, para certos materiais, apresentam uma discrepância significativa dos resultados experimentais encontrados na literatura. Dessa forma, o foco principal desse trabalho foi a busca por uma generalização da TPAE, que pudesse responder a essa discrepância.

A análise teórica da Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção Generalizada, TPAEG, a qual é fundamentada nas hipóteses da TPAE, também mantém o deslizamento como o principal mecanismo de deformação plástica dos metais. Contudo, levando em consideração a base da TPAE, a discrepância referida anteriormente indicaria que o deslizamento não é o único mecanismo de deformação que controla a posição da estricção localizada. A maclação, poderia também ocorrer por causa das restrições sobre os sistemas de deslizamento. Dessa forma, a importância da maclação na deformação plástica não é somente relacionada com o nível de deformação induzido, o qual é geralmente baixo, mas em maior extensão com as reorientações dos sistemas de deslizamentos causadas pela sua ocorrência. Portanto, mudanças na orientação devido a maclação podem gerar novos sistemas de deslizamentos em uma orientação mais favorável em relação ao eixo de tensão (com referência as tensões de cisalhamento), de forma que um deslizamento adicional possa ocorrer. Em consequência, o papel microscópico da maclação alteraria a posição macroscópica do plano π na figura 3.29.

A maclação pode ocorrer como consequência da deformação mecânica ou do recozimento seguindo a deformação plástica. O primeiro é conhecido como maclação mecânica, e o último como maclação por recozimento. A maclação mecânica é suposta ser favorecida por baixas temperaturas, altas taxas de deformações e baixas energias de falhas de empilhamentos, Backofen (1972). A ocorrência da maclação, para orientações as quais são desfavoráveis para deslizamento, à baixas temperaturas ou nas altas taxas de deformações, em estruturas cúbicas de corpo centrado (CCC), estruturas cúbicas de face centrada (CFC) ou para as estruturas hexagonais compactas (HC), por exemplo, é atribuída a um aumento da tensão de cisalhamento resolvida crítica, de forma que a tensão de maclação é mais baixa que a tensão para deslizamento, Dieter (1981).

Por outro lado, uma baixa energia de falha de empilhamento também pode ser associada com uma maior tendência a maclação por recozimento, comum em ligas de Cu-Al e em aços inoxidáveis austeníticos. É sabido que a energia de falhas de empilhamentos em latão diminui com o aumento da quantidade de zinco, o que está em concordância com o fato que o latão alfa forma um maior número de maclação por recozimento quando comparado com cobre. A

maclação pode também ocorrer em conexão com ressaltos (*jogs*) e/ou processos de deslizamento cruzados, Dieter (1981).

Para o caso de tração uniaxial de chapas finas é suposto que a direção de deslizamento por cisalhamento é introduzida pela maior tensão normal que opera na chapa e essa direção de cisalhamento é uma propriedade da chapa metálica, como mostra a figura 3.29. Esses deslizamentos por cisalhamento ocorrem internamente, sobretudo devido a interações de discordâncias, interações de defeitos de ponto e discordâncias, e empilhamentos de discordâncias. Eventualmente essas direções de deslizamento podem rotacionar adicionalmente devido a movimentos de discordâncias através de mecanismos de salto (*climbs*) e de deslizamentos cruzados para outros planos dentro do cristal ou entre cristais para um material policristalino. Este é o caso esperado normalmente para chapas encruadas finas deformadas através de ensaios biaxiais, onde os níveis das deformações limites experimentais para a região de estiramento são encontrados ser de longe maiores do que os valores de deformações teóricos calculados através da TPAE (como pode ser visto no capítulo 4 para o caso de aços em geral).

No caso de tração biaxial, interações entre as direções de deslizamento por cisalhamento promoveriam rotações adicionais para outros planos, levando as direções de deslizamento por cisalhamento mover-se do plano da chapa, sob um ângulo particular θ , para o plano da espessura, sob um ângulo particular ϕ , como mostra a figura 3.31, ou sob um caso mais geral como na figura 3.33.

A figura 3.31 apresenta um plano macroscópico na zona de estricção localizada, plano π , o qual agrega os efeitos da localização da deformação.

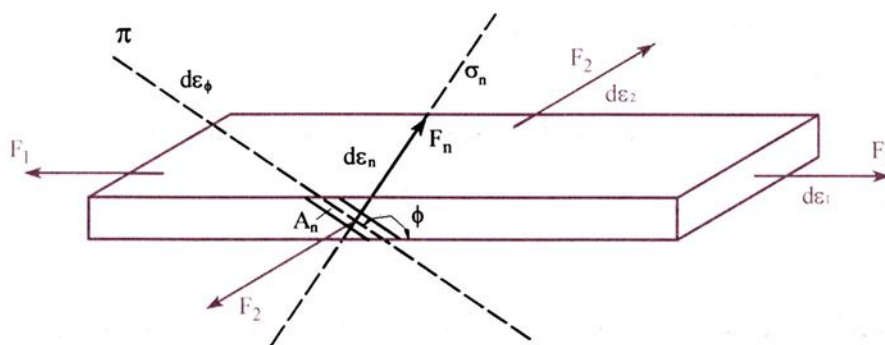


Figura 3.31 - Estricção localizada para um certo ângulo ϕ de uma chapa metálica.

Por sua vez as condições para o início da estricção localizada são derivadas da análise do círculo de Mohr de deformações, como mostrado na figura 3.32, as quais correspondem ao estado vigente de deformação apresentado na figura 3.31.

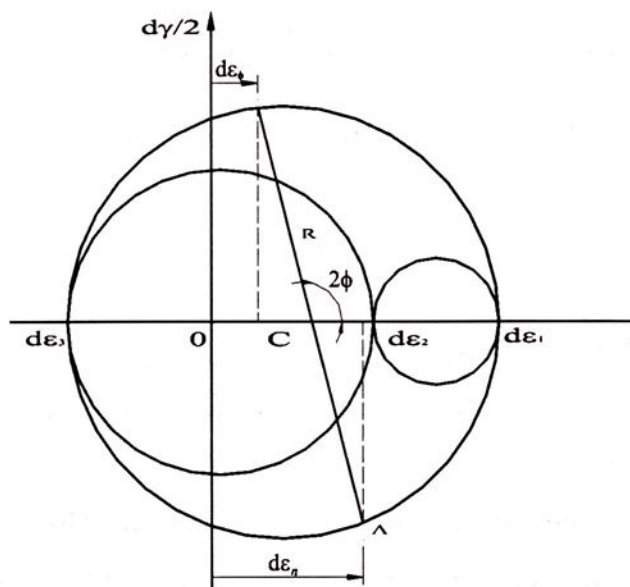


Figura 3.32 - Círculo de Mohr para um estado de deformação incremental.

Portanto a condição que leva a estricção localizada pode ser representada pelo ponto A (figura 3.32), o qual define a direção onde o deslizamento por cisalhamento é mais concentrado no plano de falha incipiente π , na zona de estricção.

Dessa forma, da figura 3.32, a direção n controla o processo e geometricamente $d\varepsilon_n$, pode ser obtido como,

$$d\varepsilon_n = \overline{OC} + R \cos(\pi - 2\phi) \quad (3.96)$$

A equação (3.96), em termos de deformações principais torna-se,

$$d\varepsilon_n = \frac{d\varepsilon_1 + d\varepsilon_3}{2} + \frac{d\varepsilon_1 - d\varepsilon_3}{2} \cos(\pi - 2\phi) \quad (3.97)$$

Assumindo constância de volume, a equação (3.97), em termos de deformações principais no plano da chapa, torna-se:

$$d\varepsilon_n = \frac{-d\varepsilon_2}{2} + \frac{2d\varepsilon_1 - d\varepsilon_2}{2} \cos(\pi - 2\phi) \quad (3.98)$$

Introduzindo a razão de deformação $\rho = d\varepsilon_2/d\varepsilon_1$ na equação (3.98), obtêm-se,

$$d\varepsilon_n = \left[\frac{-\rho}{2} + \frac{2+\rho}{2} \cos(\pi - 2\phi) \right] d\varepsilon_1 \quad (3.99)$$

Igualando (3.89) e (3.90) e considerando (3.99), após algumas manipulações têm-se,

$$\frac{n}{\varepsilon_a + \varepsilon_o} d\varepsilon_a = \left[\frac{-\rho}{2} + \frac{2+\rho}{2} \cos(\pi - 2\phi) \right] d\varepsilon_1 \quad (3.100)$$

Considerando (3.92), a equação (3.100), torna-se:

$$\varepsilon_a = \frac{\sqrt{(R+1)} [(R+1) + 2R\rho + (R+1)\rho^2]^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{(2R+1)} \left[\frac{-\rho}{2} + \frac{2+\rho}{2} \cos(\pi - 2\phi) \right]} n - \varepsilon_o \quad (3.101)$$

Integrando (3.92), considerando que ambos, a razão de deformação ρ e o coeficiente de anisotropia plástica normal R são constantes, e introduzindo em (3.101), obtêm-se finalmente,

$$\varepsilon_1^* = \frac{2n}{\left[\frac{-\rho}{2} + \frac{2+\rho}{2} \cos(\pi - 2\phi) \right]} - \frac{\sqrt{(2R+1)}\varepsilon_o}{\sqrt{(R+1)} [(R+1) + 2R\rho + (R+1)\rho^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (3.102a)$$

$$\varepsilon_2^* = \rho \varepsilon_1^* \quad (3.102b)$$

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_o , e também do ângulo da estrição definido pelo ângulo ϕ .

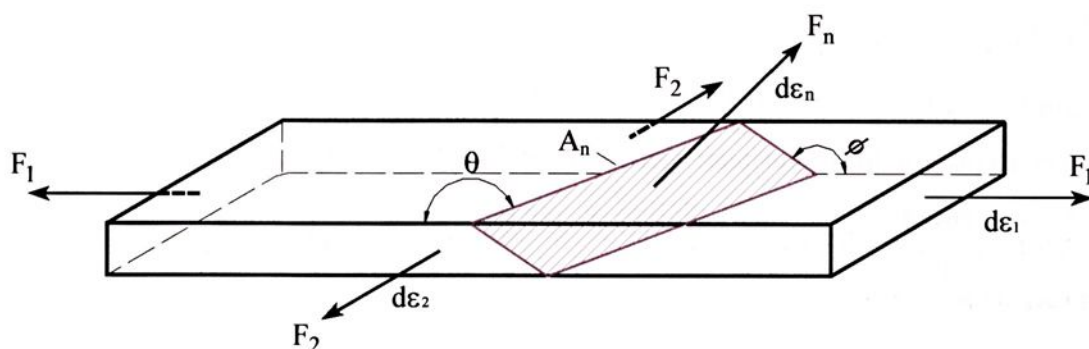


Figura 3.33 - Estrição localizada para um certo ângulo θ ocorrendo no plano da chapa, e para um certo ângulo ϕ ocorrendo no plano da espessura, de uma chapa metálica.

Para uma chapa metálica recozida, o encruamento inicial da chapa ε_0 é igual a zero, portanto a equação (3.94a) e a equação (3.102a) são reduzidas, respectivamente à:

$$\varepsilon_1^* = \frac{2n}{[(1+\rho) + (1-\rho)\cos(\pi-2\theta)]} \quad (3.103)$$

$$\varepsilon_1^* = \frac{2n}{\left[\frac{-\rho}{2} + \frac{2+\rho}{2} \cos(\pi-2\phi) \right]} \quad (3.104)$$

Introduzindo a razão de deformação nas equações (3.103) e (3.104), têm-se, respectivamente:

$$\varepsilon_1^* + \left[\frac{1-\cos(\pi-2\theta)}{1+\cos(\pi-2\theta)} \right] \varepsilon_2^* = \frac{2n}{1+\cos(\pi-2\theta)} \quad (3.105)$$

$$\varepsilon_1^* + \left[\frac{\cos(\pi-2\phi)-1}{2\cos(\pi-2\phi)} \right] \varepsilon_2^* = \frac{n}{\cos(\pi-2\phi)} \quad (3.106)$$

As equações (3.105) e (3.106) representam as expressões finais para a linha limite da estrição localizada. Como pode ser visto na figura 3.34.

A linha limite para estrição localizada, em particular para o quadrante de estampagem, é obtida da equação (3.105), para um ângulo $\theta = 45^\circ$, como:

$$\varepsilon_1^* + \varepsilon_2^* = 2n \quad (3.107)$$

Em contraste, pela soma das equações (3.34a) e (3.34b), para ε_0 é igual a zero, após alguns rearranjos a linha limite para estrição localizada neste quadrante, de acordo com Hill (1952) é obtida como:

$$\varepsilon_1^* + \varepsilon_2^* = n \quad (3.108)$$

Portanto, a faixa de deformação útil prevista pela Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção, através da equação (3.107), é maior do que aquela prevista pela teoria de Hill, através de (3.108).

Na figura 3.34, quando o ângulo $\theta = \phi = 90^\circ$, ambas as equações (3.105) e (3.106) coincidem com o critério de Dorn, estricção difusa.

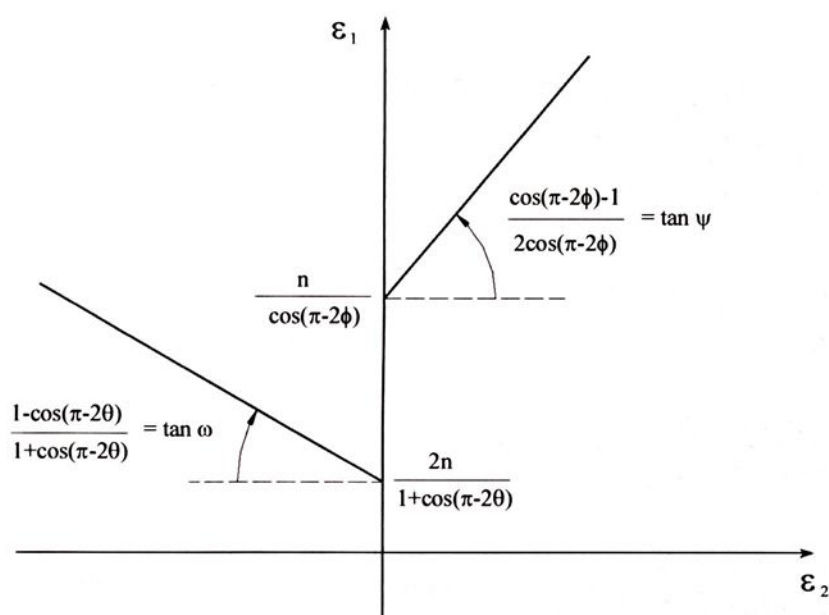


Figura 3.34 – Linha limite de estricção localizada, definida pela TPAEG, para o quadrante de estampagem (equação 3.105), e para o quadrante de estiramento (equação 3.106).

3.7.1. Mudança do critério de escoamento na TPAEG

Com o objetivo de analisar a influência do critério de escoamento na formulação teórica da TPAEG, utilizou-se o critério de escoamento de Hill de 1979. Os resultados da comparação das CLC obtidas utilizando a quadrática ($M = 2$) e a não quadrática de Hill ($M \neq 2$), serão abordados no capítulo seguinte.

Considerando o critério de Hill de 1979 a equação (3.92) é modificada para:

$$d\varepsilon_a = \frac{[2(R+1)]^{\frac{1}{M}}}{2} \left[\frac{1}{(1+2R)^{\frac{1}{M-1}}} |1-\rho|^{\frac{M}{M-1}} + |1+\rho|^{\frac{M}{M-1}} \right]^{\frac{M-1}{M}} d\varepsilon_1 \quad (3.109)$$

E assim, as equações que fornecem as deformações limites previstas são então obtidas, como:

- TPAEG, para o quadrante de estampagem da CLC, utilizando o critério de escoamento de Hill de 1979

$$\varepsilon_1 = \frac{2n}{(1-\rho) \left[\frac{(1+\rho)}{(1-\rho)} + \cos(\pi-2\theta) \right]} - \frac{2\varepsilon_0}{[2(R+1)]^{\frac{1}{M}} \left[\frac{1}{(1+2R)^{\frac{1}{M-1}}} |1-\rho|^{\frac{M}{M-1}} + |1+\rho|^{\frac{M}{M-1}} \right]^{\frac{M-1}{M}}} \quad (3.110a)$$

$$\varepsilon_2 = \rho \varepsilon_1 \quad (3.110b)$$

- TPAEG, para o quadrante de estiramento da CLC, utilizando o critério de escoamento de Hill de 1979

$$\varepsilon_1 = \frac{n}{\left[\frac{-\rho}{2} + \frac{2+\rho}{2} \cos(\pi-2\phi) \right]} - \frac{2\varepsilon_0}{[2(R+1)]^{\frac{1}{M}} \left[\frac{1}{(1+2R)^{\frac{1}{M-1}}} |1-\rho|^{\frac{M}{M-1}} + |1+\rho|^{\frac{M}{M-1}} \right]^{\frac{M-1}{M}}} \quad (3.111a)$$

$$\varepsilon_2 = \rho \varepsilon_1 \quad (3.111b)$$

3.8. Curvas Limites de Conformação

Na prática industrial, o critério que determina a falha nos processos de conformação de chapas é o aparecimento da estricção localizada ou fratura. Esses fenômenos estão vinculados ao estado final de tensões e deformações. Gensamer (1946), sugeriu que os limites de conformação das chapas metálicas fossem representados por superfícies de tensões e/ou deformações. No intuito de diminuir as perdas nos processos de conformação Keeler (1968) e Goodwin (1968), idealizaram uma representação gráfica das máximas deformações locais possíveis, ϵ_1 e ϵ_2 , medidas na superfície da chapa, denominada Curva ou Diagrama Limite de Conformação (CLC ou DLC).

A Curva Limite de Conformação expõe o grau de afinamento que uma chapa metálica pode apresentar em pontos diferentes de uma peça fabricada, dessa forma permitem identificar mais facilmente as causas da falha no processo e, freqüentemente, eliminá-las, sendo então valiosa na verificação da praticabilidade dos componentes de um projeto proposto, ou na determinação dos parâmetros de materiais mais adequados a um dado processo.

Para um certo material, a Curva Limite de Conformação pode representar regiões diferentes de acordo com o processo de deformação imposto. Quando a deformação $\epsilon_2 > 0$, a região é de estiramento (**Banda de Keeler**). Quando a deformação $\epsilon_2 = 0$, a região é de deformação plana. Diferentemente, quando a deformação $\epsilon_2 < 0$, a região é de estampagem (**Banda de Goodwin**). Portanto, essas regiões permitem a caracterização do comportamento ao escoamento plástico das chapas metálicas para trajetórias importantes de deformações, associadas as deformações limites avaliadas.

A figura 3.35 mostra as trajetórias de deformações mais importantes, para as duas regiões das Curvas Limites de Conformação.



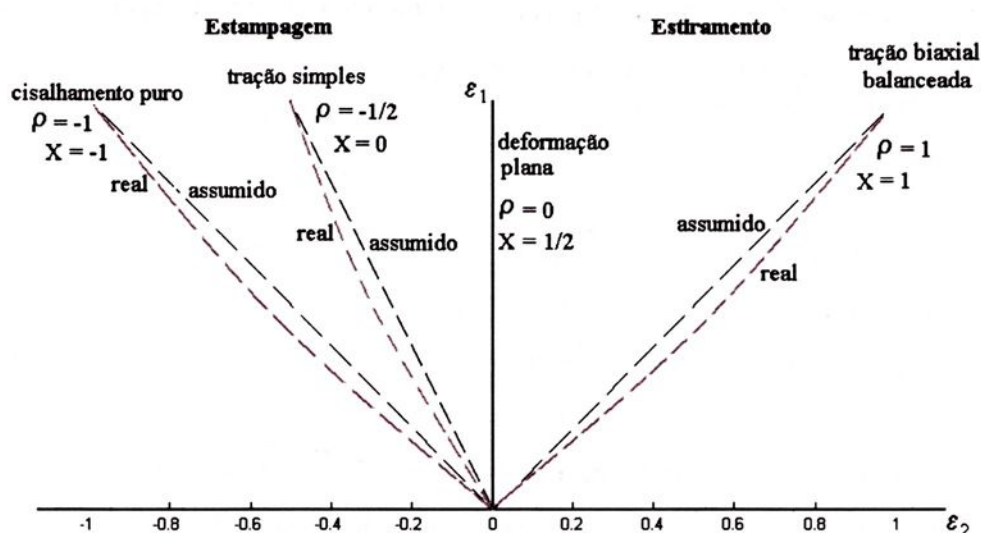


Figura 3.35 – Figura ilustrativa das trajetórias de deformação mais importantes de uma Curva Limite de Conformação. Na figura, ρ é a razão de deformação ou trajetória de deformação, e X é a razão de tensão ou trajetória de tensão.

Por outro lado, as Curvas Limites de Conformação além de fornecer informações úteis para o bom desempenho dos processos de conformação de chapas, atualmente também atraem grande interesse teórico. A análise teórica das Curvas Limites de Conformação é fundamentada na hipótese de antecipar-se os limites de deformações das 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).

A medida de deformação (ϵ_1 , ϵ_2) em diversas partes da peça e a sua comparação com o gráfico da CLC (Figura 3.36) mostra a margem de segurança existente nos pontos críticos da peça, porém não indica a interação do material com a ferramenta, lubrificante utilizado, carga no antirrua, e alinhamento da ferramenta, Taylor (1995). Estas comparações são válidas apenas quando as características mecânicas do material conformado, assim como a composição química, são próximas às do material utilizado para o levantamento da CLC, além de ter a mesma espessura. Outro fato importante é que nos processos industriais de conformação a chapa alcança a forma final através de vários estágios, podendo variar a trajetória de deformação, $\rho = \epsilon_2/\epsilon_1$, de

um estágio para outro, no mesmo lugar da peça. No entanto a grande maioria das CLC existentes foram obtidas num estágio único, mantendo ρ constante.

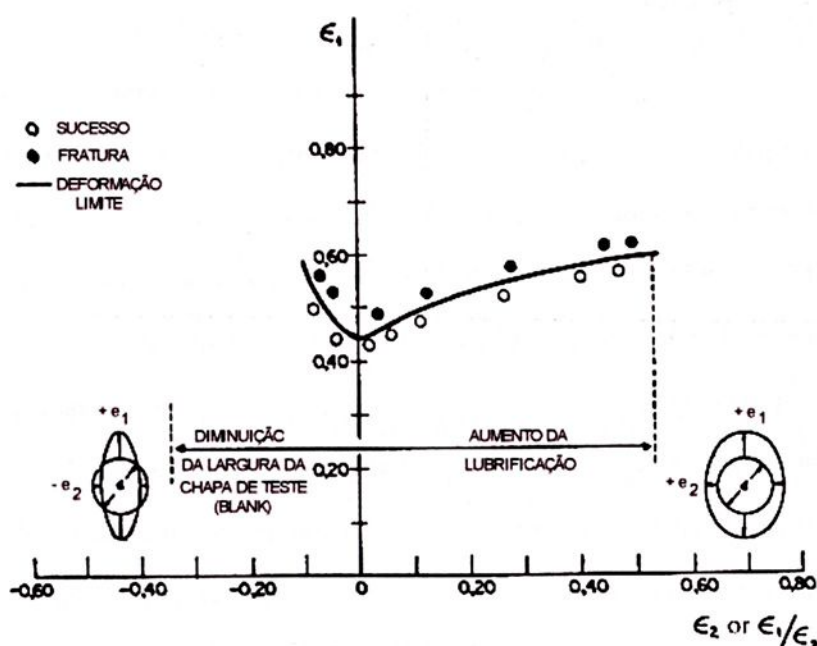


Figura 3.36 – Curva Limite de Conformação, Menezes (1995b).

De uma maneira 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, Swift (1952). 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.

3.9. Curvas Tensão Limites de Conformação

Arrieux et al. (1982), observaram que as tensões máximas na instabilidade do material não são muito afetadas pelas trajetórias de deformações efetuadas, mesmo utilizando processos de deformação de mais de um estágio. E, em virtude dos problemas inerentes às CLC's apresentados no item 3.8, propuseram um novo critério, a Curva Tensão Limite de Conformação (CTLTC), a qual é dependente apenas da lei de encruamento e do critério de escoamento adotados na sua formulação. Entretanto, sua particularidade principal é a não dependência da trajetória de deformação. A CTLTC foi primeiramente determinada para chapas metálicas isotrópicas e ortotrópicas utilizando o critério de escoamento de Hill de 1948 e o critério de escoamento de Hill de 1979 para solicitações nos eixos. A figura 3.37 apresenta uma CTLTC construída a partir de uma CLC correspondente.

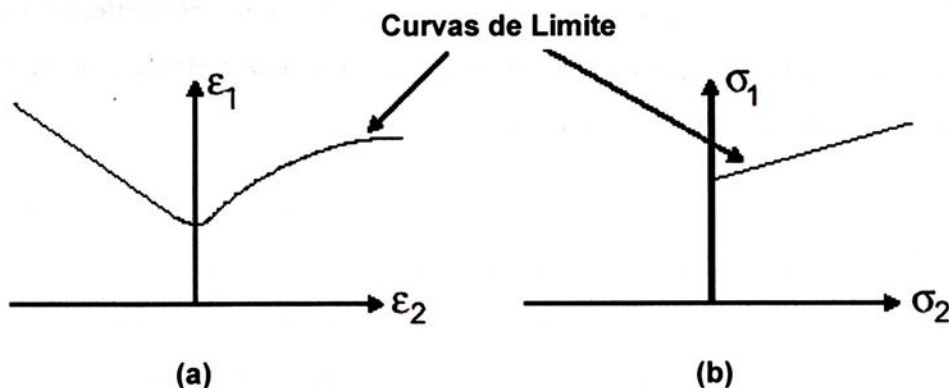


Figura 3.37 – Esquema apresentando uma CLC e sua CTLTC correspondente, (a) Curva Limite de Conformação, para deformações, (b) Curva Tensão Limite de Conformação, para tensões, adaptado de Evangelista et al. (2000).

Arrieux e Nguyen-Nhat. (1994), propuseram um método de análise numérica do processo, utilizando o método de elementos finitos, para a determinação da CTLTC de chapas metálicas ortotrópicas com solicitação fora dos eixos, ou seja, ao longo de várias direções da chapa ortotrópica. Os mesmos autores também apresentaram utilizações de fórmulas para conversão, de valores de deformações limites experimentais em valores de tensões limites, realizada passo-a-passo para cada trajetória de deformação. Entretanto, em seus resultados

apresentaram a dificuldade do uso da CTLC para predição da estrição. Também mencionaram que esses métodos, baseado em experimentos, não permitiam o estudo da influência de anisotropia sobre a CTLC.

Arrieux (1997), introduziu a Superfície Tensão Limite de Conformação para chapas metálicas ortotrópicas, a qual permite a determinação da estrição, por intermédio de simulação numérica, em operações de estampagem profunda utilizando-se o método de elementos finitos. Uma vez que a CTLC é dependente da orientação dos eixos de deformações principais sobre a superfície da chapa, o conhecimento das diferentes CTLC's permitem o diagrama tridimensional σ_1 , σ_2 , θ , onde σ_1 , é a maior tensão principal, σ_2 , é a menor tensão principal, e θ é o ângulo da direção considerada.

Numerosas pesquisas, Zhao et al. (1996), Sing e Rao (1997), Nguyen-Nhat et al. (1998), Boudeau e Gelin (1999), Haddad et al. (2000), têm argumentado que a CTLC, a qual é fundamentada no fato de que a deformação limite depende somente do estado de tensão final, pode ser mais útil que a CLC no estudo da conformabilidade de chapas metálicas. Contudo, até o momento, ainda permanece a necessidade de maiores pesquisas tanto na forma do levantamento da CTLC, da influência dos fatores que atuam no estado de tensão final dominante na estrição da chapa, como também na interpretação desses resultados.





ANÁLISE DE RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1. Generalidades

A adequação da Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção Generalizada - TPAEG, no tratamento das chapas metálicas anisotrópicas, é agora analisada, a qual espera-se possibilite um melhor entendimento da falha (estricção localizada e fratura) para ambas regiões da curva limite de conformação, isto é, estampagem e estiramento.

No item 4.2 é inicialmente apresentada a TPAEG através da construção da Curva Limite de Conformação teórica, ϵ_1 por ρ e ϵ_1 por ϵ_2 . Em seguida a influência dos principais parâmetros plásticos que governam os níveis das deformações limites das chapas metálicas é mostrada através de CLC's para diferentes valores do índice de encruamento, coeficiente de anisotropia plástica normal e encruamento inicial da chapa.

No item 4.3 é apresentada a influência do critério de escoamento adotado na formulação da teoria proposta.

Finalmente, nos itens 4.4, 4.5 e 4.6, uma coletânea de dados experimentais, disponíveis na literatura, são utilizados para avaliar a adequação da teoria sobre as deformações limites previstas. Além disso, são estabelecidas comparações com resultados obtidos de outras teorias clássicas de instabilidade plástica.

4.2. Análise da Influência dos Parâmetros Plásticos que Governam o Comportamento Mecânico das Chapas Metálicas Anisotrópicas, Através da Teoria Proposta.

As equações (3.94) e (3.102), podem definir dois limites úteis de deformações, para cada região da CLC, estampagem e estiramento respectivamente, como mostrado na figura 4.1, onde a maior deformação é esboçada em relação à razão de deformação, e também na figura 4.2, onde tem-se a maior deformação em função da menor deformação.

O primeiro limite é encontrado, para um ângulo de estrição $\theta = \phi = 90^\circ$, daí o início da estrição localizada ser próximo daquele da estrição difusa. Portanto, a estrição localizada definida pelo plano π , normal à maior força no plano da chapa, para a TPAE, e normal à maior força no plano da espessura da chapa, para a TPAEG, seria uma pequena fatia do gradiente plano de deformação presente nesses planos, o qual é associado a ocorrência da estrição difusa. Tal limite inferior poderia estar relacionado com a capacidade do material da chapa de resistir ao desenvolvimento de uma estrição localizada, por deformação plástica, longe da região da estrição, e assim dependente do índice de encruamento.

Um segundo limite é também encontrado nestas figuras, para um ângulo de estrição $\theta = 45^\circ$, para região de estampagem, e $\phi = 55^\circ$, para a região de estiramento, o qual conduz a níveis de deformações maiores do que aqueles obtidos para um ângulo de estrição $\theta = \phi = 90^\circ$. Este limite superior acontece porque a falha final (fratura) ocorre muito mais tarde que o início da estrição difusa. As deformações fora da estrição continuam a aumentar enquanto a estrição localizada se desenvolve, e consequentemente seus níveis são maiores do que aqueles no início do aparecimento da mesma. 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 estrição, onde a influência 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. Entretanto, para cada material da chapa, é argüido que exista um ângulo particular de estrição, o qual é uma propriedade da chapa metálica. Esse ângulo, é suposto ser definido a partir de um plano



macroscópico, o qual poderia ser caracterizado por um mecanismo de deslizamento mais fácil ou de qualquer outro mecanismo microscópico de deformação.

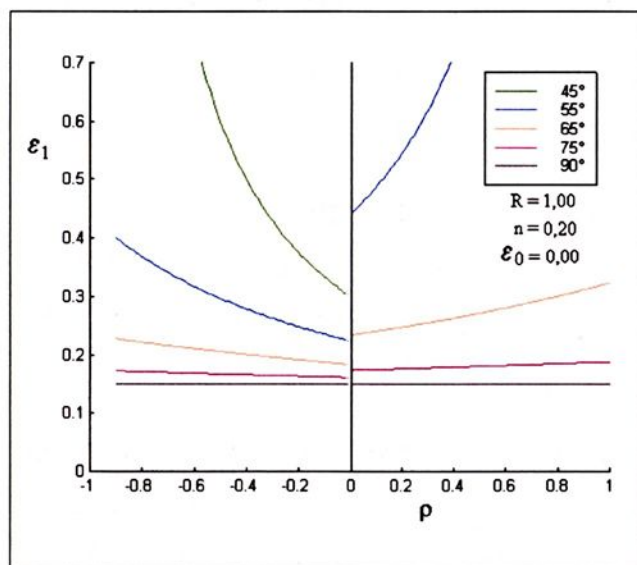


Figura 4.1 – Dependência de ε_1 sobre a razão de deformação.

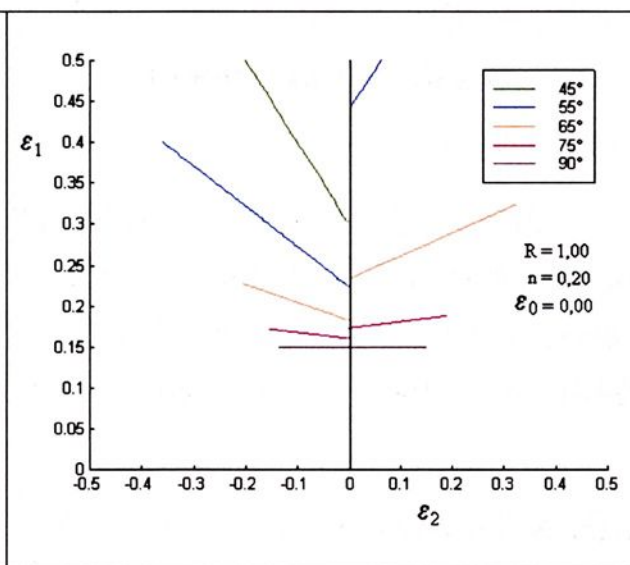


Figura 4.2 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite.

Os valores das propriedades plásticas utilizadas para a construção dos curvas limites de conformação foram extraídas da literatura. São valores típicos de materiais utilizados nos processos de conformação de chapas.

Na figura 4.3, é mostrada a influência do índice de encruamento, sobre a predição das deformações limites. Quanto maior o valor do índice de encruamento, maior serão os valores das deformações limites encontrados. É digno de nota que se n tende a zero, não é possível obter-se valores de deformação uniforme antes da fratura, como observado por Hill no estudo da expansão de um diafragma circular, assim como na previsão das deformações limites utilizando-se o modelo M-K. Adicionalmente observa-se a influência dos diferentes valores dos ângulos da estricção utilizados sobre a forma das CLC's (gráficos (a), (b) e (c)). Assim, encontra-se uma explicação para os degraus comumente caracterizados nas CLC's, na região de deformação plana, os quais levando-se em consideração a idealização da teoria, poderiam ser associados a rotações microscópicas dos planos de deslizamentos em consequência das deformações plásticas induzidas (gráficos (a), (b), (c), (d), (e) e (f)). Da mesma forma, pode ser constatada uma

alteração da forma das CLC's, quando se varia o encruamento inicial da chapa ε_0 . Essa influência é mais significativa para valores menores de n (gráficos (d), (e) e (f)).

Na figura 4.4, analisou-se a influência do encruamento inicial sobre a predição das deformações limites. O valor de ε_0 também apresenta um efeito significativo nos valores das deformações limites mostrados nas CLC's, onde o aumento no valor do encruamento inicial da chapa, reduz a capacidade de deformação da chapa, que antecede a falha.

Analogamente ao observado anteriormente para a figura 4.3, a influência dos diferentes valores dos ângulos da estricção utilizados sobre a forma das CLC's também é notada na figura 4.4 (gráficos (a), (b) e (c)), assim como, a caracterização ou não, dos degraus, na região de deformação plana.

Adicionalmente estudou-se a influência do coeficiente de anisotropia plástica normal R junto com a variação do encruamento inicial da chapa, sobre deformações limites ε_0 . Da avaliação da figura 4.4, gráficos (a), (b) e (c), para $R = 1,0$ (material isotrópico) e gráficos (d), (e) e (f), para $R = 3,5$ (material anisotrópico), verificou-se que a influência da anisotropia não é suficientemente realçada, tendo em vista a faixa de variação dos valores do encruamento inicial da chapa (menor que 10%).

Finalmente, o efeito do coeficiente de anisotropia plástica normal, sobre a predição das deformações limites, pode ser observado na figura 4.5, onde o mesmo é devidamente realçado. Deve ser notado que, pela própria formulação da TPAE e da TPAEG, o valor de R só tem importância quando $\varepsilon_0 \neq 0$, devido ao fato de que o valor de R é acrescentado na formulação somente pelo critério de escoamento. Uma vez que $\varepsilon_0 \neq 0$, tem-se um acréscimo nos valores de deformações limites conforme aumenta-se o valor de anisotropia, sendo mais significativo para maiores valores de ε_0 . Ainda nesta figura é possível observar que existe uma trajetória de deformação, para o lado de estampagem do CLC, próximo ao estado de tração simples, onde o valor de R não tem influência sobre as deformações limites estabelecidas pela TPAEG.

Quanto maior o encruamento inicial da chapa ε_0 , maior a anisotropia induzida sobre a chapa, razão pela qual o papel da anisotropia é mais realçado a partir da variação do coeficiente de anisotropia plástica normal R em função do encruamento inicial da chapa ε_0 . Isto é, quando compara-se os gráficos (a), (b) e (c), com os gráficos (d), (e) e (f), observa-se que a capacidade de deformação das chapas metálicas é aumentada para ambas as regiões da CLC, ou seja, quanto maior o valor de R , maior serão os valores de deformações limites observáveis tanto na região de

estampagem como na região de estiramento. Finalmente, é também notada a influência dos diferentes valores dos ângulos da estricção utilizados, sobre a forma das CLC's, assim como a caracterização ou não, dos degraus, na região de deformação plana (gráficos (a), (b) e (c), e gráficos (d), (e) e (f)).



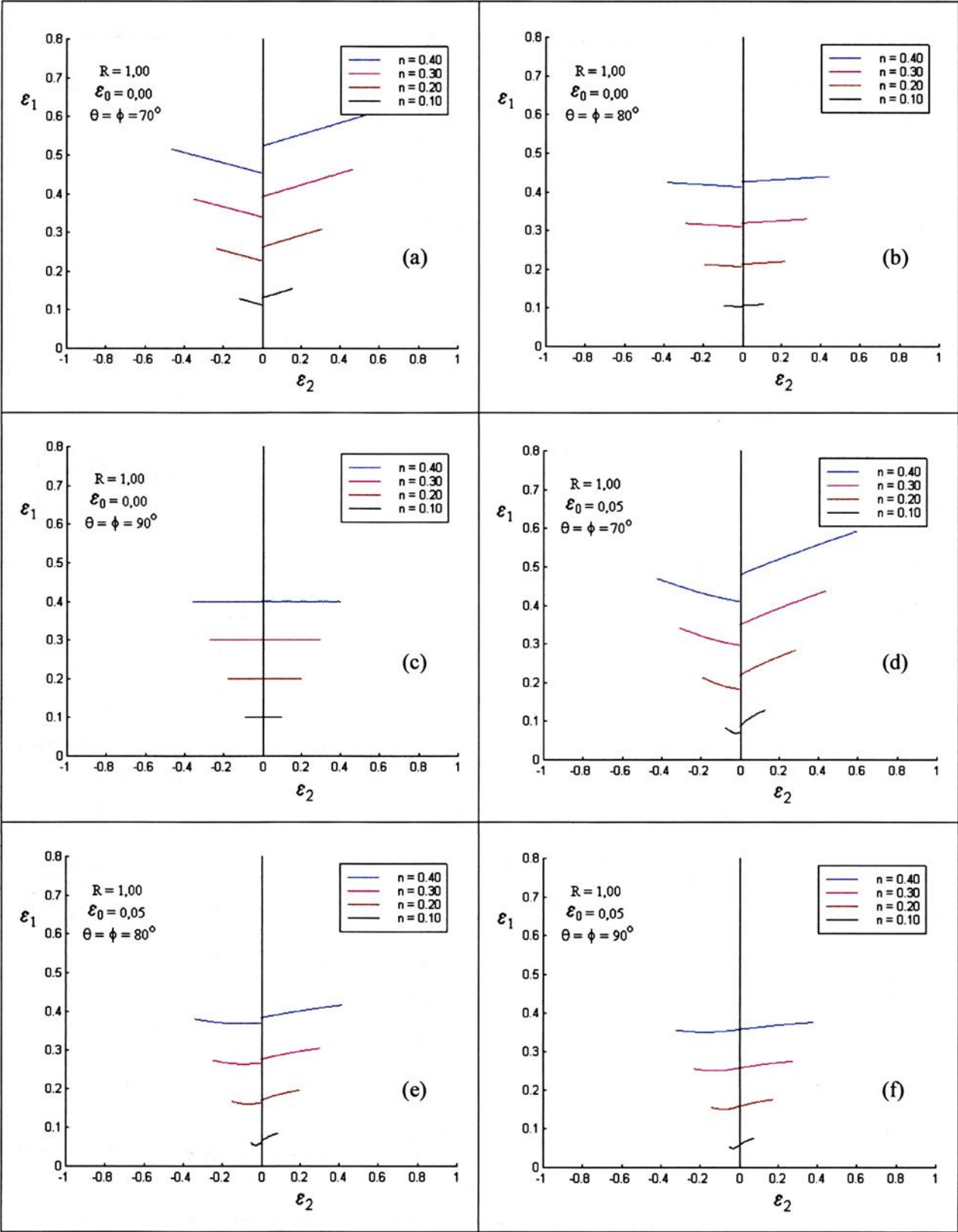


Figura 4.3 – Influência do índice de encruamento na predição das deformações limites, para a TPAEG.

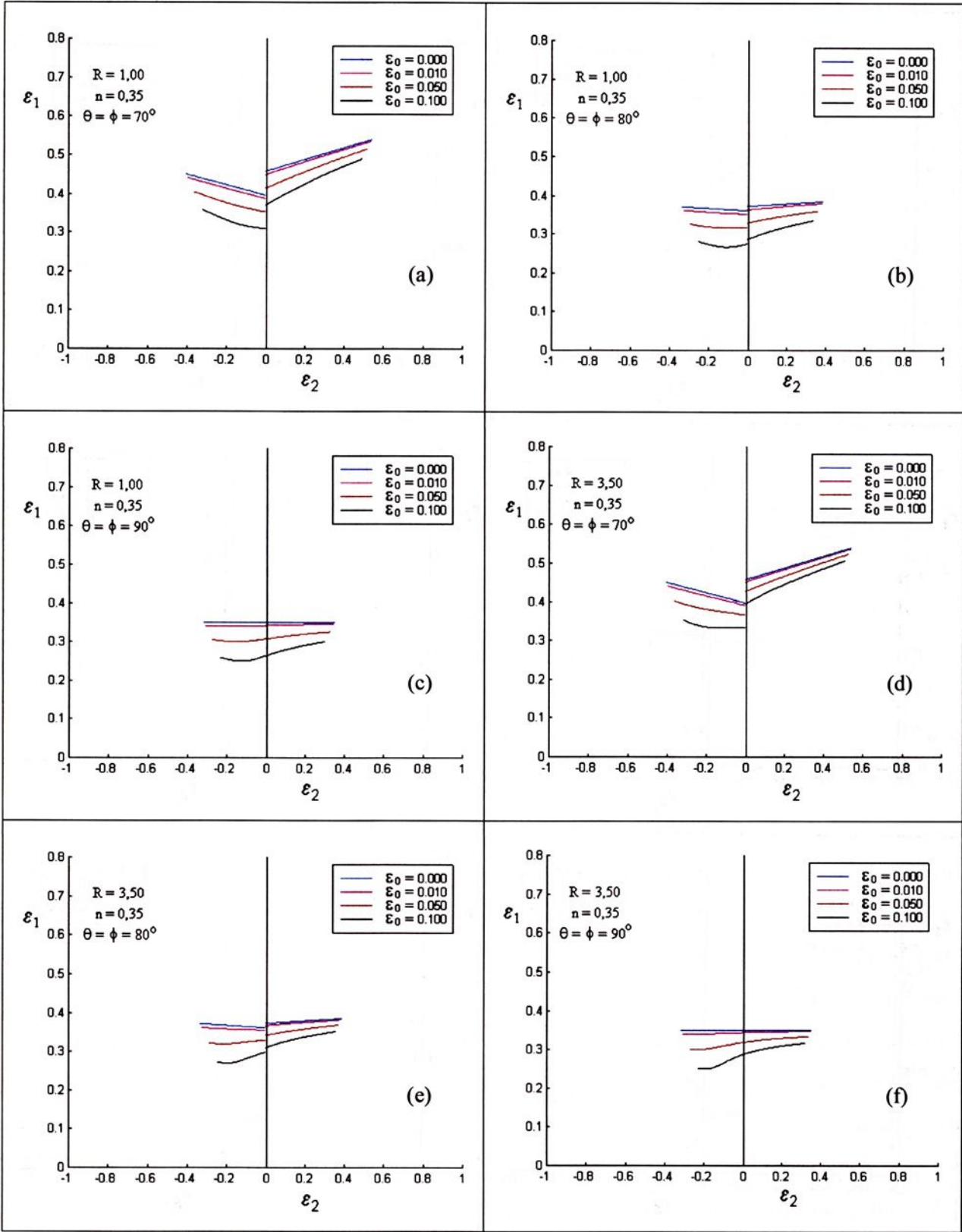


Figura 4.4 – Influência do encruamento inicial da chapa na predição das deformações limites, para a TPAEG.

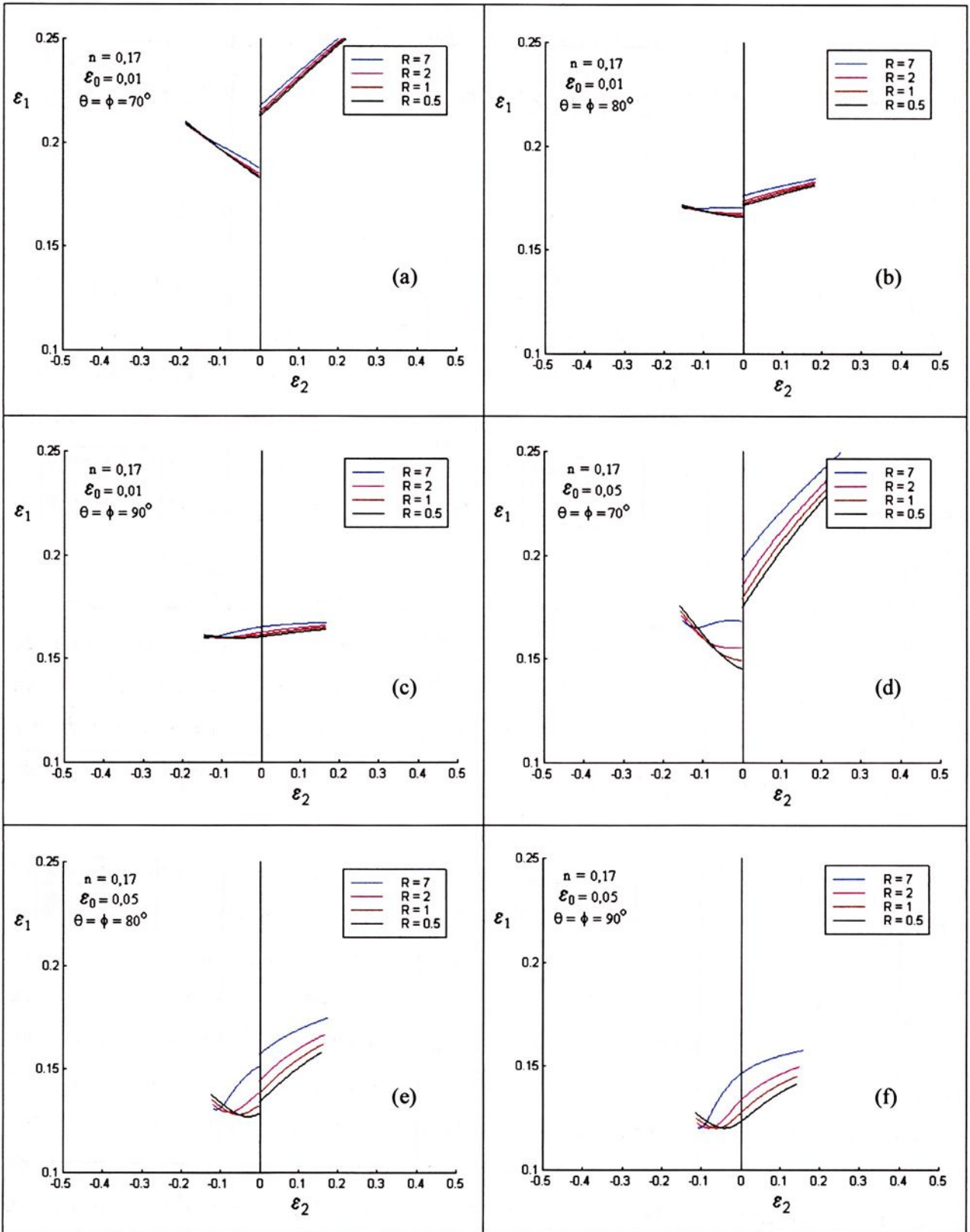


Figura 4.5 – Influência do coeficiente de anisotropia normal na predição das deformações limites, para a TPAEG.

4.3. Análise da Influência do Critério de Escoamento sobre as Curvas

Limites de Conformação - CLC's, Previstas pela Teoria Proposta

A figura 4.6 mostra a influência do critério de escoamento utilizado na formulação da TPAEG. Para tanto, foram utilizados os critérios de Hill de 1948, de 1979, e o critério de Hosford (1979), o qual é uma variante do critério de Hill (1979) própria à textura de metais CCC ou CFC. Através das equações (3.94) e (3.102) é possível notar que quando $\varepsilon_0 = 0$, o critério de escoamento não influencia no cálculo das deformações limites. Porém, para materiais com $\varepsilon_0 \neq 0$, conforme aumenta-se o valor da deformação inicial da chapa, aumenta-se a influência do critério de escoamento adotado na formulação matemática dessas teorias. Essas observações podem ser constatadas, comparando-se as equações (3.94) com as equações (3.110) e as equações (3.102) com as equações (3.111).

Na figura 4.6, observa-se a diferença das deformações limites encontradas, utilizando os diferentes critérios mencionados acima, para uma chapa apresentando diferentes valores de encruamento inicial (gráficos (a), (b) e (c)). Na CLC de uma chapa apresentando um encruamento inicial igual a 0.1 (gráfico (c)), gráfico que apresenta a maior diferença nas deformações limites previstas pelos diferentes critérios de escoamento de Hill, é verificado que não existe diferença significativa entre os dois critérios de escoamento.

Por outro lado, na figura 4.6, o gráfico (d) mostra a comparação entre o critério de Hill de 1948 (equivalente ao critério de Hill de 1979 para R maiores que a unidade, onde $M = 2$) e o critério de Hosford de 1979, onde para a região de estampagem, próximo a região de deformação plana, existe uma diferença de aproximadamente 15%, a qual diminui gradativamente conforme se caminha para a trajetória de tração simples e cisalhamento puro. Na região de estiramento uma diferença de aproximadamente 18% mantém-se para qualquer que seja a razão de deformação imposta no processo de deformação. Para materiais com R menor que a unidade está diferença é ainda mais próxima de zero. Outro aspecto observável é que o valor do ângulo da estricção não representa influência sobre esta diferença. Além disso, observa-se no gráfico (d), deformações limites maiores para o critério de Hill do que para o critério de Hosford.



Portanto, pode-se concluir que não existe a necessidade de mudança na hipótese original da TPAE, a qual assume que o material obedece o critério de escoamento de Hill de 1948. Sendo assim, optou-se por conservar tal critério de escoamento na formulação da TPAEG.

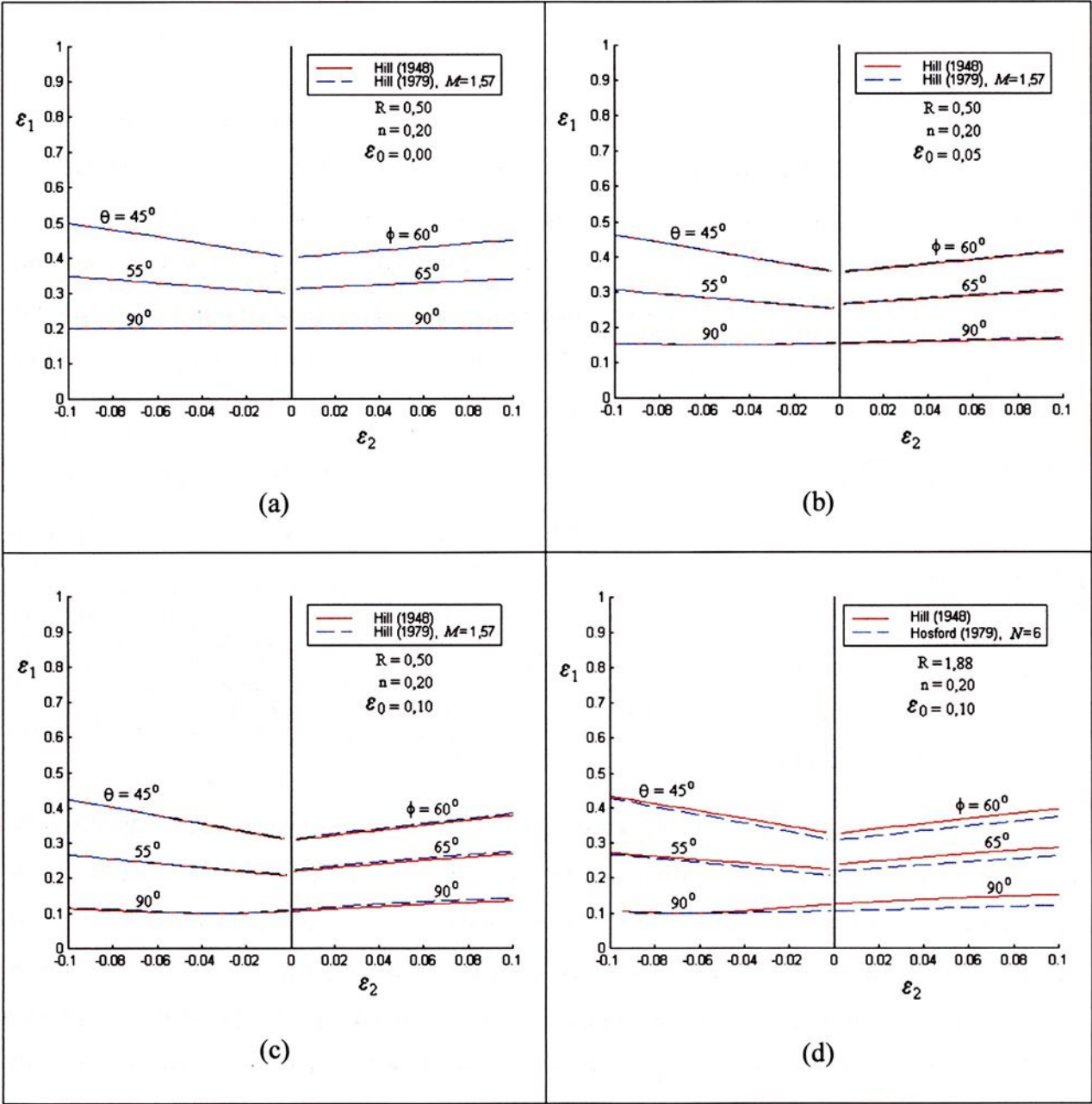


Figura 4.6 – Influência do critério de escoamento utilizado na formulação da TPAEG.

4.4. Análise da Teoria Proposta e de Algumas Teorias Comumente Usadas no Cálculo das Deformações Limites sobre as Curvas Limites de Conformação das Chapas Consideradas

Como citado anteriormente, as teorias clássicas de instabilidade plástica e as deformações limites encontradas experimentalmente para uma faixa de materiais, os quais se encontram disponíveis na literatura, são agora utilizadas, com intuito de testar a TPAEG e consequentemente adequar os ângulos particulares da estrição, os quais são supostos ser uma característica do material da chapa e do estado de tensão presente na chapa no início da estrição localizada.

Inicialmente, nas figuras 4.7 à 4.24, é apresentada uma variedade de aços, comumente utilizada na conformação de chapas, onde as propriedades são destacadas nas próprias figuras.

Na figura 4.7, pode ser observado o comportamento particular dos aços, em alcançar rapidamente a estrição difusa ($\cong n$), apresentando assim maior quantidade de deformação uniforme após esse ponto, antes de atingir a estrição localizada, o que deve-se fundamentalmente a seu alto valor do índice de sensibilidade à taxa de deformação m (0,012 à 0,015) quando comparados aos outros materiais estudados, Duncan e Johnson (1968). Numa comparação entre os pontos experimentais obtidos para o aço testado por Kleemola e Ranta-Eskola (1976) e as deformações limites previstas pelas teorias, foi possível notar que a TPAEG mostrou-se bastante satisfatória na representação da tendência dos pontos experimentais, através de um ângulo particular de estrição de $\theta = 45^\circ$, para região de estampagem da CLC. Fato demonstrado, no caso do aço, pelo mecanismo de deslizamento bastante efetivo, o que evidencia o claro distanciamento entre a estrição difusa e a estrição localizada. Ainda nesta figura, para o lado do estiramento da CLC, a curva prevista pela TPAEG também apresenta uma boa concordância com os pontos experimentais agora para um ângulo particular de estrição de $\phi = 65^\circ$, o que reforça a hipótese básica da teoria, na qual o deslizamento ocorre fora do plano da chapa, sob diferente orientação.



Por outro lado, uma análise adicional também é feita (figura 4.7) entre os pontos experimentais e os níveis de deformações previstos pelas demais teorias apresentadas no escopo deste trabalho, Dorn, Swift, Hill, Marciniak e Kuczyński, e Bressan e Williams. Observando a total discrepância apresentada pela curva de Hill, a qual também está associada a um ângulo de estrição de $\theta = 45^\circ$, reforça-se a confiabilidade da formulação da TPAEG, na qual, como mostrado no Capítulo 3 através das equações (3.107) e (3.108), salientou-se que a faixa de deformação útil para a formação da estrição localizada deveria ser maior do que aquela prevista pela teoria de Hill. A teoria de Swift (estrição difusa) a qual considera que ambas as componentes de força no plano da chapa, na condição de tensões principais atinge simultaneamente um máximo, isto é, a instabilidade aparecendo como incremento de deformação sem qualquer variação de carga no plano da chapa; e a teoria de Dorn (estrição difusa) a qual considera que apenas uma componente de força, na direção de maior tensão principal atinge um máximo no plano da chapa. Ambas mostraram-se consistentes na representação do limite de deformação o qual daria início a formação da estrição difusa, sendo que o critério de Dorn, conhecido como critério da carga máxima, para a definição da estrição difusa, mostrou ser mais significativo para a região de estampagem, sobretudo para uma trajetória de deformação próxima a de tração simples. Negroni e Thomsen (1969) e Negroni et al. (1968) por sua vez já haviam constatado que o critério de Dorn se mostrava mais significativo do que o critério de Swift, para a região de estiramento.

Uma total discrepância é observada para a previsão das deformações limites segundo a teoria de Marciniak e Kuczyński, o que poderia ser explicado devido o alto índice de anisotropia plástica normal apresentada por este material, o que levaria, segundo a formulação desta teoria, a uma grande perda de instabilidade, obtendo-se desta forma uma curva muito abaixo das deformações atingidas experimentalmente. Uma interessante observação é o comportamento similar da curva de Marciniak em relação a tendência das deformações limites apresentadas pelos pontos experimentais para as diferentes trajetórias de deformação.

A teoria de Bressan e Williams, a qual é fortemente dependente do parâmetro ϵ_b , parâmetro relacionado com a tensão de cisalhamento crítica, obtida do ensaio de tração biaxial balanceado, apresentou boa correlação com a tendência dos pontos experimentais, para um valor de $\epsilon_b = 0,60$. O que mostra a necessidade de uma melhor caracterização de tal parâmetro, o qual somado ao ângulo da estrição particular definido pela TPAEG, para a região de estiramento da

CLC, também poderia dar suporte para um melhor entendimento do mecanismo de deformação plástica.

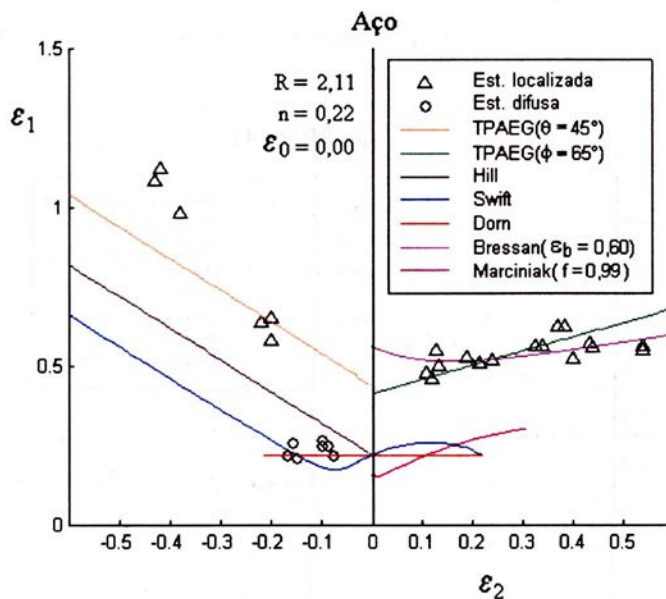


Figura 4.7 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para Aço. Pontos experimentais apresentados por Kleemola e Ranta-Eskola (1976).

A hipótese do ângulo particular de estrição de $\theta = 45^\circ$ e de $\phi = 65^\circ$, respectivamente para a região de estampagem e estiramento, no caso do aço, fica de certa forma evidenciada quando observa-se as figuras de 4.8 à 4.14, onde aços com diferentes características, testados por diferentes autores, apresentam os mesmos ângulos θ e ϕ .

Para a figura 4.8, a qual apresenta o aço de baixo carbono, acalmado em alumínio, testado por Grzesik e Vlad (1978), pode-se observar que para a região de estampagem da CLC, a única teoria capaz de representar as deformações limites obtidas experimentalmente é a TPAEG. Para a região de estiramento, uma boa concordância é observada tanto pela TPAEG como pela teoria de Bressan e Williams, quando a deformação principal no plano da chapa, no início da estrição localizada, assume um valor de $\epsilon_b = 0,40$. Entretanto, uma leve superioridade da TPAEG pode também ser notada. A teoria de Marciniak e Kuczyński, mesmo com um parâmetro f assumido de 0,99, como mencionado anteriormente, devido ao alto valor do coeficiente de anisotropia plástica normal apresentado pelo material, não conseguiu atingir tais magnitudes de deformações. A teoria de Dorn e a teoria de Swift, as quais estão relacionadas com o

aparecimento de uma estrição difusa, mostram-se bem abaixo das deformações limites experimentais, as quais, por sua vez estão relacionados com a estrição localizada. A teoria de Hill, de maneira análoga à figura anterior mostrou-se ser mais conservativa na precisão dessas deformações limites.

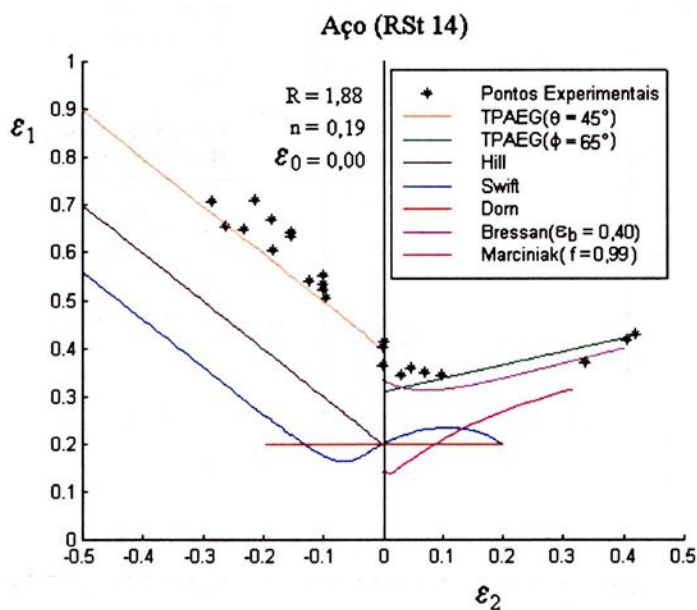


Figura 4.8 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (RSt 14). Pontos experimentais apresentados por Grzesik e Vlad (1978).

Na figura 4.9, a qual apresenta o aço testado por Grzesik e Vlad (1978), cujas propriedades diferem do aço apresentado na figura anterior, com uma leve diminuição do índice de encruamento e uma redução significativa no coeficiente de anisotropia plástica normal, o qual agora assume um valor menor que a unidade, a TPAEG mantém concordância satisfatória para ambas as regiões da CLC, sob os mesmos ângulos particulares de estrição supracitados ($\theta = 45^\circ$ e $\phi = 65^\circ$, para a região de estampagem e estiramento respectivamente). Para a região de estiramento, a teoria de Bressan e Williams assumindo-se $\epsilon_b = 0,50$, mostra uma leve superioridade, com melhores resultados, quando comparada com a TPAEG numa região particular, próxima a trajetória de deformação plana, uma vez que a TPAEG, sob esse ângulo de estrição particular assumido, parece superestimar as deformações limites para esta trajetória de deformação. Ainda nessa figura, é notada a maior proximidade da teoria de Marciniak e Kuczyński para a região de estiramento biaxial balanceado. Isso se dá devido ao valor do índice de encruamento ser mais baixo do que os apresentados em materiais anteriormente analisados, e

o material da chapa apresentar baixo índice de anisotropia plástica normal. Um menor índice de encruamento implica numa menor ductilidade, e o coeficiente de anisotropia plástica normal menor que uma unidade implica em menor conformabilidade próxima a região de estiramento biaxial balanceada. As teorias de Hill, Dorn e Swift, novamente apresentaram uma total discrepância com a tendência dos pontos experimentais.

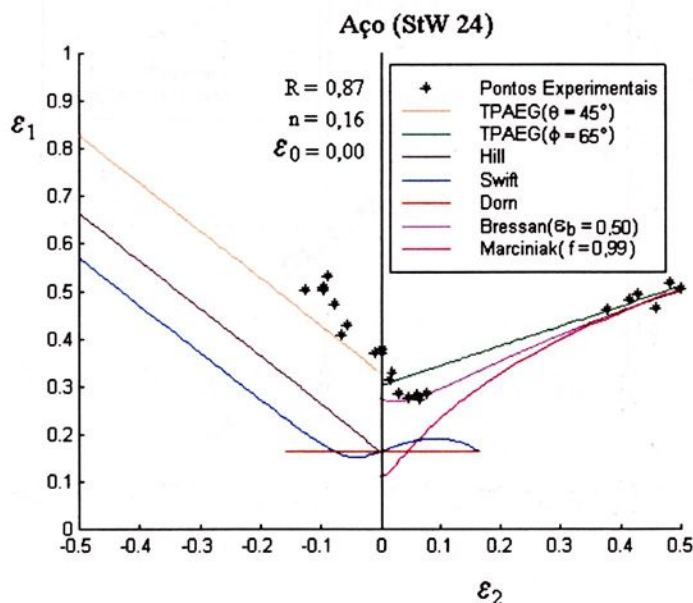


Figura 4.9 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço (StW 24). Pontos experimentais apresentados por Grzesik e Vlad (1978).

No aço ensaiado por Grzesik e Vlad (1978), referente a figura 4.10, com propriedades semelhantes ao material da figura 4.9, uma outra observação é notada para a região de estiramento, onde as três teorias que descrevem o aparecimento da estricção localizada para esta região apresentam deficiências, porém em diferentes trajetórias de deformação. Próximo a trajetória de deformação plana somente a teoria de Marciniak e Kuczyński não consegue atingir a magnitude das deformações limites encontradas experimentalmente, porém numa trajetória de deformação entre a deformação plana e o estiramento biaxial balanceado, a TPAEG mostra-se mais satisfatória, e tratando-se da trajetória de deformação biaxial balanceada, ambas as teorias, Bressan e Williams e Marciniak e Kuczyński, mostram uma concordância satisfatória. A TPAEG satisfaz a tendência dos pontos para esta última trajetória mencionada sob um ângulo particular da estricção de $\phi \cong 60^\circ$, esta mudança do ângulo particular da estricção estaria relacionada com os fenômenos microscópicos nos quais a teoria foi idealizada. Nesta figura também podem ser

observadas a discrepância entre as deformações limites previstas pelas teorias clássicas (Hill, Dorn e Swift) e as deformações limites obtidas experimentalmente.

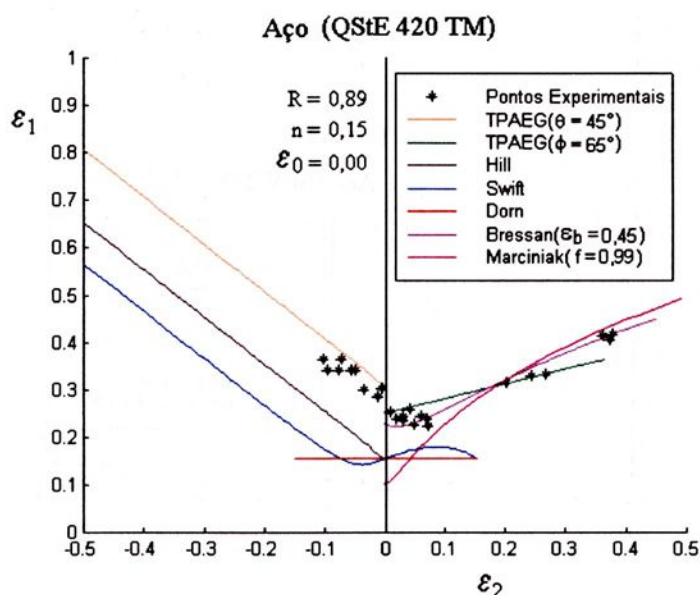


Figura 4.10 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (QstE 420 TM). Pontos experimentais apresentados por Grzesik e Vlad (1978).

A figura 4.11 apresenta o aço IF (*Interstitial-free steel*), testado por Grzesik e Vlad (1978), também revela a concordância da TPAEG para os ângulos particulares de estricção de $\theta = 45^\circ$, para a região de estampagem, e $\phi = 65^\circ$, para a região de estiramento. Para a região de estampagem a teoria de Hill subestima as deformações limites, quando considerando o aparecimento de uma estricção localizada. Analisando a região de estiramento nota-se a leve superioridade da TPAEG quando comparada com a teoria de Bressan e Williams, a qual neste caso assume um valor de deformação principal no plano da chapa, no início da estricção localizada, de $\epsilon_b = 0,45$, ou mesmo com a teoria de Marciniak e Kuczyński, assumindo uma não homogeneidade inicial de espessura $f = 0,99$. A teoria de Dorn e a teoria de Swift, associadas ao aparecimento da estricção difusa, como já era esperado, aparecem bem abaixo das deformações limites avaliadas.

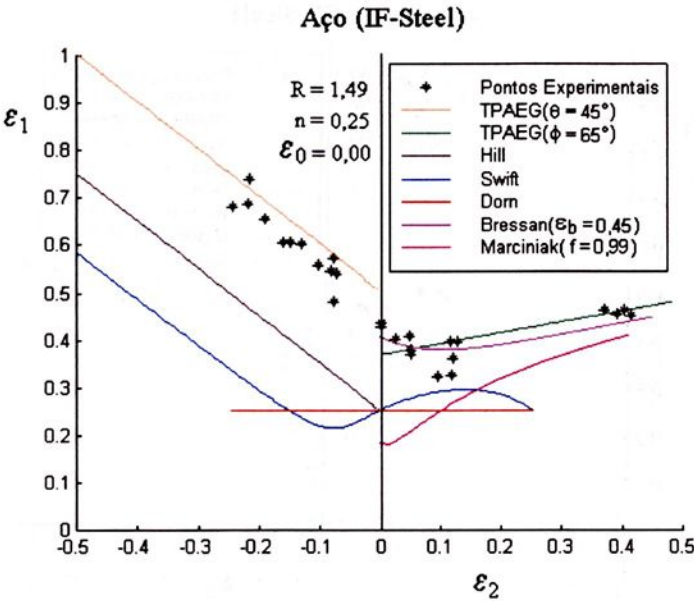


Figura 4.11 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (IF - Steel). Pontos experimentais apresentados por Grzesik e Vlad (1978).

No aço IF (*Interstitial-free steel*) testado por Grzesik e Vlad (1978), como mostra a figura 4.12, a qual em concordância com a figura anterior, ambos aços livres de intersticiais, porém com pequena variação das propriedades, revelam também as mesmas conclusões, com a diferença de que agora, devido ao valor mais baixo do coeficiente de anisotropia plástica normal, a teoria de Marciniak e Kuczyński apresentou-se próxima aos pontos experimentais para a trajetória de deformação biaxial balanceada, na região de estiramento da CLC. O parâmetro ϵ_b da teoria de Bressan e Williams foi agora assumido $\epsilon_b = 0,55$. Após o aparecimento da estricção difusa, esse material apresenta um ganho satisfatório de deformação, resistência ao aparecimento da estricção localizada, até que a fratura ocorra. O que está também relacionado ao afastamento entre as deformações limites experimentais e as deformações limites teóricas obtidas através da teoria de Dorn e Swift. A teoria de Hill, apesar de estar associada a formação da estricção localizada, não conseguiu apresentar bons resultados.

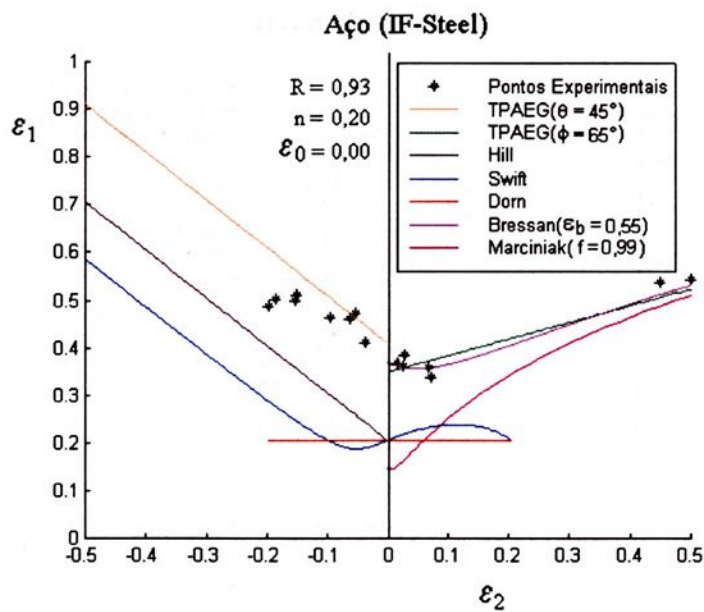


Figura 4.12 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (IF - Steel). Pontos experimentais apresentados por Grzesik e Vlad (1978).

Para a figura 4.13, o qual apresenta o aço ensaiado por Black et al. (1998), a TPAEG mostrou-se eficiente em ambas regiões da CLC, assumindo ângulos particulares de $\theta = 45^\circ$ e $\phi = 65^\circ$ para a região de estampagem e estiramento respectivamente. A TPAEG mostrou-se mais eficiente do que a teoria de Marciniak e Kuczyński e a teoria de Bressan e Williams, para esta ultima região. As teorias de Hill, Dorn e Swift, novamente não apresentaram boa concordância com a tendência dos dados experimentais.

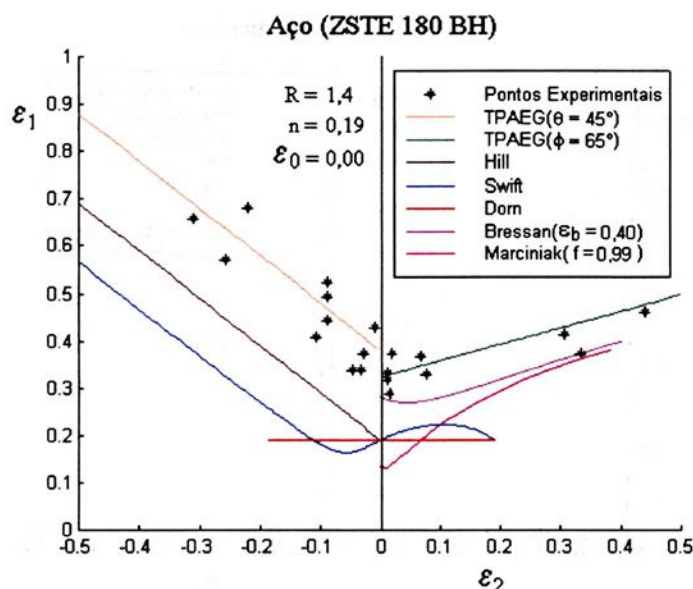


Figura 4.13 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (ZSTE 180 BH). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).

Na figura 4.14, para o aço acalmado em alumínio, testado por Sing e Rao (1997), também é verificada a adequação da TPAEG na representação da tendência dos pontos experimentais, porém para os ângulos de $\theta = 50^\circ$ e $\phi = 65^\circ$, para a região de estampagem e estiramento respectivamente. Ainda nesta figura verifica-se que a teoria de Bressan e Williams com $\epsilon_b = 0,50$, mostra-se inferior quando comparada a TPAEG para uma trajetória de deformação próxima a região de deformação plana, onde a teoria de Bressan e Williams, superestima as deformações limites. A teoria de Marciniak e Kuczyński, apresenta leve concordância para a região próxima a trajetória de tração biaxial balanceada, porém de maneira geral, não mostrou-se boa para representar essa tendência experimental. Hill, Dorn e Swift, novamente não apresentaram boa concordância com a tendência dos dados experimentais.

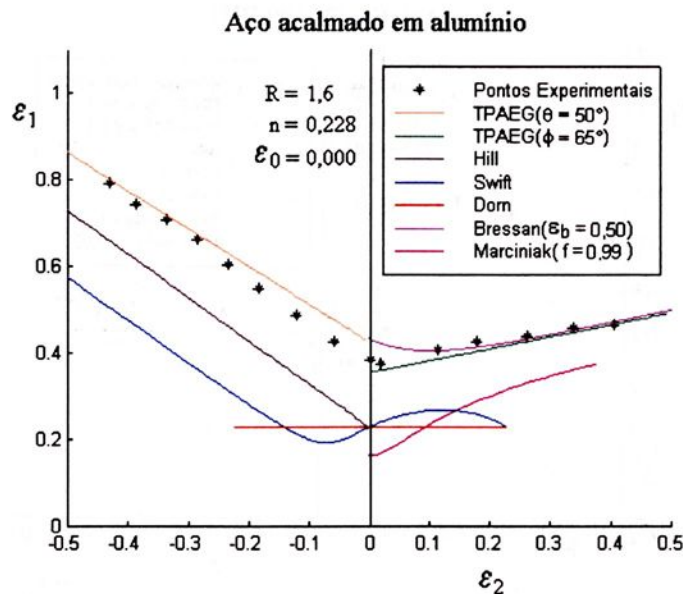


Figura 4.14 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço acalmado em alumínio. Pontos experimentais apresentados por Sing e Rao (1997).

Na figura 4.15, a qual apresenta o aço acalmado em alumínio, testado por Gosh e Hecker (1974), com propriedades levemente diferentes do aço analisado anteriormente, observou-se que a teoria de Marciniak e Kuczyński mostrou-se somente satisfatória para representar as deformações limites próximas à trajetória de deformação biaxial balanceada, na região de estiramento da CLC, apesar do índice de anisotropia ser relativamente alto. O parâmetro ϵ_b da teoria de Bressan e Williams foi agora ajustado para $\epsilon_b = 0,40$ para melhor prever as deformações limites, enquanto que a TPAEG revelou um ângulo de estricção particular de $\phi = 70^\circ$ para acomodar a tendência dos dados experimentais. Entretanto, a teoria de Bressan e Williams se mostrou levemente melhor para este material. As teorias de Dorn e Swift, novamente não puderam prever tal magnitude de deformação, a qual foi encontrada experimentalmente. Por outro lado, nada pode ser concluído acerca da teoria de Hill, ou mesmo a TPAEG para a região de estampagem, devido ao fato de que os pontos experimentais estão restritos à região de estiramento da CLC.

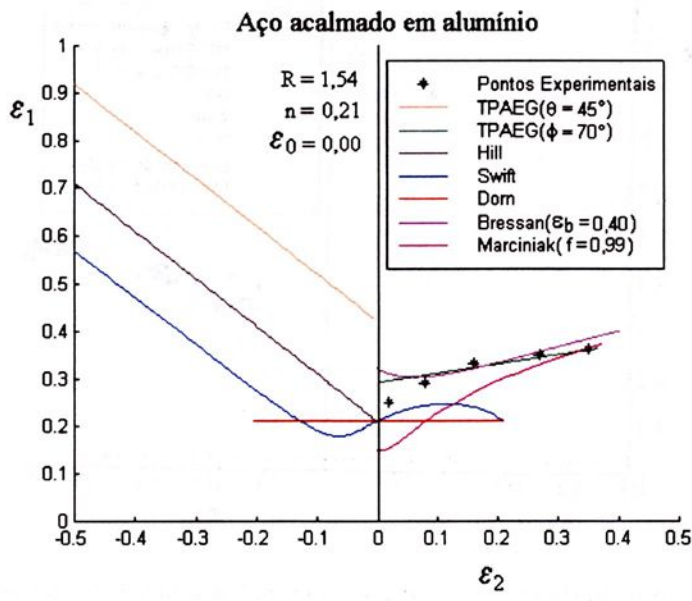


Figura 4.15 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço acalmado em alumínio. Pontos experimentais apresentados por Ghosh e Hecker (1974).

Na figura 4.16, a qual apresenta o aço efervescente, testado por Ragab e Saleh (2000), pode-se constatar a boa concordância da TPAEG para um ângulo particular de estricção de $\phi = 70^\circ$, a qual mostra-se levemente melhor que a teoria de Bressan e Williams, cuja foi ajustada para $\epsilon_b = 0,45$. Novamente a teoria de Marciniak e Kuczyński conseguiu representar de forma satisfatória o comportamento das deformações limites, para as diferentes trajetórias de deformação, entretanto os valores das deformações limites previstas se mostraram bastante inferiores aqueles obtidos experimentalmente. As teorias de Dorn e Swift, novamente não apresentaram boa concordância com a tendência dos dados experimentais. A teoria de Hill, não foi comparada nesta análise devido ao fato de que os pontos experimentais ficaram restritos à região de estiramento da CLC.

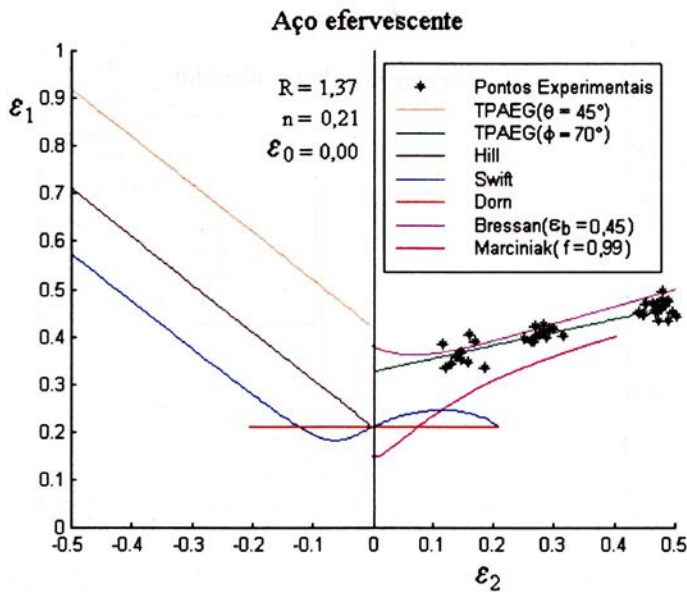


Figura 4.16 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço efervescente. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000).

A figura 4.17, a qual apresenta o aço testado por Ragab e Saleh (2000), cujas propriedades diferem do anterior, sobretudo com relação ao coeficiente de anisotropia plástica normal, verifica-se que a TPAEG, para a região de estiramento da CLC, consegue representar os pontos experimentais para um ângulo particular da estrição de $\phi = 70^\circ$. A teoria de Bressan e Williams, agora para um valor de $\epsilon_b = 0,45$, mostra-se bastante próxima da TPAEG, sendo que a única diferença significativa entre as duas curvas apresenta-se próxima a região de deformação plana, onde a TPAEG é mais conservativa. As teorias de Dorn e Swift, e mesmo a teoria de Marciniak e Kuczyński, novamente não apresentaram boa concordância com a tendência dos dados experimentais. A teoria de Hill, não foi comparada nesta análise devido ao fato de que os pontos experimentais ficaram restritos à região de estiramento da CLC.

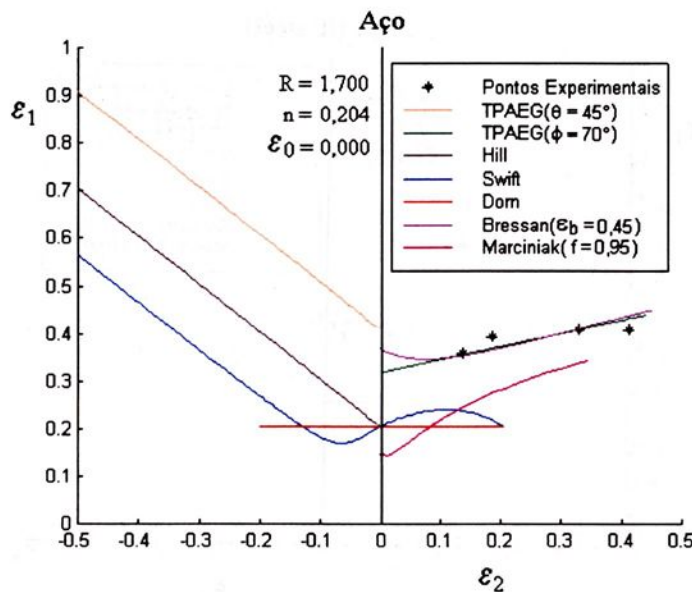


Figura 4.17–. Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000).

Na figura 4.18, a qual apresenta o aço IF (*Interstitial-free steel*) ensaiado por Bleck et al. (1998), para a região de estampagem da CLC, um ângulo particular de estricção de $\theta = 50^\circ$ acompanha de maneira razoável à tendência dos dados experimentais. Por outro lado, para a região de estiramento, há uma mudança de ângulo associada à mudança da trajetória de deformação ($\phi = 65^\circ$). Uma total discrepância é observada na figura quando se compara a teoria de Marciniak e Kuczyński, ou mesmo a teoria de Bressan e Williams para uma trajetória diferente da trajetória de deformação plana. As teorias de Hill, Dorn e Swift, novamente não mostraram resultados satisfatórios, de modo a representar a tendência dos dados experimentais.

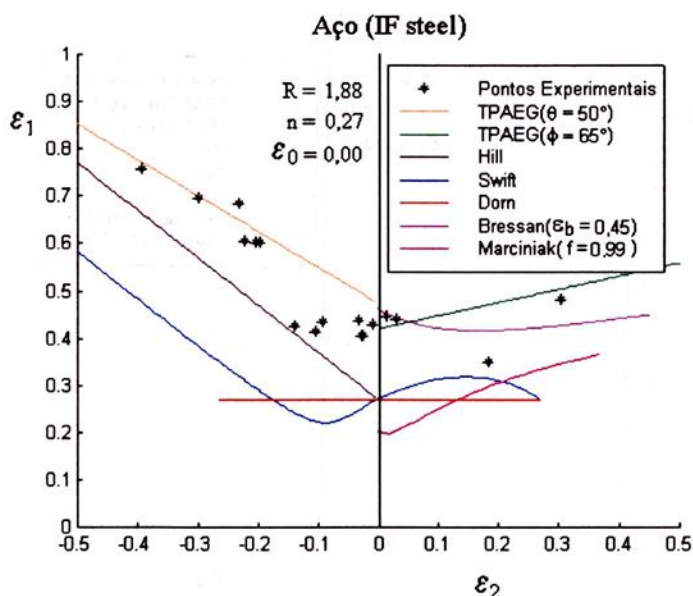


Figura 4.18 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço (IF - steel). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).

A figura 4.19, apresenta um aço IF-HS (*Interstitial-free High-strength steel*) também testado por Bleck et al. (1998), onde pode ser visto que um ângulo particular da estricção de $\theta = \phi = 65^\circ$, para ambas regiões da CLC, podem representar de maneira satisfatória a tendência dos dados experimentais. Uma boa concordância para a região de estiramento é também verificada, para a teoria de Bressan e Williams para o valor de $\varepsilon_b = 0,45$. Uma total discrepância é observada na figura quando se compara as teorias de Marciniak e Kuczyński, Dorn e Swift, com essa tendência dos dados experimentais. Por outro lado, a teoria de Hill apresentou uma leve concordância com esses mesmos dados.

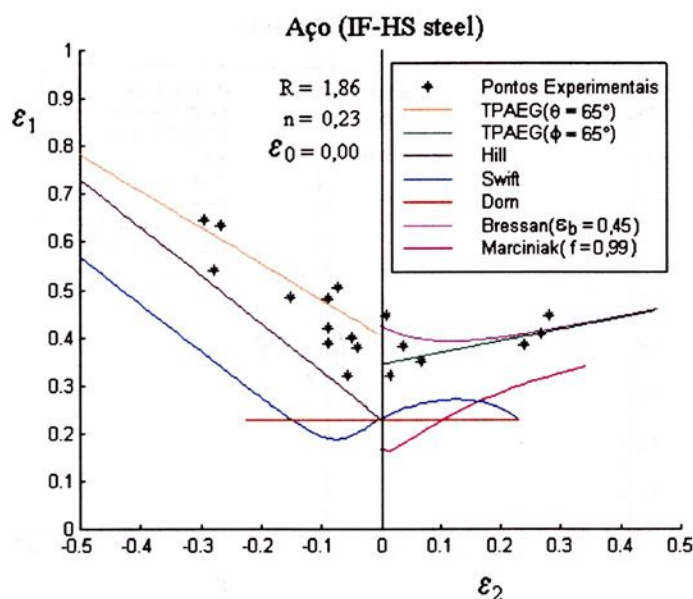


Figura 4.19 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (IF - HS steel). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).

O aço DP (*Dual-phase steel*) ensaiado por Bleck et al. (1998), figura 4.20, pode ser relacionado com a TPAEG com um ângulo particular da estricção de $\theta = 50^\circ$, para a região de estampagem, e para um ângulo da estricção de $\phi = 65^\circ$, para a região de estiramento da CLC, apresentando uma boa concordância com a tendência dos dados experimentais. A teoria de Marciniak e Kuczyński, próxima a trajetória de deformação biaxial balanceada comporta-se de maneira satisfatória. A teoria de Bressan e Williams, porém, considerando $\epsilon_b = 0,50$, também apresenta bons resultados para todas as trajetórias de deformações na região de estiramento. As teorias de Hill, Dorn e Swift, novamente não mostraram resultados satisfatórios de modo a representar a tendência dos dados experimentais.

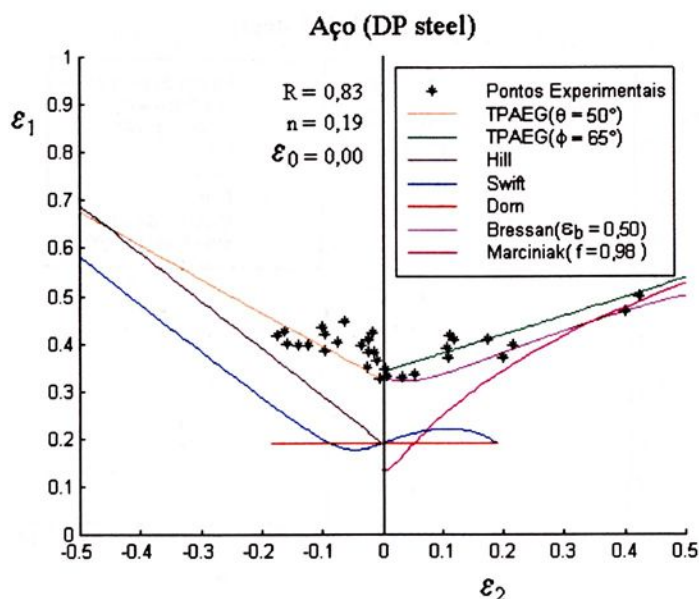


Figura 4.20 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (DP steel). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).

Na figura 4.21, a qual apresenta o aço doce, testado por Brunet et al. (1998), para a região de estampagem da CLC observa-se que a teoria de Hill apresenta uma previsão satisfatória dos valores de deformações obtidos experimentalmente, o que poderia estar associado com a ocorrência da estricção localizada em uma direção em que as condições presentes são deformação por cisalhamento puro ou deformação plana, correspondente a direção de alongamento nulo no plano da chapa. A previsão das deformações na região de estampagem é satisfatória segundo a TPAEG supondo que haja uma leve rotação dos planos de deslizamento preferenciais, de forma a alterar levemente o ângulo da estricção durante o processo de deformação. Se esperaria ângulos menores ($\theta = 50^\circ$) próximos a trajetória de cisalhamento puro e maiores quando se deslocasse em direção da região de deformação plana, o que levaria ao valor de $\theta = 90^\circ$, coincidente com a teoria de Dorn, passando pela tração simples onde um ângulo $\theta = 65^\circ$ parece ser o indicado. Já para a região de estiramento a TPAEG assume um ângulo particular de estricção $\phi = 75^\circ$, o qual não é satisfatório apenas para uma trajetória de deformação próxima a região de deformação plana. A teoria de Bressan e Williams, com $\epsilon_b =$

0,35 , apresenta comportamento similar a TPAEG. A teoria de Marciniak e Kuczyński novamente segue a tendência do dados experimentais apenas para os valores de deformações limites próximos à trajetória de deformação biaxial balanceada. A teoria Swift, por outro lado, mostrou uma boa concordância para boa parte da região de estiramento.

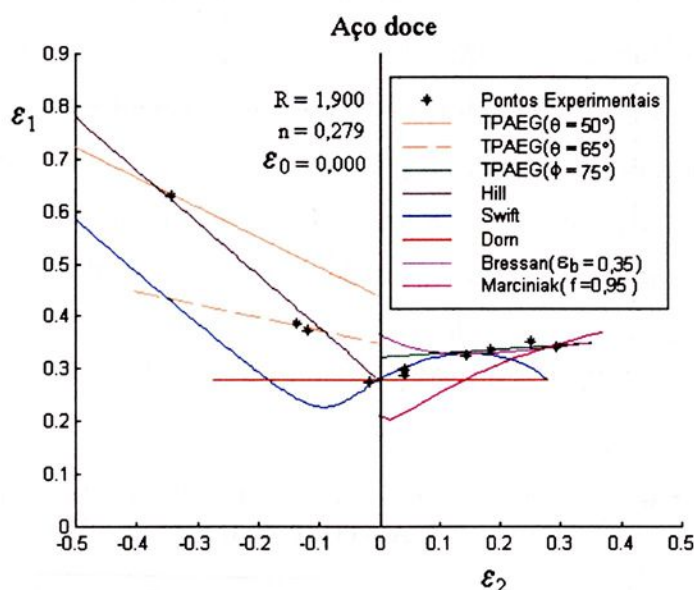


Figura 4.21 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço doce. Pontos experimentais apresentados por Brunet et al. (1998).

Uma observação diferente das anteriores é notada na figura 4.22, para o aço TRIP (*Transformation Induced Plasticity*) testado por Bleck et al. (1998). Para a região de estampagem da CLC, a teoria de Hill é a que melhor descreve os limites de deformações. Este fato, demonstra que a hipótese de uma direção de alongamento zero, como argüido por Hill, poderia ter dado origem a formação desta estrição localizada. A TPAEG por sua vez, superestima as deformações limites para uma região próxima a trajetória de deformação plana, para qualquer ângulo de estrição assumido, e isso é notado sempre que a teoria de Hill, mostra-se eficiente para descrever um determinado material. Contudo, ainda nesta região, próximo a trajetória de deformação de cisalhamento puro, um ângulo particular de $\theta \cong 50^\circ$, e maior quanto mais a trajetória se aproxima da deformação plana, mostra ser consistente. Para esse material, na trajetória de deformação plana, a estrição localizada ocorreu muito próxima da estrição difusa, o que mostra a baixa resistência desse material da chapa ao desenvolvimento da estrição localizada. Ainda nesta figura é notória a dificuldade de se representar as deformações limites

previstas pela teoria de Marciniak e Kuczyński, a qual subestima as deformações limites próximo a trajetória de deformação plana, e a teoria de Bressan e Williams, a qual superestima as deformações limites próxima a esta trajetória. A teoria TPAEG, indica que para a trajetória de deformação biaxial balanceada, um ângulo de estricção de $\phi = 70^\circ$ parece ser bastante consistente, e na medida que se caminha para a trajetória de deformação plana, este ângulo vai aumentando até que, próximo a este ponto, assume um ângulo particular de estricção de $\phi = 90^\circ$, evidenciando a proximidade da estricção difusa e localizada, ou seja, a estricção localizada definida pelo plano π , normal a maior força no plano da espessura, seria uma pequena fatia do gradiente plano de deformação presente no plano da espessura, o qual é associado a ocorrência da estricção difusa. A teoria de Dorn e a teoria de Swift apresentam boa correlação com os pontos experimentais, sobretudo próximo a região de deformação plana. Sendo que a teoria de Swift mostrou uma leve superioridade do que a teoria de Dorn para a região de estiramento da CLC.

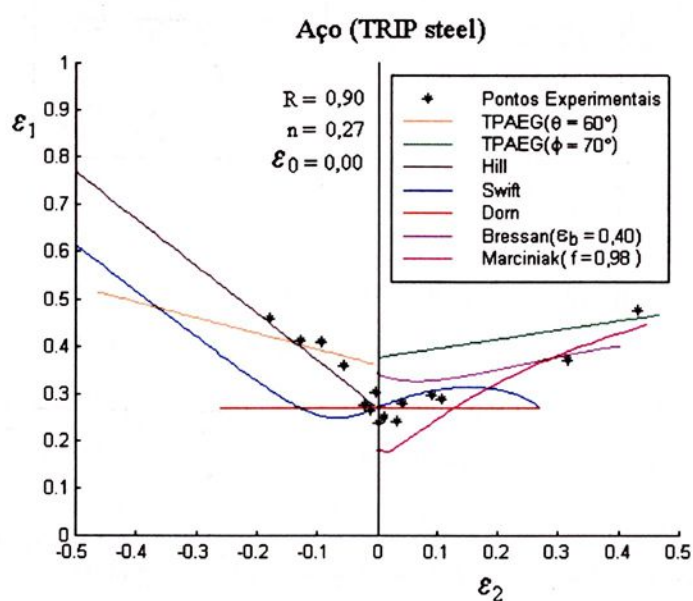


Figura 4.22 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (TRIP steel). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).

No caso do aço (A0) ensaiado por Bleck et al. (1998), mostrado na figura 4.23, para a região de estampagem da CLC, a teoria de Hill, análogo ao apresentado para o aço (TRIP), figura 4.22, descreve melhor os limites de deformações obtidos experimentalmente, e demonstra que a hipótese de uma direção de alongamento zero, como argüido por Hill, poderia dar origem a

formação da estrição localizada. A TPAEG, poderia ser estudada para um ângulo particular de estrição de $\theta \cong 50^\circ$, para uma trajetória de deformação de tração simples, e assumiria valores entre 50° e 90° quando a trajetória se aproximasse da trajetória de deformação plana. Para a região de estiramento da CLC, a ocorrência da estrição localizada mostrou-se próxima a da estrição difusa, e dessa forma, tanto o critério de Dorn, como a TPAEG com um ângulo particular de estrição de $\theta \cong 90^\circ$, concordam razoavelmente bem com a tendência experimental. A teoria de Marciniak e Kuczyński apesar do baixo índice de encruamento do material, não prevê esse tipo de comportamento. A teoria de Bressan e Williams, assumindo $\varepsilon_b = 0,40$, além de representar esse comportamento, foi a que melhor se aplicou para a trajetória de deformação plana. Uma total discrepância pode ser observada para a teoria de Swift, com relação a indicação dos resultados experimentais.

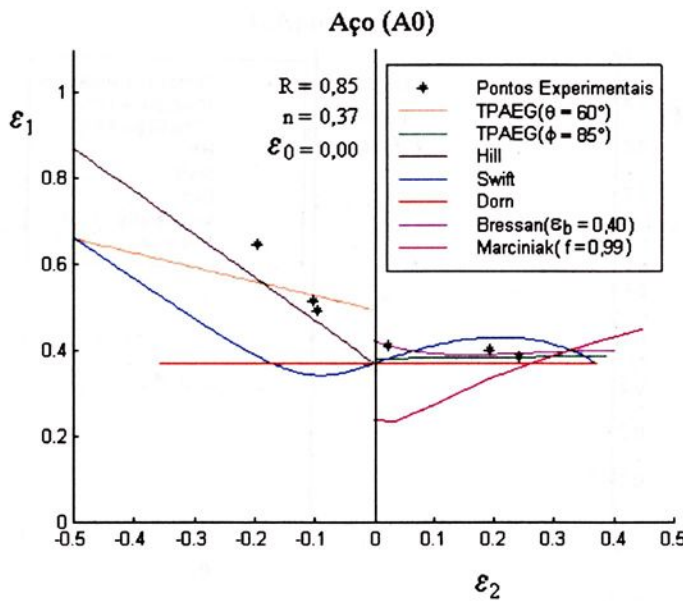


Figura 4.23 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço (A0). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).

A figura 4.24, aço (A3) testado por Bleck et al. (1998), para a região de estiramento da CLC, apresenta um comportamento bem parecido com o da figura 4.23, onde igualmente a teoria de Marciniak e Kuczyński mostra-se de forma inconsistente para acomodar a totalidade dos pontos experimentais. A teoria de Bressan e Williams, para $\varepsilon_b = 0,30$, por outro lado, mostra-se razoável para acomodar a tendência dos pontos experimentais próximo a trajetória de tração

biaxial balanceada. A TPAEG, mesmo para um ângulo particular de estrição de $\phi = 90^\circ$, como a teoria de Dorn, não representam tal comportamento. Uma total discrepância pode ser notada também para a teoria de Swift.

Uma razão $d\varepsilon_1 / d\varepsilon_2$ menor ou igual a zero pode ser observada em certos materiais como nos casos em análise, o que pode estar relacionado à natureza do material como discutido por Azrin e Backofen (1970) e que será discutido oportunamente.

Por outro lado, para a região de estampagem da CLC, a teoria de Hill segue a tendência dos dados experimentais. A TPAEG, poderia ser estudada para um ângulo particular de estrição de $\theta \cong 60^\circ$, para uma trajetória de deformação de tração simples, e assumiria valores entre 60° e 90° quando a trajetória se aproximasse da trajetória de deformação plana.

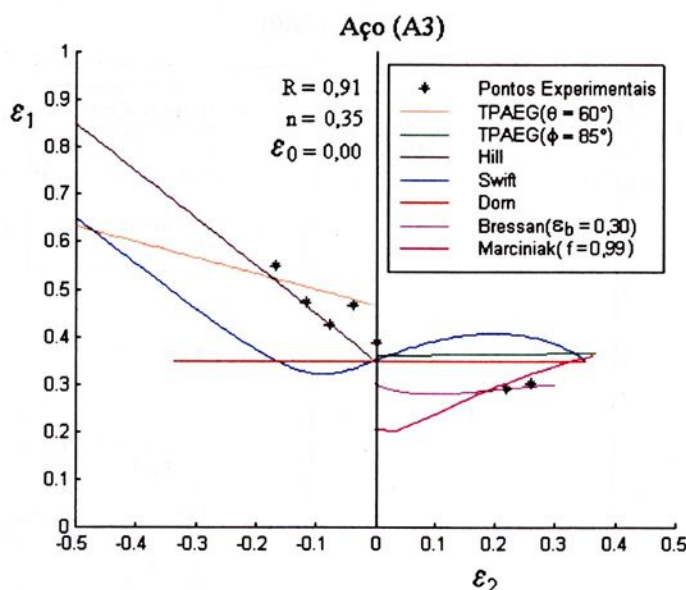


Figura 4.24 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Aço (A3). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).

Nas figuras 4.25 à 4.34, são apresentadas chapas de alumínio, com diferentes propriedades e testadas por diferentes autores.

A figura 4.25, apresenta uma chapa de alumínio de pureza comercial (1000-0), testada por Ghosh e Backofen (1973). Nota-se, para a região de estiramento da CLC, que a estrição localizada ocorre numa região muito próxima a formação da estrição difusa, o que justifica a boa concordância entre os pontos experimentais e os limites de deformação encontrados pela teoria de Dorn e Swift, ambas relacionadas com o surgimento de uma estrição difusa. Entretanto, o critério de Dorn, mostrou-se levemente mais significativo do que o critério de Swift, para esta região da CLC, o que está em plena concordância com as observações de Negroni e Thomsen (1969) e Negrone et al. (1968). A TPAEG assumindo um ângulo particular de estrição de $\phi = 85^\circ$ (para melhor representação, uma vez que $\phi = 90^\circ$ se sobreporia à teoria de Dorn) apresenta comportamento satisfatório para representar essas deformações limites apresentadas experimentalmente. A teoria de Bressan e Williams, para um $\epsilon_b = 0,30$, apresenta um comportamento levemente inferior ao da TPAEG. Diferentemente, uma total discrepância foi obtida pela teoria de Marciniak e Kuczyński, a qual ficou muito abaixo das deformações limites medidos experimentalmente. A teoria de Hill, não pode ser avaliada neste caso, uma vez que só é válida para o lado esquerdo da CLC, ou seja, região de estampagem, devido a hipótese de uma direção de alongamento nulo no plano da chapa.

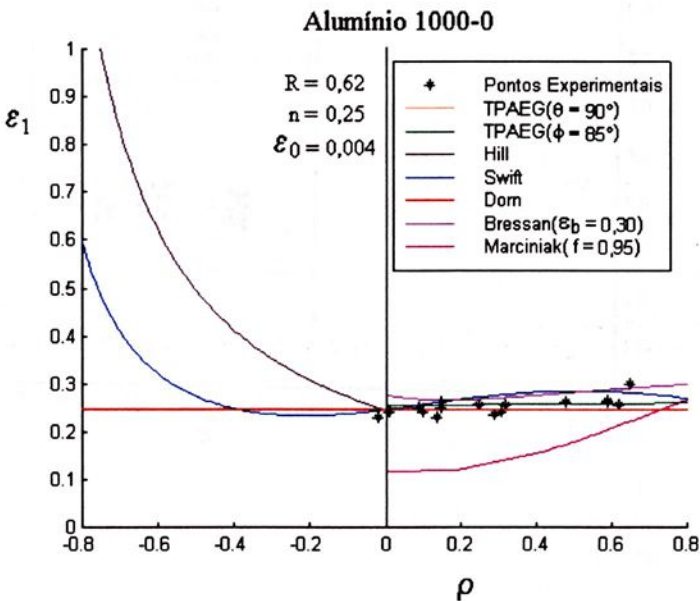


Figura 4.25 – Dependência da razão de deformação, ϵ_1 , para Alumínio, laminado a frio para redução de 20% na espessura. Pontos experimentais apresentados por Ghosh e Backofen (1973).

Ragah e Saleh (2000) testaram o alumínio mole (*soft aluminium*), mostrado na figura 4.26, onde apresentaram somente a tendência experimental das deformações limites para a região de estiramento da CLC. As teoria de Dorn e Swift representaram a faixa de deformação na qual a estricção difusa deveria aparecer, e dessa forma possibilitaram a observação de uma região onde as deformações após este ponto, pudessem continuar até que a estricção localizada, como uma banda de fratura, pudesse aparecer. A teoria de Marciniak e Kuczyński subestima essas deformações limites para a região de deformação próxima a trajetória de deformação plana. E, subestima essas deformações para uma região próxima a trajetória de tração biaxial balanceada. Entretanto, de maneira diferente a TPAEG supondo um ângulo de estricção particular de $\phi = 70^\circ$, como indicado por Painter e Pearce (1969), concorda de maneira satisfatória com a tendência dos resultados experimentais. Um comportamento análogo é observado pela teoria de Bressan e Williams quando ϵ_b é suposto ser igual a 0,40. Por outro lado, para a região de estampagem da CLC, a análise foi prejudicada pela falta de dados experimentais, embora os níveis de deformações limites previstos pela TPAEG sejam maiores que os obtidos pelas teorias de Hill e Swift, respectivamente.

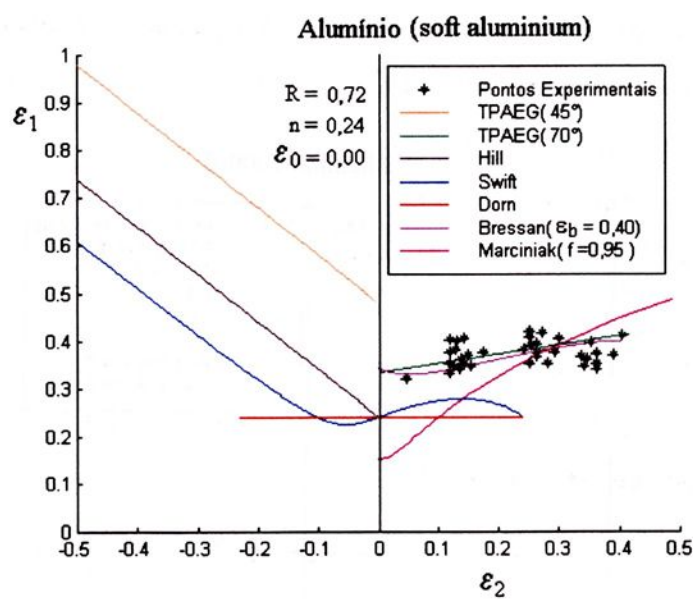


Figura 4.26 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Alumínio (soft aluminium). Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000).

Um comportamento diferente do apresentado nas figuras anteriores, com relação ao alumínio, como mostrado na figura 4.27, é o caso do alumínio (1/2H CP) ensaiado por Painter e

Pearce (1969). O que pode estar relacionado ao alto valor do encruamento inicial da chapa apresentado por esse material. Da mesma forma, o baixo coeficiente de anisotropia plástica normal, associado ao alto valor do índice de encruamento, já indicavam deformações limites próximas a estrição difusa, como observado anteriormente para os aços, sendo esse fato, ainda mais acentuado para a região de estampagem da CLC. Como pode ser observado na figura, a inclinação definida pela teoria de Swift satisfaz a representação dessas deformações limites obtidos experimentalmente. A teoria de Dorn, a qual também está associada ao fenômeno da estrição difusa é, no entanto, mais conservativa. A teoria de Hill de uma forma geral mostra concordância limitada apenas para a região próxima a trajetória de deformação plana. A TPAEG, para a região de estampagem da CLC, conseguiria satisfazer a tendência dos dados experimentais, caso fosse assumido ângulos particulares de estrição, variando-os conforme a trajetória de deformação, fenômeno associado a rotação de planos, como discutido na hipótese da TPAEG.

Por outro lado, supondo a TPAEG associada a um ângulo $\theta = 70^\circ$, como indicado anteriormente para o caso do alumínio, prediz razoavelmente bem as deformações limites para a região de estampagem da CLC. Embora superestime os valores dessas deformações limites na região próxima a trajetória de deformação plana. Para a região de estiramento da CLC, a TPAEG segue melhor a tendência dos resultados experimentais, associada a um ângulo particular de estrição de $\phi = 75^\circ$. A teoria de Bressan e Williams para $\varepsilon_b = 0,25$, de uma forma geral não consegue representar o comportamento das deformações limites obtidas experimentalmente, uma vez que superestima as deformações limites para a região de deformações próxima a trajetória de deformação plana e subestima-as na região próxima a trajetória de tração biaxial balanceada. Pela teoria de Marciniak e Kuczyński não foi possível encontrar os valores de deformações limites, devido ao alto valor do ε_0 , o que causou no cálculo computacional dessas deformações uma certa instabilidade numérica computacional (*overflow*).



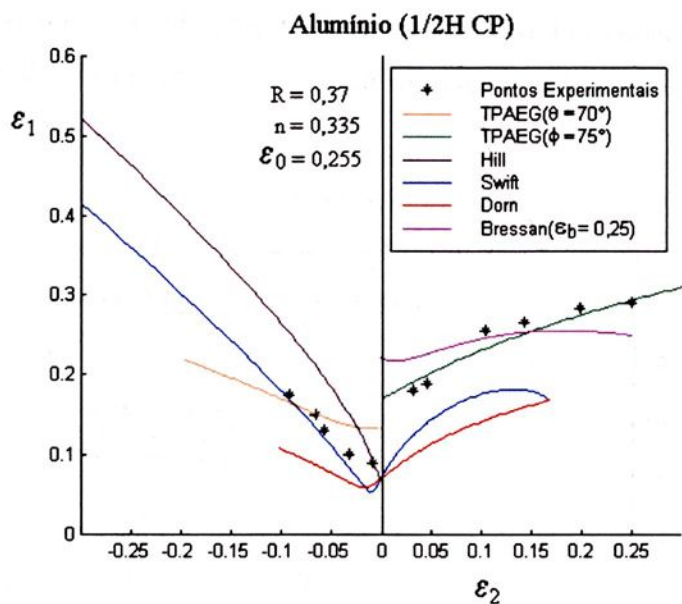


Figura 4.27 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Alumínio (1/2H CP). Pontos experimentais apresentados por Painter e Pearce (1969).

Brunet et al. (1998), ensaiaram três chapas de alumínio, Al 5182, Al 6016 e Al 5754, os quais são representados nas figuras 4.28, 4.29 e 4.30, respectivamente. De uma forma geral, para as três figuras, a TPAEG mostrou uma razoável concordância com os pontos experimentais, para um ângulo particular de estricção de $\theta \cong \phi \cong 70^\circ$, região de estampagem e região de estiramento. Todavia, deve ser observado que a TPAEG não representa o espalhamento dos dados experimentais próximos a trajetória de deformação plana, o que indicaria a estricção difusa e localizada muito próximas implicando em $\theta \cong \phi \cong 90^\circ$. A teoria de Hill só apresentou boa concordância para a trajetória de deformação plana, passando a superestimar esses valores de deformação longe dessa trajetória. Os baixos valores do índice de encruamento e do índice de anisotropia plástica normal, como já discutido anteriormente, implicam em baixa resistência ao aparecimento da estricção localizada após iniciada a estricção difusa, ou seja, menor a região entre a estricção difusa e a estricção localizada, visível na CLC. A teoria de Swift mostra-se mais significativa do que a teoria de Dorn para a região de estampagem da CLC, e o contrário para a região de estiramento, como pode ser observado nessas três figuras (4.28, 4.29 e 4.30). Porém, de uma maneira geral, ambas teorias não mostraram uma concordância satisfatória. Para a região de estiramento, a teoria de Bressan e Williams assumindo uma leve variação de ϵ_b , mostrou-se razoavelmente boa, acomodando os pontos experimentais para uma larga faixa de trajetórias de deformação, de deformação plana à tração biaxial balanceada. A teoria de Marciniak e

Kuczyński, por outro lado, subestimou as deformações limites próximo a trajetória de deformação plana e superestimou essas deformações próximo a trajetória de tração biaxial balanceada.

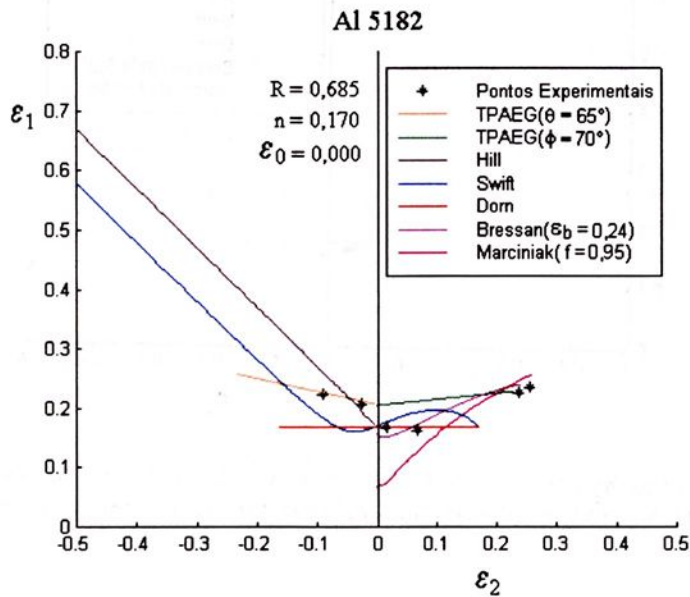


Figura 4.28 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Al 5182. Pontos experimentais apresentados por Brunet et al. (1998).

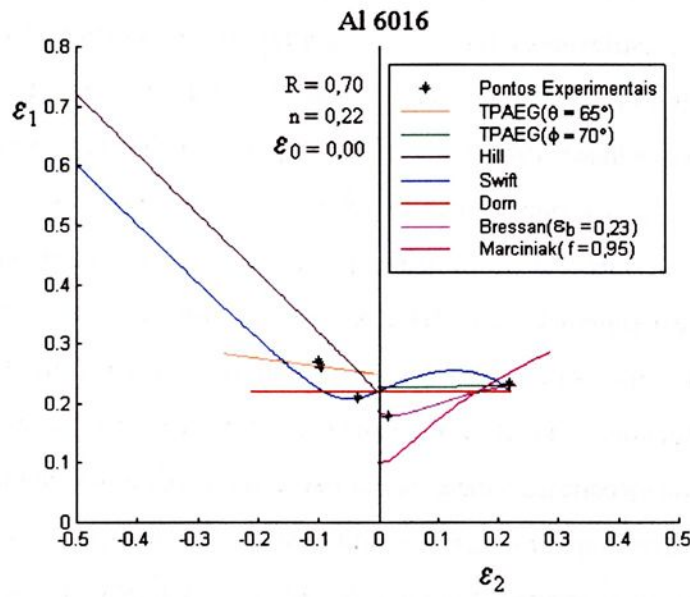


Figura 4.29 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Al 6016. Pontos experimentais apresentados por Brunet et al. (1998).

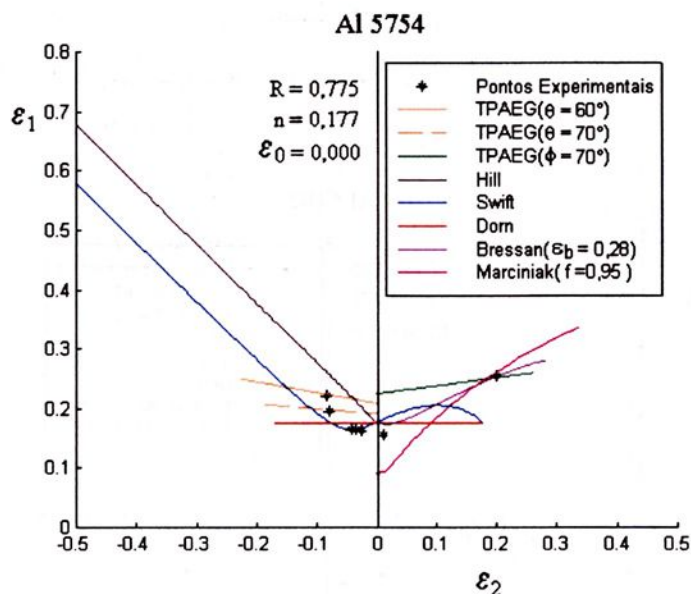


Figura 4.30 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Al 5754. Pontos experimentais apresentados por Brunet et al. (1998).

Ragah e Saleh (2000) e Date e Padmanabhan (1992), figura 4.31 e 4.32 respectivamente para a liga Al-Mn, publicaram dados experimentais com propriedades plásticas similares. Entretanto, Ragah e Saleh no levantamento experimental da CLC ficaram limitados apenas a região de estiramento. Analisando a figura 4.32, a qual está em concordância com a figura 4.31, pode ser observado que a tendência dos dados experimentais é prevista de forma excelente pelas deformações limites calculadas através da TPAEG para um ângulo particular da estricção de $\theta = 55^\circ$, para a região de estampagem da CLC, e $\phi = 70^\circ$, para a região de estiramento de ambas figuras. É importante destacar, contudo que, na figura 4.31, para a região de estampagem da CLC a análise foi prejudicada pela falta de dados experimentais, embora os níveis de deformações limites previstos pela TPAEG sejam maiores que os obtidos pela teoria de Hill e Swift, respectivamente, como indicado anteriormente. Ainda com relação a essas figuras, pode-se notar que a teoria de Bressan e Williams para $\epsilon_b \cong 0,45$, mostra também um bom resultado, com uma ligeira deficiência apenas para a região próxima a trajetória de deformação plana, onde superestima as deformações limites. A teoria de Hill para a região de estampagem, a teoria de Marciniak e Kuczyński para a região de estiramento, ou mesmo as teorias de Dorn e Swift para ambas regiões da CLC, não se mostraram próprias para descrever tais limites experimentais.

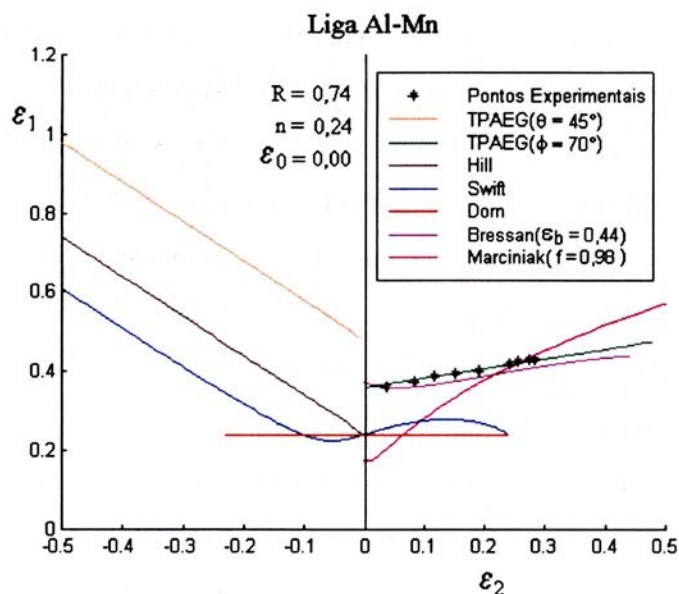


Figura 4.31 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para a Liga Al-Mn. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000).

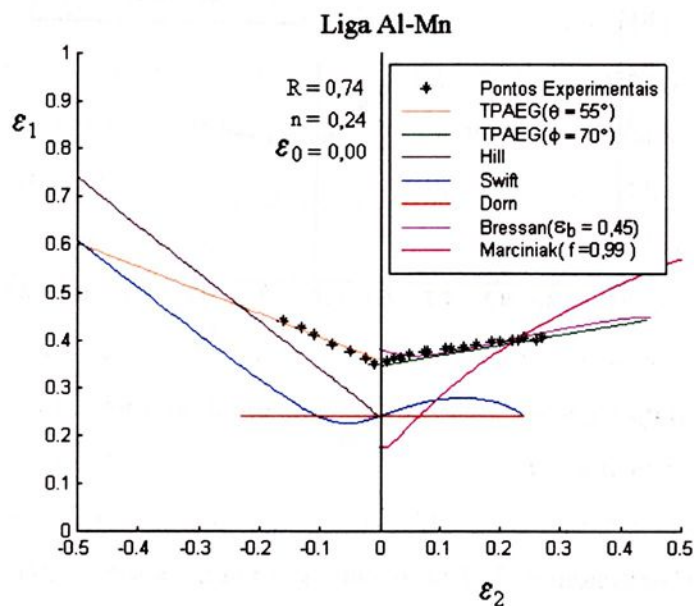


Figura 4.32 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para a Liga Al-Mn. Pontos experimentais apresentados por Date e Padmanabhan (1992).

Na figura 4.33, a qual apresenta uma liga Al-Cu-Mg, testada por Date e Padmanabhan (1992), pode-se observar a boa concordância da TPAEG para ambas regiões da CLC, estampagem e estiramento, respectivamente. A TPAEG, para a região de estampagem,

representa a tendência dos dados experimentais para deformações limites associadas a um ângulo particular de estrição de $\theta = 45^\circ$. As teorias clássicas de Hill, Dorn e Swift, apresentaram uma total discrepância com esses dados, não conseguindo representar os níveis de deformação encontrados experimentalmente. Para a região de estiramento da CLC, a TPAEG também é a única teoria que consegue uma representação satisfatória da tendência dos dados experimentais, agora assumindo um ângulo de estrição particular de $\phi = 65^\circ$. A teoria de Bressan e Williams, para $\epsilon_b = 0,35$, e a teoria de Marciniak e Kuczyński, por outro lado, não apresentaram boa concordância com os dados experimentais, sendo ambas as teorias, próprias apenas às trajetórias de deformações, próximas a trajetória de tração biaxial balanceada.

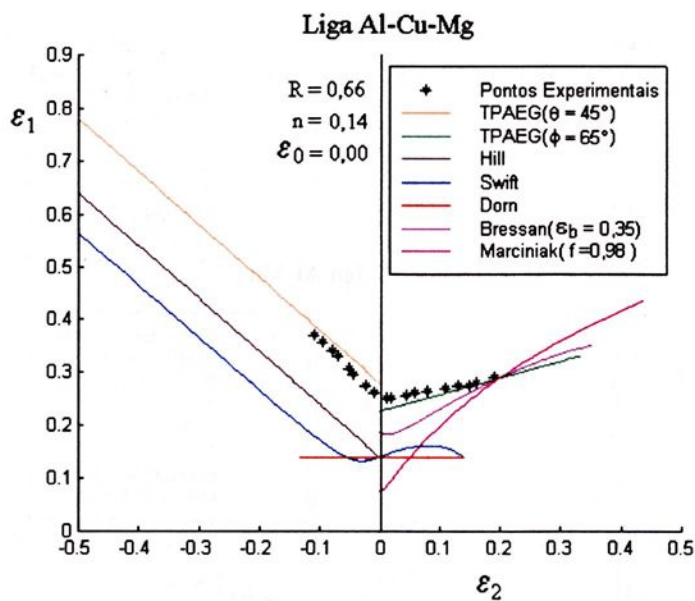


Figura 4.33 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para a Liga Al-Cu-Mg. Pontos experimentais apresentados por Date e Padmanabhan (1992).

Na figura 4.34, uma liga de Al-Mg, testada por Date e Padmanabhan (1992) é mostrado o efeito do magnésio, sem o cobre (em comparação com a figura 4.33), o que implica em um coeficiente de anisotropia plástica normal mais baixo que o da liga Al-Cu-Mg, anteriormente analisada. Se observa que a liga Al-Mg apresenta uma resistência mais baixa ao aparecimento da estrição localizada, o que conduz à maior proximidade entre a estrição difusa e a estrição localizada. Para a região de estampagem da CLC, verifica-se que a TPAEG para um ângulo particular de estrição de $\theta = 45^\circ$, embora retratando fielmente à inclinação dos pontos

experimentais, superestima essas deformações limites avaliadas. Em contraste, a teoria de Hill mostra uma concordância mais razoável com os dados experimentais, embora subestimando essas deformações avaliadas. Por outro lado, para a região de estiramento da CLC, a TPAEG quando supondo um ângulo particular de estricção de $\phi = 70^\circ$ e a teoria de Bressan e Williams com $\varepsilon_b = 0,30$, conseguem ambas representar de maneira satisfatória a tendência dos dados experimentais. Uma notada discrepância entre os valores de deformações limites avaliadas é encontrado quando comparadas a teoria de Marciniak e Kuczyński, ainda que para um $f = 0,96$, valor não usual. A teoria de Dorn e a teoria de Swift apresentaram um patamar abaixo daquele observado experimentalmente, o qual é associado ao aparecimento de uma estricção localizada.

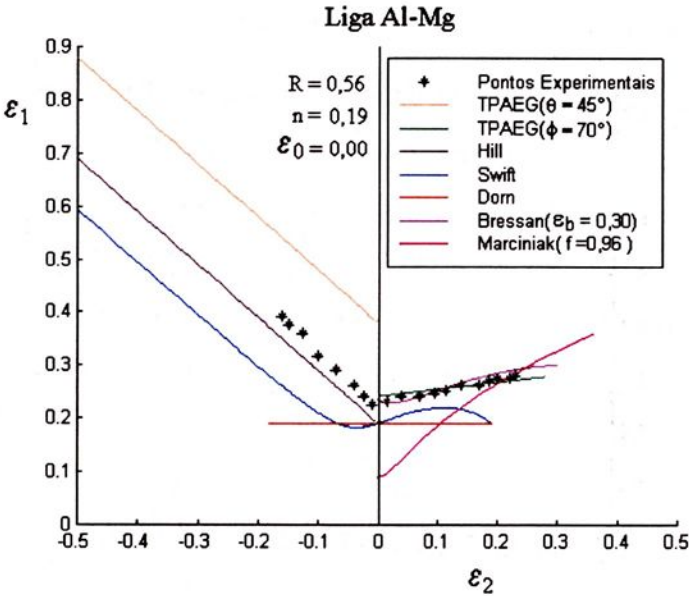


Figura 4.34 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para a Liga Al-Mg. Pontos experimentais apresentados por Date e Padmanabhan (1992).

Nas figuras 4.35 à 4.38 são apresentadas chapas de cobre com diferentes propriedades, ensaiadas por diferentes autores. Sob o ponto de vista metalúrgico o cobre, assim como o alumínio, apresentam uma estrutura cristalina CFC, com 12 sistemas de deslizamento preferenciais (4 planos compactos), o que o diferencia do aço, que apresenta uma estrutura CCC, e apesar do fato de apresentar 48 sistemas de deslizamento possíveis, o mesmo não mostra um plano de densidade atômica predominante, o que normalmente conduz a necessidade de maiores tensões de cisalhamento para produzir o deslizamento. Junto à esses fenômenos, observa-se que o processo de deformação por maclação mostra-se mais efetivo na estrutura cristalina CCC, Dieter (1981). Esses fatos, além de evidenciarem a real diferença de resistência mecânica desses dois materiais, explicam também a razão pela qual, no caso do cobre, se consegue uma baixa capacidade de deformação após o atingimento da estrição difusa, o que por sua vez é também justificado pelo seu baixo coeficiente de anisotropia.

A figura 4.35 apresenta uma chapa de cobre testada por Kleemola e Ranta-Eskola (1976), na qual constata-se para a região de estampagem a proximidade entre a estrição difusa e a localizada, o que era esperado devido as características deste material de chapa. Nesta região a teoria de Dorn ou mesmo a teoria de Swift não foram capazes de caracterizar as deformações limites no início da estrição difusa, as quais foram possíveis através da TPAEG para um ângulo particular de estrição $\theta = 70^\circ$. A teoria de Hill mostrou uma baixa concordância com as deformações experimentais caracterizadas por uma estrição localizada. Entretanto, a TPAEG mostrou-se própria à representar tais deformações sob um ângulo particular de estrição $\theta = 65^\circ$. Para a região de estiramento a TPAEG sob um ângulo particular de estrição $\phi = 75^\circ$, da mesma forma foi a teoria que melhor representou a tendência dos pontos experimentais. A teoria de Bressan e Williams também mostrou, de certa forma, uma boa correlação, quando $\epsilon_b = 0,60$. A teoria de Marciniak e Kuczyński, embora mostrando relativa concordância com os pontos experimentais próximo a região da trajetória de tração biaxial balanceada, não representou de maneira satisfatória a tendência geral dos pontos experimentais.



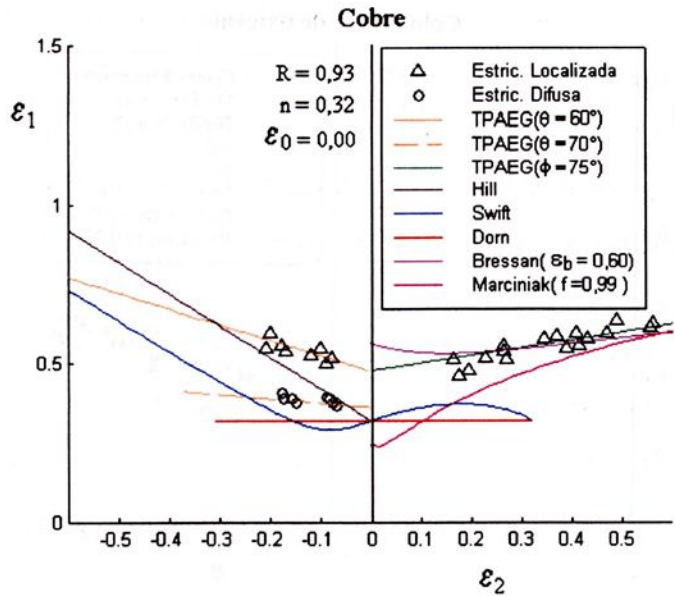


Figura 4.35 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Cobre. Pontos experimentais apresentados por Kleemola e Ranta-Eskola (1976).

A figura 4.36, mostra a CLC de uma chapa de cobre livre de oxigênio testado por Ragah e Saleh (2000). Nota-se que a análise da CLC para a região de estampagem é prejudicada pela ausência de dados experimentais, embora observa-se que a TPAEG para um ângulo particular de estrição $\theta = 45^\circ$, preveja maiores deformações limites que as observadas pela teoria de Hill. Para a região de estiramento da CLC, observa-se que a chapa de cobre livre de oxigênio também apresenta uma baixa resistência ao aparecimento da estrição localizada, fato comum para cobre e ligas de cobre, implicando numa maior proximidade entre as deformações previstas através da estrição difusa (associadas as teorias de Dorn e Swift), e as deformações limites relacionadas aos aparecimento da estrição localizada (associadas aos pontos experimentais). A TPAEG, para um ângulo particular de estrição $\phi = 70^\circ$, e a teoria de Bressan e Williams, para $\epsilon_b = 0,50$, apresentam concordância razoável com os pontos experimentais, embora observa-se uma superestimação das deformações limites próximas a região da trajetória de tração biaxial balanceada. Diferentemente, a teoria de Marciniak e Kuczyński apresenta uma razoável concordância com a tendência experimental, sobretudo próxima a essa trajetória, contudo verifica-se que para a região próxima a trajetória de deformação plana, a teoria de Marciniak e Kuczyński subestima as deformações limites em relação a tendência experimental.

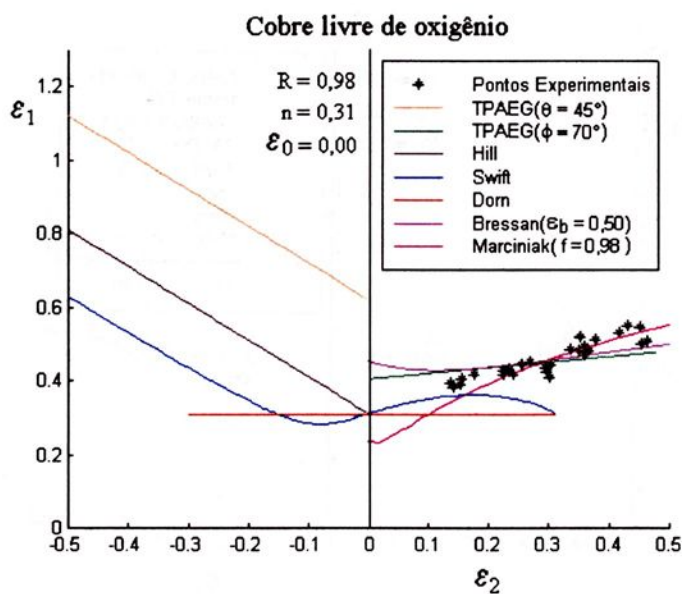


Figura 4.36 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Cobre livre de oxigênio. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000).

Para uma chapa de cobre-níquel 87/11, também testada por Ragab e Saleh (2000), referente a figura 3.37, para a região de estiramento da CLC, a teoria de Marciniak e Kuczyński apresenta uma razoável concordância com a tendência dos pontos experimentais disponíveis, embora se espere uma superestimação dessas deformações limites na região próxima a trajetória de tração biaxial balanceada e subestimação dessas deformações na região próxima a trajetória de deformação plana. Para esse material de chapa, a TPAEG, para um ângulo particular de estricção $\phi = 70^\circ$, e a teoria de Bressan e Williams, para $\epsilon_b = 0,40$, apresentam apenas uma razoável concordância com a tendência dos dados experimentais. Não obstante, a TPAEG mostra uma leve superioridade na da previsão dessas deformações limites sobre a teoria de Bressan e Williams, para as deformações mais próximas à trajetória de tração biaxial balanceada.

A chapa de cobre-níquel 87/11, também apresenta uma baixa resistência ao aparecimento da estricção localizada, o que leva a proximidade entre as deformações previstas através da estricção difusa (associada as teorias de Dorn e Swift), e as deformações limites relacionadas ao aparecimento da estricção localizada (associadas aos pontos experimentais). Como discutido anteriormente, a análise da CLC para a região de estampagem é prejudicada pela ausência de dados experimentais.

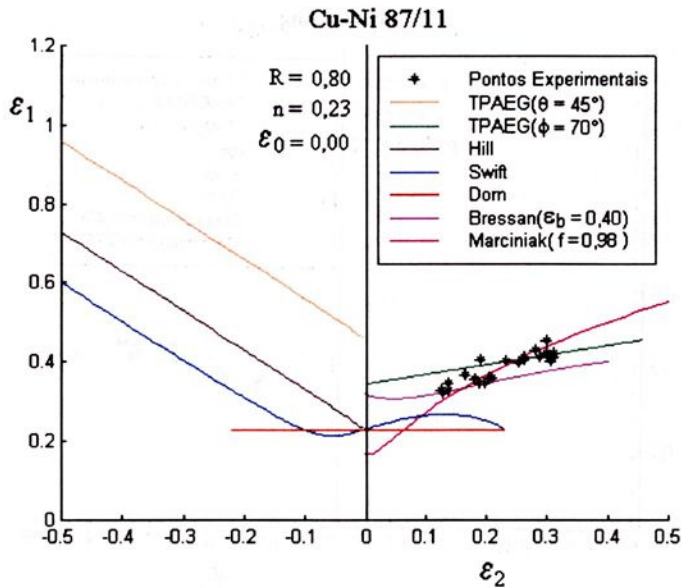


Figura 4.37 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Cu-Ni 87/11. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000).

De maneira análoga à figura 4.37, para a região de estiramento da CLC de uma chapa de cobre tenaz, testado por Ragab e Saleh (2000), mostrada na figura 4.38, a TPAEG para um ângulo particular de estrição $\phi = 70^\circ$, apresenta uma boa concordância com a tendência dos pontos experimentais, exibindo uma leve superioridade sobre a teoria de Bressan e Williams, para $\epsilon_b = 0,40$, ou mesmo a teoria de Marciniak e Kuczyński. A teoria de Hill não foi analisada nesta figura, pelos motivos discutidos anteriormente. A teoria de Dorn e a teoria de Swift prevêm deformações mais próximas aos pontos experimentais avaliados, retratando a baixa resistência ao aparecimento da estrição localizada, apresentada para este material de chapa.

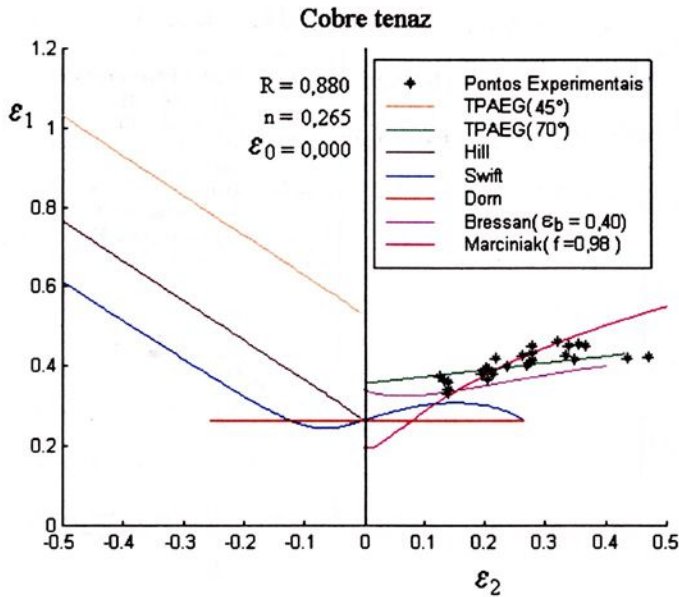


Figura 4.38 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Cobre tenaz. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000).

Da figura 4.39 à 4.44, são analisados os latões, com diferentes propriedades e ensaiados por diferentes autores. Num aspecto geral, o latão 70/30 mostra um comportamento muito complexo quando comparado a outros materiais de chapas. Uma pequena mudança no coeficiente de anisotropia plástica e daí na textura da chapa, reflete uma mudança significativa na dependência da deformação limite ϵ_1 da razão de deformação ρ ou da deformação ϵ_2 . Contudo, levando-se em conta as discrepâncias entre esse comportamento particular do latão 70/30 e os valores de deformações encontrados pelas teorias, e considerando o fundamento da TPAEG, é indicado que o deslizamento pode não ser o único mecanismo de deformação que controla a posição da estrição localizada. Nessa direção, Dillamore et al. (1979), argumentaram que uma estrutura desenvolvida por maclação pode influenciar o início da instabilidade através de seu efeito sobre o valor de n . Eles encontraram experimentalmente que em ambas ligas de alumínio com valores baixos de n e de latão, as quais no ensaio de tração limitam-se à deformações iguais a n , porém mostram valores altos de n , as bandas de cisalhamento formam-se à deformações por volta de 55% e as deformações limites atingem $\epsilon \approx 0,8$. Dessa forma, Dillamore et al. concluíram que o encruamento do latão não é sustentado nas altas deformações, mas que é provável que o fator mais importante e determinante para o início da formação das bandas de cisalhamento é o desenvolvimento de uma textura suficientemente aguda, a qual torna possível a ocorrência da instabilidade. Contudo, Mahajan e Williams (1973), enfatizaram que

devido a orientação das regiões macladas serem diferentes daquelas da matriz, é concebível que a ocorrência da maclação durante a deformação afeta o desenvolvimento da textura. Por outro lado, Rogers e Roberts (1968), investigaram o comportamento anisotrópico de chapas de zinco e titânio, uniaxialmente e biaxialmente estiradas, em termos cristalográficos através de figuras de polo e evidência metalográfica, para identificar o mecanismo de deformação operativo. Essas chapas metálicas de estruturas hexagonais são reconhecidas exibir um alto grau de anisotropia plástica, sobretudo devido ao menor número de sistemas de deslizamento em metais cúbicos. Rogers e Roberts, mostraram que para um carregamento em tração uniaxial a deformação por maclação é acompanhada por mudanças nas orientações preferidas, ao passo que para um carregamento biaxial, esse seria o modo de deformação principal. Essas observações reforçam as bases da TPAEG.

A figura 4.39, apresenta o latão 70/30 ensaiado por Kleemola e Ranta-Eskola (1976), onde é realçado os altos níveis de deformações limites para ambas regiões da CLC, fato que deve ser atribuído ao alto valor do índice de encruamento desse material. Todavia, deve ser destacada a proximidade entre as deformações associadas ao aparecimento da estrição difusa e localizada, sobretudo para a região da CLC próxima da trajetória de deformação plana e para a região de estiramento. Tal observação está de acordo com observações experimentais anteriores verificadas por Ghosh (1976) e Menezes (1987). Latão recozido, normalmente apresenta $m \cong 0$, e com isso mostra rápida concentração de deformação após o aparecimento da estrição difusa, não obstante sua maior resistência ao desenvolvimento da estrição localizada quando comparada, por exemplo, ao cobre eletrolítico. O latão 70/30, dependendo do nível de encruamento observado, pode experimentar uma perda de estabilidade, de forma a atingir a fratura, a níveis de deformações limites muito próximos aqueles do aparecimento da estrição difusa, como indicado na figura 4.39. A teoria de Hill, concorda razoavelmente bem com os pontos experimentais do latão 70/30, no sentido de representar essa perda de estabilidade. Em contraste, ainda para a região de estampagem, é notado que a teoria de Dorn, assim como a teoria de Swift, subestimam os valores de deformações limites relacionados ao aparecimento da estrição difusa. Por outro lado, a previsão das deformações para a região de estampagem da CLC, pela TPAEG, é muito boa para os ângulos de estrição $\theta = 60^\circ$ e $\theta = 75^\circ$, respectivamente associados ao aparecimento da estrição localizada e difusa, supondo a ocorrência de dois níveis distintos de rotação de planos de deslizamento, como já discutido. Para a região de estiramento da CLC, a TPAEG, para um ângulo particular de estrição $\phi = 80^\circ$, mostra excelente



concordância com os dados experimentais. A teoria de Bressan e Williams, para $\varepsilon_b = 0,55$, ou mesmo a teoria de Marciniak e Kuczyński, mostram concordância razoavelmente boa apenas para pontos experimentais próximos a trajetória de tração biaxial balanceada.

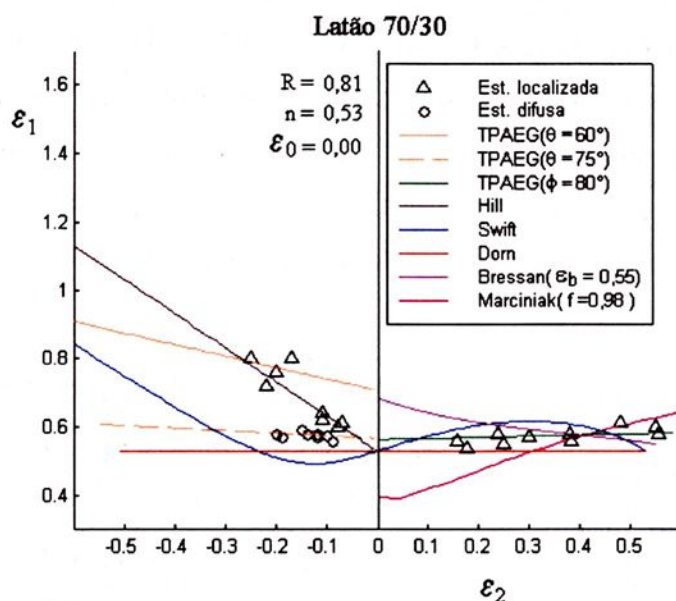


Figura 4.39 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Kleemola e Ranta-Eskola (1976).

A figura 4.40, apresenta o latão 70/30 ensaiado por Painter e Pearce (1969), onde observa-se a ocorrência de pontos experimentais para a região de estiramento, abaixo das curvas representativas da estrição difusa, segundo a teoria de Dorn e Swift. Fato também observado para a TPAEG segundo um ângulo particular de estrição $\phi = 85^\circ$ (aqui utilizado para destacar de um ângulo $\phi = 90^\circ$ que coincidiria com a teoria de Dorn, como já discutido anteriormente). Tal observação em um primeiro momento poderia ser atribuída a uma má confecção do corpo de prova utilizado no ensaio de estiramento biaxial, ou a influência espúria do atrito durante o processo de deformação da chapa, ou mesmo para valores muito altos do coeficiente de anisotropia plástica normal, R , como discutido por Azrin e Backofen (1970), a partir da análise da teoria de Marciniak e Kuczyński. Uma razão $d\varepsilon_1/d\varepsilon_2$ menor ou igual a zero pode ser observado em certos materiais, como no caso em análise, o que pode estar relacionado à natureza do material, como discutido e destacado por Azrin e Backofen (1970), e que será aqui discutido oportunamente. Para a região de estiramento da CLC é notória ainda a boa aplicabilidade da

teoria de Bressan e Williams, para um valor de $\varepsilon_b = 0,40$, a qual segue de maneira satisfatória a tendência dos pontos experimentais. Diferentemente, a teoria de Marciniak e Kuczyński embora cruzando os pontos experimentais mostra-se inconsistente de maneira geral. A teoria de Hill, para a região de estampagem da CLC, em contraste com o que foi analisado para a figura 4.39, apresenta total discrepância da tendência dos pontos experimentais. Por outro lado, a previsão da deformações para a região de estampagem da CLC, pela TPAEG é razoavelmente boa para os ângulos de estricção $\theta = 75^\circ$ e $\theta = 90^\circ$, respectivamente associados ao aparecimento da estricção localizada e difusa, supondo que haja rotação de planos de deslizamentos, como descritos anteriormente.

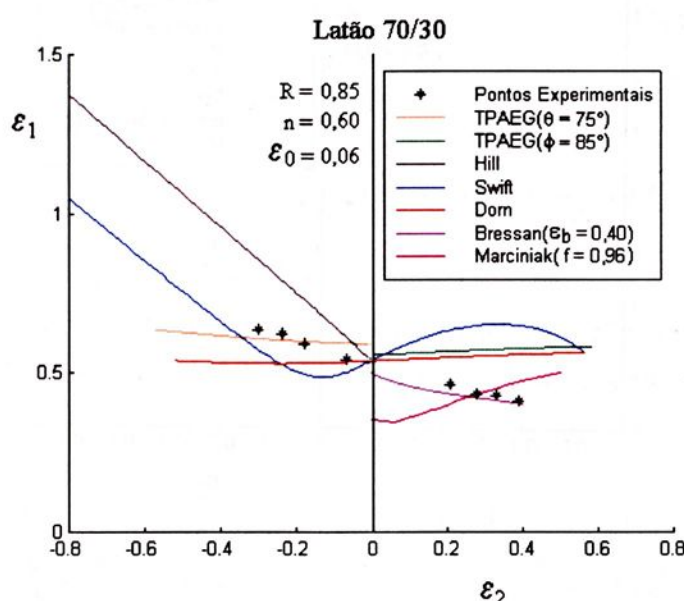


Figura 4.40 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Painter e Pearce (1969).

Por outro lado, na figura 4.41, para um latão recozido testado por Ghosh (1976), mas com propriedades levemente diferentes daquelas do latão anterior, a CLC prevista pela teoria TPAEG, para a região de estampagem, concorda razoavelmente bem com os pontos experimentais para um ângulo de estricção $\theta = 55^\circ$. A teoria de Hill, assim como as teorias de Swift e de Dorn, não conseguem representar a tendência dos pontos experimentais. Contudo a TPAEG, na região de estiramento, para um ângulo de estricção de $\phi = 90^\circ$, o qual conduz a valores de deformações limites similares aqueles obtidos pela teoria de Dorn, parece representar

razoavelmente bem o comportamento desse material, supondo que próximo à trajetória de deformação plana se verifique uma rotação abrupta dos planos de deslizamento de $\theta = 55^\circ$ para $\phi = 90^\circ$. Uma clara discordância entre os dados experimentais, para a região de estiramento, e as CLC's previstas pelas teorias de Marciniak e Kuczyński e de Bressan e Williams, para um $\epsilon_b = 0,50$, é também observada. Onde, considerando-se o espalhamento dos dados experimentais próximos à trajetória de deformação plana, verifica-se a melhor consistência apresentada pela teoria de Bressan e Williams.

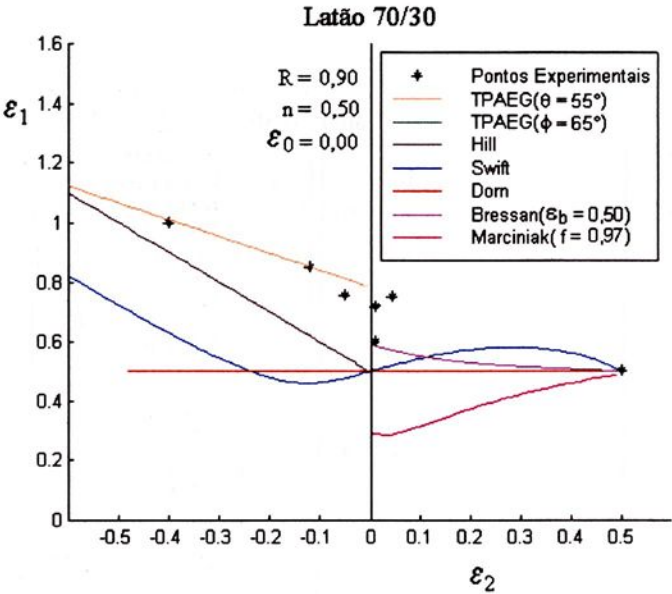


Figura 4.41 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Ghosh (1976).

Nas figuras 4.42 e 4.43, são apresentados latões 70/30 com propriedades bastante diferentes dos anteriores, ambos testados por Ragab e Saleh (2000). Deve ser observado, que esses dois latões, embora apresentando coeficientes de anisotropia plástica normal, R , na mesma faixa de valores dos anteriores, mas com índices de encruamento, n , claramente mais baixos, afetam significativamente o comportamento mecânico dessas chapas metálicas, onde a razão $d\epsilon_1/d\epsilon_2$, torna-se maior que zero. Tal fato será oportunamente discutido. Nota-se das figuras 4.42 e 4.43, que a análise para a região de estampagem é prejudicada pela ausência de dados experimentais. Entretanto, observa-se que a TPAEG, para um ângulo de estricção $\theta = 45^\circ$ prevê maiores deformações limites que as observadas pela teoria de Hill, de Swift e de Dorn. Para a

região de estiramento, a TPAEG, supondo um ângulo de estricção $\phi = 80^\circ$ (figura 4.42) e $\phi = 75^\circ$ (figura 4.43) prevêm as deformações limites razoavelmente bem para trajetória de deformação distantes da trajetória de deformação plana, onde as deformações são superestimadas. Nota-se também que a teoria de Marciniak e Kuczyński se mostrou bastante consistente para representar a totalidade dos pontos experimentais, embora superestimando as deformações próximo à trajetória de deformação biaxial balanceada. Ainda para esta região da CLC, é notado uma leve concordância entre os pontos experimentais e as teorias de Dorn, Swift, e de Bressan e Williams, para $\varepsilon_b = 0,50$ (figura 4.42) e $\varepsilon_b = 0,40$ (figura 4.43).

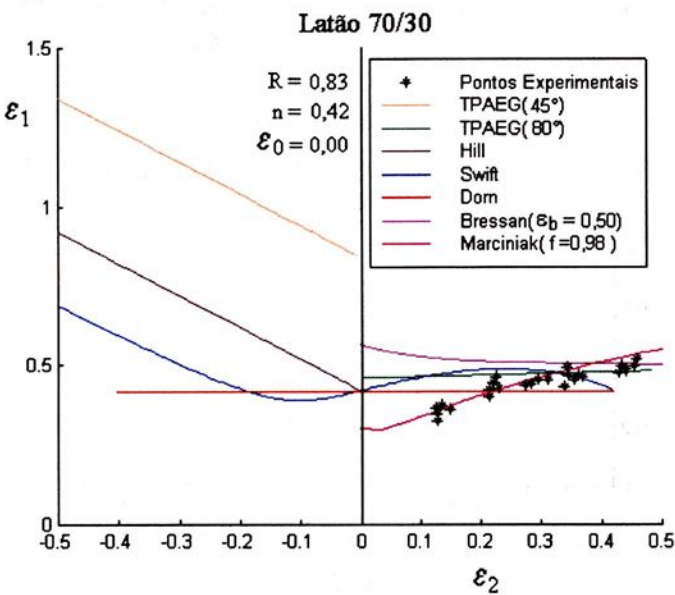


Figura 4.42 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ε_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000).

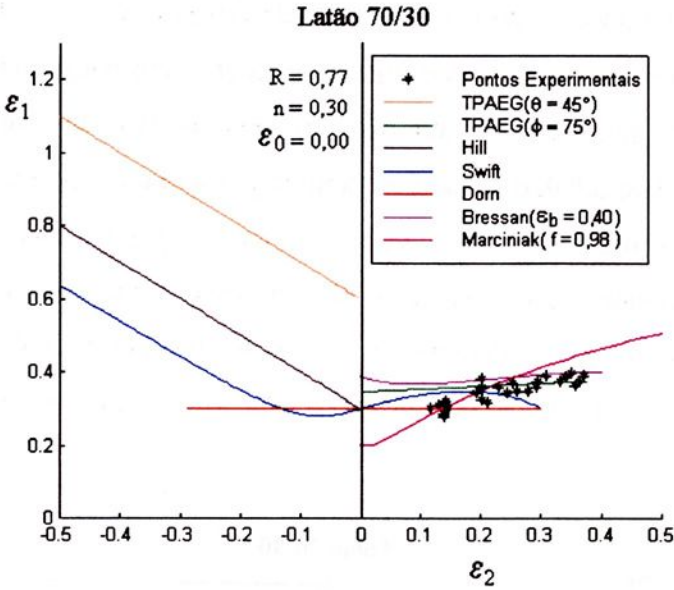


Figura 4.43 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Ragab e Saleh (2000).

A figura 4.44, indica que os resultados experimentais obtidos por Azrin e Backofen (1970) concordam razoavelmente bem com os limites de deformação previstos pela TPAE, para ambos os lados da CLC, ou seja, região de estampagem e região de estiramento. Para o caso de pontos experimentais obtidos de amostras retiradas de 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 estricção localizada associada a um ângulo de estricção de $\theta = 50^\circ$, do que para uma estricção localizada como prevista pela teoria de Hill. Por outro lado, 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 com menor capacidade de deformação plástica, é observado uma melhor concordância para uma estricção localizada, associada a um ângulo de estricção de $\theta = 90^\circ$, do que para uma estricção difusa, como prevista pela teoria de Swift e pela teoria de Dorn, o que evidencia a proximidade entre a estricção localizada e a estricção difusa, como salientado por Azrin e Backofen (1970) e Menezes (1995a). Contudo, a figura 4.44, mostra também que o critério de Dorn é mais significativo do que o critério de Swift para análise de estiramento de chapas. Além disso, observa-se clara distinção entre as deformações previstas pela TPAE, para $\theta = 90^\circ$, e aquelas previstas pela teoria de Dorn, o que é atribuído a um valor de encruamento inicial da chapa, $\epsilon_0 \neq 0$. Ademais, no caso do Zircaloy-4, a dependência da deformação limite ϵ_1 , da razão

de deformação ρ , que conduz à $d\varepsilon_1/d\rho \cong 0$, como indicado por Azrin e Backofen, tem origem material e provavelmente estaria relacionado ao deslizamento cristalográfico irrestrito em grãos de tamanhos grandes como observados no caso do Zircaloy-4. Para a região de estiramento apenas, quando se considera a TPAEG para um ângulo particular de estricção $\phi = 80^\circ$, observa-se igualmente uma excelente concordância com os pontos experimentais. Neste caso deve ser observado o espalhamento dos pontos experimentais próximos à trajetória de deformação plana, o que poderia estar relacionado com a rotação de planos de deslizamento para outras posições mais favoráveis, como já discutido anteriormente. Por outro lado, a teoria de Marciniak e Kuczyński e mesmo a teoria de Bressan e Williams, que para $\varepsilon_b = 0,17$ apresenta uma pequena concordância com os pontos experimentais, não seguem a tendência geral experimental obtida por Azrin e Backofen.

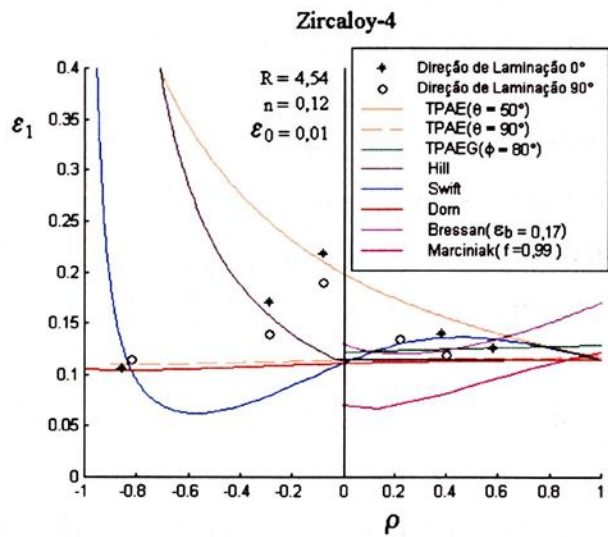


Figura 4.44 – Maior deformação limite, ε_1 , mostrada como função da razão de deformação, ρ , para o Zircaloy-4. Pontos experimentais apresentados por Azrin e Backofen (1970).

4.5. Análise da Dependência das Deformações Limites ε_1 sobre a Razão de Deformação ρ ou a Deformação ε_2 , ou seja, $d\varepsilon_1/d\rho$ ou $d\varepsilon_1/d\varepsilon_2$

Painter e Pearce (1975), mostraram que a teoria de Hill (1952) 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 deformações era razoavelmente boa para aço, por exemplo, ao passo que uma completa discrepância ocorria para o latão 70/30. Azrin e Backofen (1973), também observaram a dependência da deformação limite ε_1 da razão de deformação ρ , onde $d\varepsilon_1/d\rho$ não era sempre maior do que zero como indicado por Keeler (1968), sobretudo para a região de estiramento. $d\varepsilon_1/d\rho$, poderia ser igual ou menor do que zero, para uma faixa de materiais. Até aqui, essas observações experimentais não foram examinadas e nem tratadas com sucesso através das teorias convencionais. Azrin e Backofen (1973), por outro lado, foram os primeiros a indicar que o fato experimentalmente observado $d\varepsilon_1/d\rho \cong 0$, poderia ser tratado usando na teoria de Marciniak e Kuczyński um grande valor de R e/ou um pequeno valor do parâmetro f , como na prática, em operações de chapas metálicas, valores grandes de R não usuais, e valores pequenos do parâmetro f são pouco realistas (como discutido no item 3.2), Marciniak e Kuczyński concluíram que a evolução, ou desenvolvimento do parâmetro f deveria estar relacionado com a deformação. Nessa direção, Duggan et al. (1978), examinando estruturas e texturas de latão 70/30 após reduções de laminação na faixa entre 20 à 98%, mostraram que à baixas e altas deformações o deslizamento octaedral normal era dominante como mecanismo de deformação e a textura desenvolvia-se de maneira apropriada e relacionada a esse mesmo deslizamento. Entretanto, a intrusão da maclação e das bandas de cisalhamento à deformações intermediárias interrompem a evolução dessa textura, modificando as orientações preferidas resultantes. Dillamore et al. (1979), também investigaram a ocorrência de bandas de cisalhamento em metais cúbicos fortemente laminados. Eles argumentaram que os aspectos principais das bandas de cisalhamento observadas podem ser explicadas por análise macroscópica, sem recorrer a detalhados mecanismos cristalográficos. Além desse fato, discutiram a formação das bandas de cisalhamento como o resultado da instabilidade causada pelo amolecimento geométrico, onde mostraram que a deformação na qual a instabilidade ocorre

é determinada pelo desenvolvimento de uma orientação preferida suficientemente forte. Eles mostraram que para um material com uma orientação preferida fraca, as bandas de cisalhamento encontram-se paralelas ao plano da tensão de cisalhamento máxima. Adicionalmente, também argumentaram que no caso do amolecimento geométrico, a anisotropia é manifestada pelo aparecimento das bandas de cisalhamento desviadas deste plano de tensão de cisalhamento máxima. Dillamore et al. indicaram que o aparecimento das bandas de cisalhamento poderiam ocorrer entre qualquer ângulo entre $35^{\circ}16'$ e $54^{\circ}44'$. A escolha de um ângulo próximo a $54^{\circ}44'$ é determinada pela maximização do trabalho de amolecimento através da rotação do cristal. Particularmente, Dillamore et al., mostraram que as bandas de cisalhamento para chapas de aço laminadas aparecem para um ângulo de estricção $\phi \cong 55^{\circ}$, de acordo com a TPAEG, ao passo que para chapas de alumínio fortemente laminadas elas ocorrem para um ângulo de estricção de $\phi \cong 65^{\circ}$. Anand e Spitzig (1980) também investigaram a formação das bandas de cisalhamento como o resultado da instabilidade. Para aços, em tração sob deformação plana a inclinação das bandas de cisalhamento mostravam $\phi \cong \pm (52 \pm 2)^{\circ}$, ao passo que, em compressão sob deformação plana a inclinação das bandas de cisalhamento ocorreram para $\phi = \pm (35 \pm 2)^{\circ}$. Eles ainda comentaram que esses ângulos não parecem ser alterados com o aumento da deformação, entretanto, observaram que para as amostras de tração, as bandas cresciam em número e tornavam-se mais pronunciadas e onduladas para maiores deformações. Chakrabarti e Spretnak (1975), testando chapas de aços de alta resistência, 4340, encontraram as bandas de cisalhamento, em tração uniaxial, aparecendo para um ângulo $\phi = 54^{\circ}44'$.

Nessa direção, Menezes (1995a) idealizou uma nova teoria, a Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção, TPAE, como apresentado anteriormente no item 3.6. A limitação da TPAE, na região de estiramento, no tratamento de chapas de aço ou de uma faixa de materiais onde $d\varepsilon_1/d\rho$ ou $d\varepsilon_1/d\varepsilon_2$ era maior do que zero, como verificado por Itikawa e Menezes (2000), levou a discussão da necessidade de sua generalização. Tal generalização foi analisada no item 3.7, onde indicou-se que a maclação também ocorreria por causa de restrições sobre os sistemas de deslizamento, como observado por Dillamore et al. Dessa forma, mudanças de orientação devido a maclação podem gerar novos sistemas de deslizamentos em orientações mais favoráveis. Assim, Dillamore et al., levando em consideração a investigação experimental sobre o início da formação das bandas de cisalhamento, e da relação desse fato ao desenvolvimento de uma textura suficientemente forte, e seu papel sobre o amolecimento geométrico característico do latão encruado, afirmaram que a estrutura desenvolvida por maclação influenciaria o início da



instabilidade plástica. Tal influência apareceria sobre o valor do índice de encruamento, n , e seria independente do fato que o encruamento do latão não é sustentado à altas deformações. Contudo, como argumentado por Mahajan e Williams (1973), não é muito claro o mecanismo de desenvolvimento das maclações parciais durante o processo de deformação, assim como o papel que o deslizamento pode desempenhar no processo de maclação.

Por outro lado, quando testando a Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção Generalizada, TPAEG, como analisado no item anterior 4.4, onde procurou-se um melhor entendimento do comportamento mecânico das chapas metálicas anisotrópicas, comparando-se um número expressivo de resultados experimentais de deformações obtidos em laboratório, de literaturas disponíveis, ou de outras teorias clássicas de instabilidade plástica, ou mesmo teorias que definem deformações limites de chapas, em relação aos resultados de deformações previstos pela TPAEG, foi verificado que a dependência das deformações limites ϵ_1 sobre a razão de deformação ρ ou a deformação ϵ_2 , isto é, $d\epsilon_1/d\rho$ ou $d\epsilon_1/d\epsilon_2$ não é sempre positiva para a região de estiramento da CLC, mesmo para aços. Ocorrem vários casos onde esta dependência é levemente maior do que zero. Esta dependência dos limites de deformações da trajetória de deformação, ainda não é totalmente entendido, isto é, a dependência do encruamento da trajetória de deformação. Azrin e Backofen (1973), argumentaram que a característica comum de materiais que apresentam $d\epsilon_1/d\rho$, ou $d\epsilon_1/d\epsilon_2$, positivo, é associada essencialmente 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 (*cross slip*), ou deslizamento em um modo ondular (*wavy slip*). Em um outro extremo, de mais baixa energia de empilhamento, como no caso de chapas metálicas em que $d\epsilon_1/d\rho$, ou $d\epsilon_1/d\epsilon_2$, é igual ou menor que zero, o deslizamento é quase mais planar (*planar slip*). No caso do Zircaloy-4, diferentemente, a dificuldade do deslizamento cruzado é resultado de sua estrutura hexagonal compacta. Esses argumentos reforçam as hipóteses básicas, nas quais são fundamentadas as teorias, TPAE e TPAEG. Assim, como resultado das análises realizadas para as diferentes chapas metálicas investigadas, entre as figuras 4.7 e 4.44 (37 materiais distintos), observou-se entre essas, que cinco (5) chapas claramente apresentavam a tendência das deformações limites ϵ_1 sobre a razão de deformação ρ ou a deformação ϵ_2 , isto é, $d\epsilon_1/d\rho$ ou $d\epsilon_1/d\epsilon_2$ menor que zero. Essa discussão demonstra que para certos materiais de chapas metálicas, a tendência dos resultados experimentais mostraram que as deformações limites, para a região de estiramento, poderia ser melhor representada pela TPAE, do que pela sua forma atual generalizada, TPAEG.



Tendo em vista tais resultados, e seguindo as observações de Itikava e Menezes (2000), comparou-se então, os pontos experimentais dessas cinco chapas com as deformações limites previstas pela Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção, TPAE, idealizada por Menezes (1995a).

O primeiro caso a ser considerado é o Zircaloy-4, apresentado pela figura 4.44, e já analisado anteriormente, onde verificou-se a adequabilidade da TPAE para as duas regiões da CLC.

A figura 4.45 mostra o aço A0, testado por Bleck et al. (1998), já analisado anteriormente (figura 4.23), onde observa-se que a TPAE igualmente mostra-se adequada para estabelecer as deformações limites para as duas regiões da CLC.

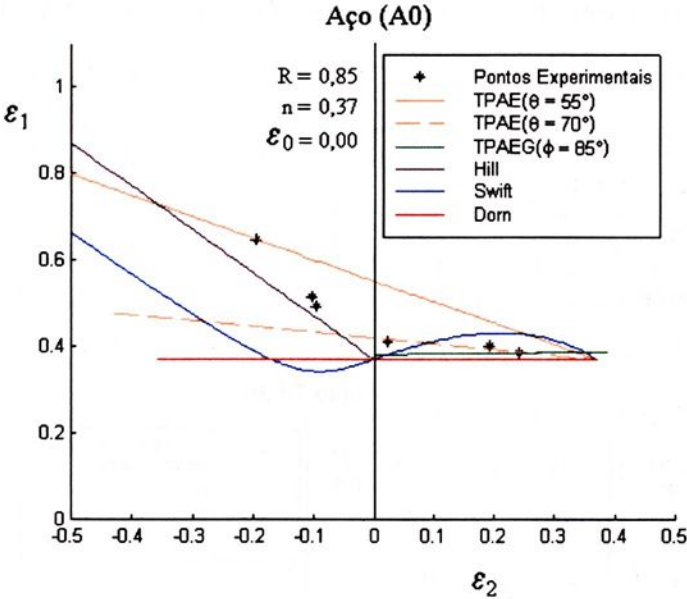


Figura 4.45 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (A0). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).

Da mesma forma a figura 4.46, mostra o aço A3, testado por Bleck et al. (1998), já analisado anteriormente (figura 4.24), a qual também mostra que a TPAE poderia ser utilizada para estabelecer as deformações limites para as duas regiões da CLC.

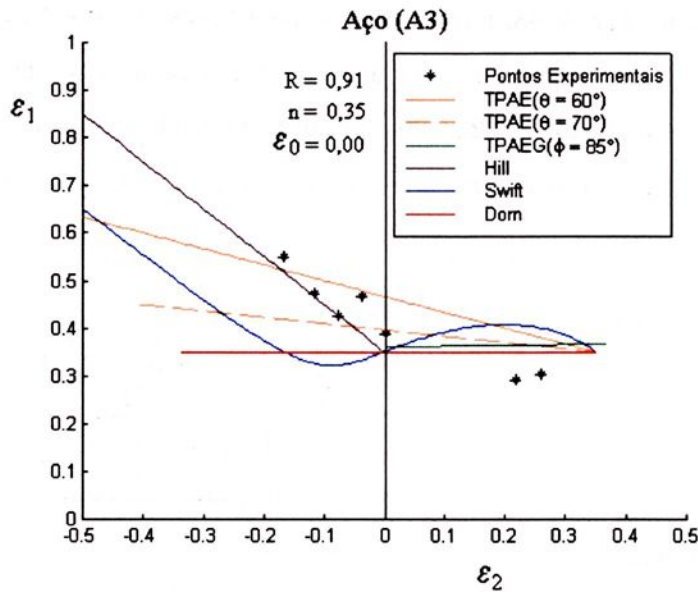


Figura 4.46 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (A3). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).

De maneira análoga, a figura 4.47 mostra o latão 70/30, testado por Ghosh (1976), já analisado anteriormente (figura 4.41), onde pode ser observada a excelente concordância da TPAE, com os pontos experimentais para ambas regiões da CLC.

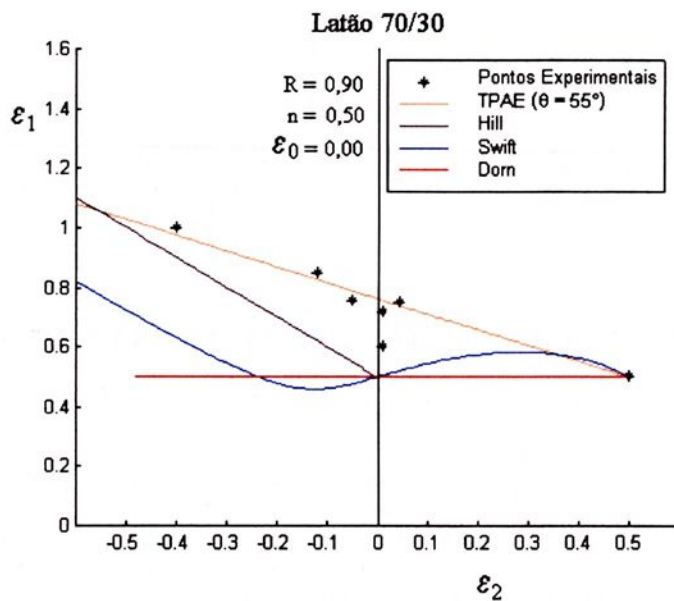


Figura 4.47 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Ghosh (1976).

Diferentemente, a figura 4.48, mostra o latão 70/30 ensaiado por Painter e Pearce (1975), já analisado anteriormente (figura 4.40), na qual as deformações previstas com base na TPAE definem um desvio de tendência em relação aos pontos experimentais, embora da mesma forma, a idéia das deformações limites para ambas regiões da CLC, pudessem ser estabelecidas.

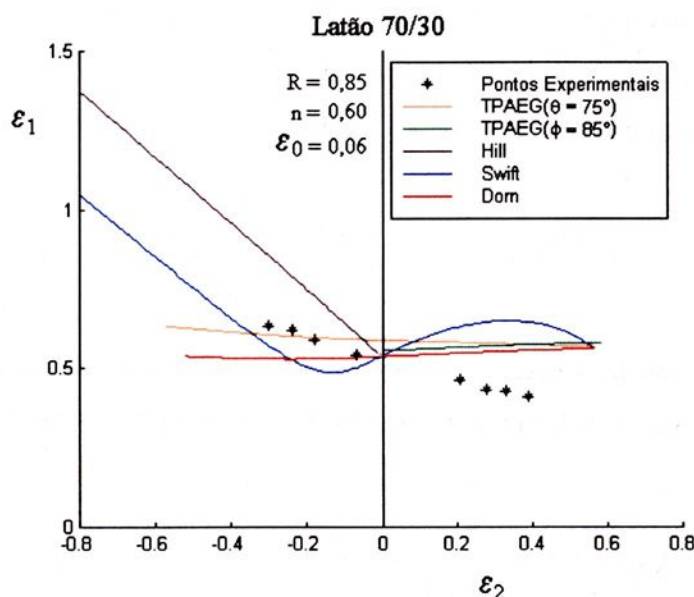


Figura 4.48 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Painter e Pearce (1975).

4.6. Análise dos Resultados Previstos pela Teoria de Menezes e Al-Qureshi

Menezes (1987), formulou uma nova apresentação para a condição do amolecimento geométrico dos materiais (instabilidade) das chapas metálicas, como uma função do coeficiente de anisotropia plástica normal R . Essa análise mostra, que para a trajetória de deformação biaxial balanceada, a subtangente que define a estricção difusa e localizada coincidem, independente do valor da anisotropia. Além disso, a análise da formulação indicou a existência de uma zona $\frac{1}{2} \leq x \leq 1$, onde as subtangentes aparecem muito próximas uma da outra, dependendo do estado de tensão existente sobre a chapa e do valor R , como mostrado no item 2.2. Nesse trabalho, no item 3.5 foram derivadas as equações que definem as deformações limites, isto é, aquelas

relativas ao início da estricção difusa e localizada, dependentes do coeficiente de anisotropia normal R , do índice de encruamento n e do encruamento inicial da chapa ϵ_0 . Dessa forma, na sequência é verificado a adequação da teoria de Menezes e Al-Qureshi (1987), onde alguns dados de deformações limites experimentais disponíveis na literatura, e já utilizados na análise da Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção Generalizada, TPAEG, são agora comparados a essas deformações limites previstas. Em geral as deformações limites previstas pela teoria de Menezes e Al-Qureshi, estão em razoável concordância com os pontos experimentais para uma variedades de chapas sobretudo para aquelas onde a TPAEG não seguiu a tendência geral dos dados experimentais.

A figura 4.49, a qual apresenta o aço doce, testado por Brunet et al. (1998), já analisado anteriormente (figura 4.21), observa-se que a teoria de Menezes e Al-Qureshi mostra-se adequada para prever as deformações limites em ambas regiões da CLC, embora o significado físico estabelecido a partir da zona indicado na figura, como idealizado por Menezes e Al-Qureshi, seja patente, deve ser notado que na região de estiramento da CLC as deformações previstas embora muito próximas, definem o início da estricção localizada antes da estricção difusa. Portanto, embora seja determinante o papel da anisotropia, do encruamento inicial da chapa e do estado de tensão, definido a partir da razão de tensão α , esses resultados mostram a necessidade de incorporar outros parâmetros, tais como a taxa de deformação, gradiente de deformação, temperatura, atrito, aspectos microscópicos do material, etc.

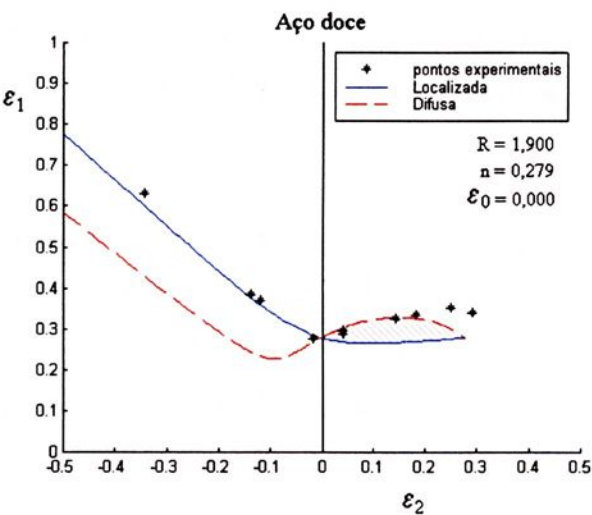


Figura 4.49 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço doce. Pontos experimentais apresentados por Brunet et al. (1998).

Da mesma forma a figura 4.50, a qual apresenta o aço A0, testado por Bleck et al. (1998), já analisado anteriormente (figura 4.23), mostra também que a teoria de Menezes e Al-Qureshi poderia ser utilizada para estabelecer as deformações limites para ambas regiões da CLC.

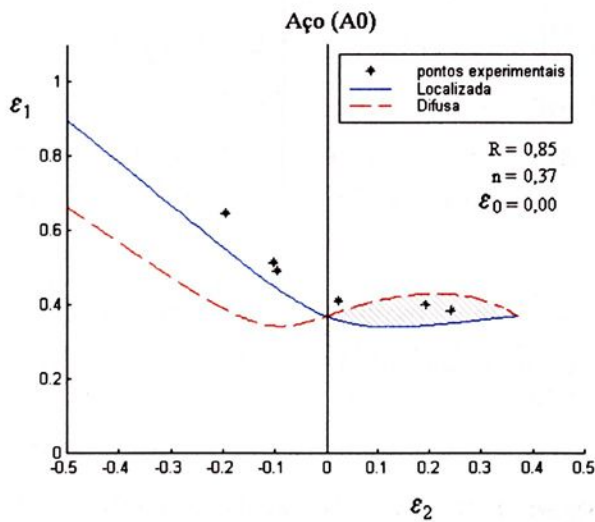


Figura 4.50 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (A0). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).

De maneira análoga, a figura 4.51, a qual apresenta o aço A3, testado por Bleck et al. (1998), já analisado anteriormente (figura 4.24), mostra a boa concordância da teoria de Menezes e Al-Qureshi para ambas regiões da CLC. Deve ser destacado que esta foi a melhor concordância observada entre todas as teorias testadas até aqui, para esse material de chapa.

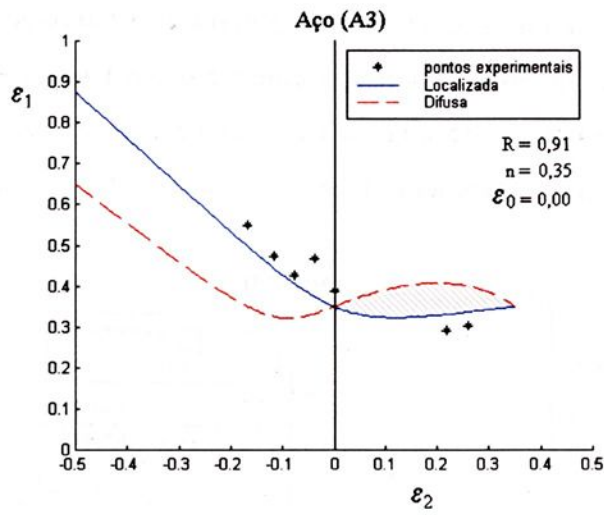


Figura 4.51 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Aço (A3). Pontos experimentais apresentados por Bleck et al. (1998).

Por outro lado, a figura 4.52, a qual apresenta o alumínio 1100-0, testado por Ghosh e Backofen (1973), já analisado anteriormente (figura 4.25), onde a melhor concordância, apresentada pela teoria de Menezes e Al-Qureshi, é estabelecida com base nas deformações limites associadas ao aparecimento da estrição difusa, para uma parcela considerável das razões de deformações ρ observadas experimentalmente.

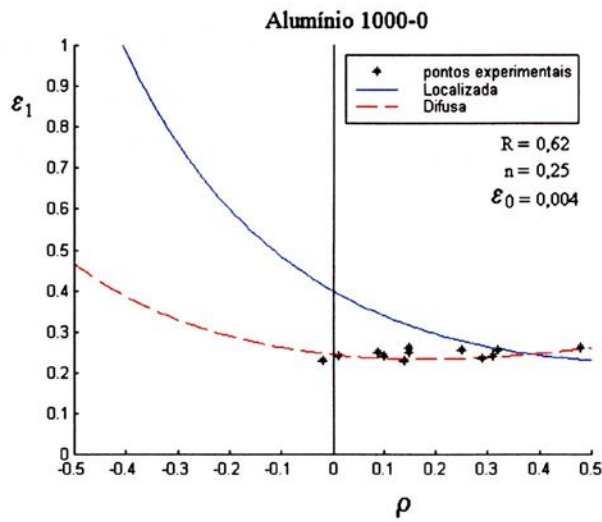


Figura 4.52 – Dependência da razão de deformação, ϵ_1 , para Alumínio, laminado a frio para redução de 20% na espessura. Pontos experimentais apresentados por Ghosh e Backofen (1973).

De forma análoga, a figura 4.53, a qual apresenta o alumínio 1/2H CP, testado por Kleemola e Ranta-Eskola (1976), já analisado anteriormente (figura 4.27), mostra o mesmo comportamento, com a indicação de uma zona, onde as deformações limites, associadas ao aparecimento da estrição difusa, seguem melhor a tendência experimental, para ambas regiões da CLC.

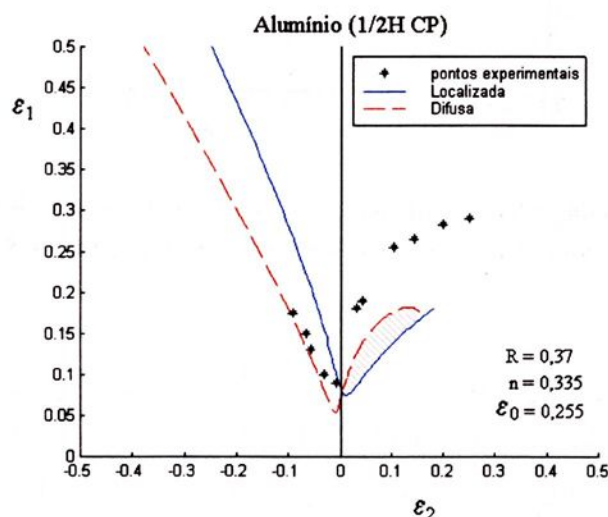


Figura 4.53 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Alumínio (1/2H CP). Pontos experimentais apresentados por Painter e Pearce (1969).

Diferentemente, a figura 4.54, a qual apresenta o alumínio Al6016, testado por Brunet et al. (1998), já analisado anteriormente (figura 4.29), mostra uma boa concordância da teoria de Menezes e Al-Qureshi, com a indicação de uma zona, com os pontos experimentais, a partir de deformações limites associadas ao aparecimento da estrição localizada, para ambas regiões da CLC.

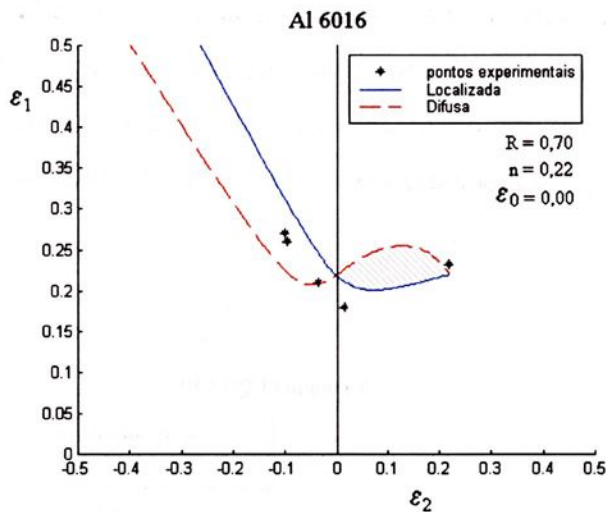


Figura 4.54 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Al 6016. Pontos experimentais apresentados por Brunet et al. (1998).

A figura 4.55, a qual apresenta o latão 70/30, testado por Painter e Pearce (1973), já analisado anteriormente (figura 4.40), mostra apenas uma razoável concordância da teoria de Menezes e Al-Qureshi, com a indicação de uma zona, com as deformações experimentais. Observa-se que as deformações limites podem ser associadas ao aparecimento da estricção localizada. Todavia, não seguem na totalidade a tendência dos dados experimentais.

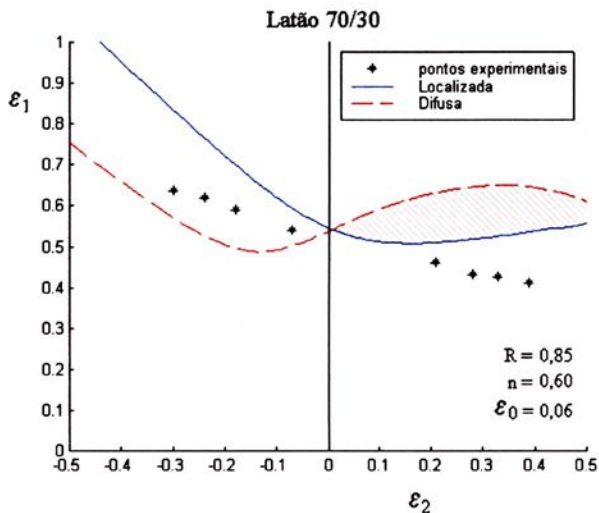


Figura 4.55 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Painter e Pearce (1969).

Finalmente, a figura 4.56, a qual apresenta o latão 70/30, testado por Ghosh (1973), já analisado anteriormente (figura 4.41), também mostra uma boa concordância da teoria de Menezes e Al-qureshi, com a indicação de uma zona, com os dados experimentais, onde as deformações limites podem ser associadas ao aparecimento da estricção localizada para ambas regiões da CLC.

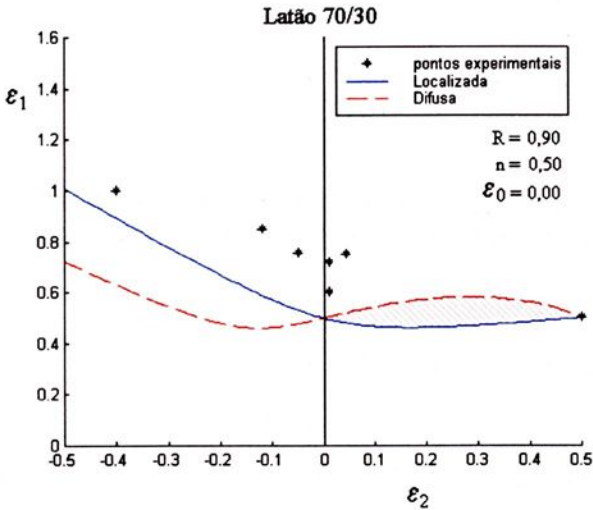


Figura 4.56 – Maior deformação limite, ϵ_1 , mostrada como função da menor deformação limite, ϵ_2 , para o Latão 70/30. Pontos experimentais apresentados por Ghosh (1976).

CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

5.1. Conclusões

➤ Da revisão bibliográfica:

- Fornece o entendimento básico das propriedades e do comportamento plástico das chapas metálicas anisotrópicas;
- Identifica claramente a necessidade de uma teoria generalizada que consiga representar a deformação máxima das chapas metálicas em geral, imediatamente antes da ruptura, em ambas regiões das curvas limites de conformação – CLC's, ou seja, estampagem e estiramento.

➤ Da Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção Generalizada – TPAEG:

- É uma nova formulação para o cálculo das deformações limites das chapas metálicas;
- Leva em consideração o comportamento anisotrópico dos materiais de chapas;
- Mantém o deslizamento como o principal mecanismo de deformação plástica dos metais;

- A maclação poderia também ocorrer em razão de restrições sobre os sistemas de deslizamentos. A importância da maclação na deformação plástica não estaria somente relacionada com o nível de deformação induzida, o qual geralmente é baixo. Mas em maior extensão, com as reorientações dos sistemas de deslizamentos causados pela sua ocorrência;
 - Pode explicar o comportamento mecânico de uma variedade de chapas metálicas anisotrópicas, especialmente a dependência das deformações limites ϵ_1 da razão de deformação ρ , ou da deformação ϵ_2 ;
 - Sugere que o início da estricção localizada é controlado pelo cisalhamento;
 - Pode explicar os ressaltos observados nas Curvas Limites de Conformação – CLC's para a trajetória de deformação plana, na passagem da região de estampagem para a região de estiramento, como consequência das reorientações, ou seja, geração de novos sistemas de deslizamentos numa orientação mais favorável (maclação, deslizamento cruzado, por exemplo);
 - Fornece claro entendimento da falha das chapas metálicas tanto na região de estampagem, como na região de estiramento das CLC's;
 - Demonstra claramente que a anisotropia do material da chapa aumenta a capacidade de deformação dos materiais das chapas para ambas regiões da CLC, estampagem e estiramento.
- Dos parâmetros plásticos, através da teoria proposta:
- O índice de encruamento n , é sem dúvida o principal parâmetro plástico que governa as deformações limites. Portanto, seria recomendável o uso de chapas metálicas anisotrópicas com altos valores de n para ambos processo, estampagem profunda e estiramento;
 - O efeito do coeficiente de anisotropia plástica normal, R , é benéfico sobre as deformações limites previstas para ambas regiões da CLC. Todavia, observou-se que o efeito do coeficiente de anisotropia plástica normal R sobre as deformações limites é

mais significativo quando o encruamento inicial da chapa, ϵ_0 , é diferente de zero ($\epsilon_0 \neq 0$);

- Quanto maior o encruamento inicial da chapa ϵ_0 , maior será a anisotropia induzida na chapa (textura bem definida), razão pela qual o papel da anisotropia é mais evidente como uma função do encruamento inicial da chapa ϵ_0 ;
- A capacidade de deformação da chapa metálica é comprometida pelo encruamento inicial da chapa ϵ_0 . Ou seja, quanto maior o valor de ϵ_0 , menores serão as deformações limites que antecedem a falha da chapa (estricção localizada);
- Materiais com índice de sensibilidade à taxa de deformação, m maior do que zero significa maior resistência a localização da deformação (por exemplo, aço e alumínio). Contrariamente, materiais com índice de sensibilidade à taxa de deformação, m menor ou igual a zero significa menor resistência a localização da deformação (por exemplo, cobre e latão).

➤ Dos critérios de escoamento utilizados, sobre as CLC's previstas pela teoria proposta:

- O critério de Hill (1979), assim como o critério de Hosford (1979), quando comparados ao critério de Hill de 1948, menos refinado, não mostraram diferenças significativas nas deformações limites previstas;
- O efeito do critério de escoamento sobre as deformações limites, é mais significativo quando o encruamento inicial da chapa ϵ_0 , é aumentado. Esse fato está de acordo com o efeito observado pelo coeficiente de anisotropia plástica normal R , sobre as deformações limites, já destacado.

➤ Da previsão das deformações limites sobre as CLC's das chapas analisadas, utilizando a teoria proposta e algumas teorias comumente aceitas:



- Em geral, as deformações limites previstas pela TPAEG estão em boa concordância com os resultados experimentais, obtidos da literatura, para as chapas metálicas anisotrópicas analisadas, seja para a região de estampagem ou estiramento;
- Para materiais de chapas que apresentam a dependência da deformação limite ε_1 da razão de deformação ρ , ou da deformação ε_2 , onde $d\varepsilon_1/d\rho$ ou $d\varepsilon_1/d\varepsilon_2$ é sempre maior ou igual a zero para a região de estiramento, a TPAEG mostra-se eficiente devido à boa concordância com a tendência dos dados experimentais obtidos da literatura;
- No caso de materiais de chapa que apresentam a dependência da deformação limite ε_1 da razão de deformação ρ , ou da deformação ε_2 , onde $d\varepsilon_1/d\rho$ ou $d\varepsilon_1/d\varepsilon_2$ é sempre menor do que zero para a região de estiramento, a TPAEG mostra-se deficiente;
- Para alguns materiais de chapa a previsão das deformações limites na região de estampagem é satisfatória segundo a TPAEG supondo que haja uma rotação dos planos de deslizamentos preferenciais de forma a alterar macroscopicamente o ângulo da estricção durante o processo de deformação;
- Em geral os ângulos da estricção que conduziram a uma boa concordância entre as deformações limites previstas e a tendência dos dados experimentais das chapas analisadas, obtidas da literatura, respectivamente, para cada material, região de estampagem e de estiramento são:

Aço: $\theta = 45^\circ$ à 65° , $\phi = 60^\circ$ à 90° ;

Alumínio e ligas de alumínio: $\theta = 45^\circ$ à 65° , $\phi = 65^\circ$ à 90° ;

Cobre e ligas de cobre: $\theta \cong 55^\circ$, $\phi \cong 70^\circ$;

Latão: $\theta \cong 55^\circ$, $\phi = 75^\circ$ à 90° .

- A teoria de Bressan e Williams (1983), no geral apresentou uma razoável concordância com a tendência experimental das chapas analisadas. A teoria é bastante sensível ao parâmetro ε_b , o qual é associado a tensão de cisalhamento crítica estabelecida no material, e que normalmente é um parâmetro de ajuste. Mesmo com esse ajuste, a teoria mostrou-se deficiente na representação do comportamento mecânico de algumas chapas de aço, alumínio e ligas, e cobre em geral;

- Quando utilizando a teoria de Bressan e Williams, o aumento da capacidade de deformação na região de estiramento da CLC, como uma função da anisotropia é contraditório e dependente do valor de M utilizado;
- A teoria de Marciniak e Kuczyński (1867), em geral mostrou-se deficiente na representação do comportamento mecânico das chapas metálicas analisadas;
- Por outro lado, as teorias clássicas de Dorn, Swift e Hill mostraram ser representativas, nas análises de algumas das chapas metálicas analisadas.

➤ Da análise da dependência das deformações limites ε_1 sobre a razão de deformação ρ , ou da deformação ε_2 :

- A TPAE e a teoria de Menezes e Al-Qureshi (1987), são as teorias que melhor representam a dependência da deformação limite ε_1 da razão de deformação ρ , ou da deformação ε_2 , para materiais de chapa, onde $d\varepsilon_1/d\rho$ ou $d\varepsilon_1/d\varepsilon_2$ é sempre menor do que zero;
- $d\varepsilon_1/d\rho$ ou $d\varepsilon_1/d\varepsilon_2$ menor ou igual a zero, observado nas CLC's caracteriza o amolecimento geométrico da chapa com uma forte textura. A formação de bandas de cisalhamento é resultado da instabilidade causada pelo amolecimento geométrico, onde a deformação é determinada pelo desenvolvimento de uma orientação preferida suficientemente forte. A ocorrência da maclação e das bandas de cisalhamento favorecem a rotação dos sistemas de deslizamentos. Portanto, a anisotropia é manifestada pela ocorrência das bandas de cisalhamento desviadas do plano da tensão de cisalhamento máxima, características de chapas que apresentam valores de n e ε_0 , maiores que os valores convencionais;
- $d\varepsilon_1/d\rho$ ou $d\varepsilon_1/d\varepsilon_2$ maiores do que zero, observado nas CLC's caracteriza o amolecimento geométrico da chapa com uma textura fraca. Em um material de chapa com uma orientação preferida fraca, as bandas de cisalhamento encontram-se paralelas ao plano de tensão de cisalhamento máxima, característica de chapas que apresentam valores de n e ε_0 , dentro das faixas convencionais.



- Da previsão das deformações limites sobre as CLC's de alguma das chapas analisadas utilizando a teoria de Menezes e Al-Qureshi (1987):
- As deformações limites previstas pela teoria estão em boa concordância com todos os resultados experimentais analisados, obtidos da literatura, seja para a região de estampagem ou estiramento;
 - A idéia da existência de uma zona $\frac{1}{2} \leq x \leq 1$, onde as subtangentes, estricção difusa e localizada, aparecem muito próximas uma da outra, mostrou-se aceitável, uma vez que incorpora bem a tendência dos dados experimentais de todas as chapas analisadas;
 - A inconsistência normalmente verificada na região de estiramento, quando obtêm-se as deformações heterogêneas antes das deformações homogêneas, pode ser superado analisando-se o efeito da anisotropia R simultaneamente com o encruamento inicial da chapa ϵ_0 , sobre a previsão das deformações limites;
 - Embora o papel da anisotropia, encruamento inicial da chapa e do estado de tensão sobre a chapa sejam determinantes, os resultados obtidos indicam a necessidade de incorporação de outros parâmetros na teoria, tais como: taxa de deformação, gradiente de deformação, temperatura, aspectos microscópicos do material, atrito, etc
- Do pacote computacional desenvolvido para resolução das equações envolvidas, e que não foi incorporado nesse trabalho:
- Permitiu o levantamento das CLC's teóricas;
 - Utilizou-se unicamente de propriedades do material determinadas no ensaio de tração simples;
 - Possibilitou o estudo de análise das vantagens e desvantagens de cada uma das teorias, e auxiliou no estudo da influencia de parâmetros plásticos sobre as mesmas.

5.2. Sugestões para Trabalhos Futuros

A seguir são apresentados algumas sugestões que poderão servir de base à futuros trabalhos:

- Pesquisar teoricamente a falha de uma chapa metálica (estricção localizada) considerando o processo de instabilidade através da TPAEG, ou TPAE, associada às propriedades de fratura para metais como aço ou latões parcialmente encruados;
- Desenvolver uma investigação experimental dos mecanismos microscópicos que dão base a TPAEG;
- Desenvolver um estudo experimental de maneira a obter dados macroscópicos sobre os ângulos da estricção;
- Realizar estudo experimental da falha de chapas metálicas anisotrópicas para todas as trajetórias de deformação das CLC's;
- Incorporar a influência da sensibilidade à taxa de deformação na formulação da TPAEG.



Referências Bibliográficas

- ANAND, L., SPITZIG, W.A. Initiation of localized shear bands in plane strain. **J. Mech. Phys. Solids**, v. 28, p. 113-28, 1980.
- ANDRADE, S.L., FERRAN, G. Caracterização dos estados de deformação na conformação de chapa. **Metalurgia-ABM**, v. 38, n. 241, 1977.
- ARRIEUX, R. Determination and use the forming limit stress surface of orthotropic sheets. **Journal of Materials Processing Technology**, v. 64, p. 25-32, 1997.
- ARRIEUX, R., BREDIN, C., BOIVIN, M. Determination of an intrinsic forming limit stress diagram for isotropic sheet. **Proc. 12th IDDRG Cong. Santa Margherita Ligure**, p. 61-71, may, 1982.
- ARRIEUX, R., NGUYEN-NHAT, T. Strees analysis for off axes solicitations in drawing operations. **Proc. 18th IDDRG Cong. Lisbon, Portugal**, p. 339-50, may, 1994.
- AZRIN, M., BACKOFEN, W.A. The deformation and failure of a biaxially stretched sheet. **Metallurgical Transactions**, v. 1, p. 2857-65, 1970.
- BACKOFEN, W.A. Deformation processing. **Campbell Memorial Lecture the American Society for Metals**, 1973.
- BACKOFEN, W.A., TURNER I.R., AVERY, D.H. Superplasticity in an Al-Zn alloy. **Transactions ASM**, v.57, p. 980-96, 1964.
- BARBA, G.R. et al. Efeito da mudança na trajetória de deformação na aptidão ao estiramento de chapas finas de aço acalmado. **Metalurgia-ABM**, v. 38, n. 294, 1982.
- BARLAT, F., LIAN, J. Plastic behaviour and strechability of sheet metals I. A yield function for orthotropic sheets under plane stress conditions. **Int. J. of Plasticity**, v. 5, p. 51-66, 1989.

- BARLAT, F., RICHMOND, O. Prediction of tricomponent plane stress yield surfaces, associated flow and failure behavior of strongly textured f.c.c. polycrystalline sheet. **Materials Sciences and Engineering**, v. 95, p. 15-29, 1987.
- BASSANI, J.L. Yield characterisation of metals with transversely isotropic plastic properties. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 19, p. 651-60, 1977.
- BISHOP, J.F.W., HILL, R. A theory of the plastic distortion of a polycrystalline aggregate under combined stresses. **Phil. Mag.**, v. 42, p. 414-27, 1951.
- BLECK, W. et al. A comparative study of forming-limit diagram models for sheet steels. **Journal of Materials Processing Technology**, v. 83, p. 223-30, 1998.
- BOUDEAU, N., GELIN, J. C. Necking in sheet metal forming. Influence of macroscopic and microscopic properties of materials. **Int. Journal of Mechanical Sciences**, v. 42, p. 2209-32, 2000.
- BOUDEAU, N., GELIN, J.C. Post-processing of finite element results and prediction of localized necking in sheet metal forming. **Journal of Materials Processing Technology**, v. 60, p. 325-30, 1996.
- BOUDEAU, N., GELIN, J.C., SALHI, S. Computational prediction of the localized necking in sheet forming based on microstructural material aspects. **Computational Material Science**, v. 11, p. 45-64, 1998.
- BRESCIANI FILHO, ETTORE. Conformação plástica dos metais, (Coord.)...[et al.]. 5ª ed. **Ed da Unicamp**. Campinas. 1997.
- BRESSAN, J.D. The influence of material defects on the forming ability of sheet metal. **Journal of Materials Processing Technology**, v. 72, p. 11-4, 1997.
- BRESSAN, J.D., AL-QURESHI, H.A. Investigation of the degree of biaxiality on the limit strains in sheet metal stretching. **NAMR-IX, Manufacturing Engineering Transactions**, p. 538-41, 1981.
- BRESSAN, J.D., WILLIAMS, J.A. The use of a shear instability criterion to predict local necking in sheet metal deformation. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 25, p. 155-68, 1983.

- BRESSAN, J.D., WILLIAMS, J.A. Limit strains in the sheet metal forming of strain and strain-rate sensitive materials. **Journal of Mechanical Working Technology**, v. 11, p. 291-317, 1985.
- BRUNO, L.F.C., BRESCIANI FILHO, E. Uso de grelhas de circuitos impressos e curvas limites de conformação na análise da conformabilidade de chapas finas. **Metalurgia ABM**, v.34, n.245, p. 285-90, 1978.
- BRUNET, M., MGUIL, S., MORESTIN, F. Analytical and experimental studies of necking in sheet metal forming processes. **Journal of Materials Processing Technology**, v. 80, p. 40-6, 1998.
- CAMPBELL, J.D. Plastic instability in rate-dependent materials. **J. Mech. Phys. Solids**, v. 15, p. 359-70, 1967.
- CHAN, K.C., GAO, L. On the susceptibility to localized necking of defect-free metal sheets under biaxial stretching. **Journal of Materials Processing Technology**, v. 58, p. 251-5, 1996.
- DATE, P.P., PADMANABHAN, K.A. On the prediction of the forming-limit diagram of sheet metals, **Int. Mech. Sci.**, v. 34, p. 363-74, 1992.
- DIETER, G.E. Conformação de chapas finas. In: __. **Metalurgia Mecânica**. 2.ed. Rio de Janeiro: Guanabara Koogan S.A., p. 573-97, 1981.
- DILLAMORE, I.L. The relevance of tensile properties to sheet formability. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 7, p. 979-61, 91, 1974.
- DILLAMORE, I.L. , ROBERTS, J.G., BUSH, A.C. Occurrence of shear bands in heavily rolled cubic metals. **Metal Science.**, p. 73-7, 1979.
- DODD, B., CADDELL, R.M. On the anomalous behaviour of anisotropic sheet metals, **Int. J. Mech. Sci.**, v. 26, p. 113-8, 1984.
- DORN J.E. Stress-strain rate relations for anisotropic plastic flow. **Division of Mineral Technology**, University of California, Berkeley California, 1948.
- DORN, J.E., JANILEK, J., THOMSEN, E.G. Plastic flow in metals. Research Report, War Production Board, 1945. Retirado de NEGRONI, F., THOMSEN, E.G. On the tensile instability criteria. **J. of Engineering for Industry, Transactions ASME**, p. 659-63, 1969.



- DUGGAN, B.J. et al. Deformation structures and textures in cold-rolled 70:30 brass, **Metal Science**, p. 343-50, 1978.
- DUNCAN, J.L., JOHNSON, W. The ultimate strength of rectangular anisotropic diaphragms, **Int. J. Mech. Sci.**, v. 10, p. 143-55, 1968.
- DUNCOMBE, E. Plastic instability and growth of grooves and patches in plates or tubes, **Int. J. Mech. Sci.**, v. 14, p. 325-37, 1972.
- EVANGELISTA, S.H., LIRANI, J., DE CARVALHO, J. Uma revisão de conceitos sobre os diagramas de limite de conformação. **Anais do Congresso Nacional de Engenharia Mecânica-CONEM**, CC 8826, Natal-RN, 2000.
- FRESSENGEAS, C., MOLINARI, A. Instability and localization of plastic flow in shear at high strain rates. **Journal of the Mechanics and Physics of Solids**, v. 35, p. 185-211, 1987.
- GENSAMER, M. Strength and ductility. **Transactions ASM**, v.36, p. 30-60, 1946.
- GHOSH, A.K. A criterion for ductile fracture in sheets under biaxial loading. **Metallurgical Transactions**, v. 7A, p. 523-33, 1976.
- GHOSH, A.K., BACKOFEN, W.A. Strain-hardening and instability in biaxially stretched sheets. **Metallurgical Transactions**, v. 4, p. 1113-23, 1973.
- GHOSH, A.K., HECKER, S.S. Stretching limits in sheet metals: in-plane versus out-of-plane deformation. **Metallurgical Transactions**, v. 5, p. 2161-64, October, 1974.
- GOODWIN, G.M. Application of strain analysis to sheet metal forming problems in the press shop. **SAE Automotive Engineering Congress**, Detroit, Tech. Paper 680093, 1968.
- GOTOH, M. A theory of plastic anisotropy based on a yield function of fourth order (plane stress state) – I and II. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 19, p. 505-20, 1977.
- GRAF, A., HOSFORD, W. Calculations of forming limit diagrams. **Metallurgical Transactions**, v. 21A, p. 87-94, 1990.
- GRZESIK, B., VLAD, C.M. Influence of deformation path upon the change of plastic anisotropy during the forming of hot and cold rolled low carbon deep drawing sheet steel. **IDDRG-Warwick**, p. 203-10, 1978.

- HADDAD, A., ARRIEUX, R., VACHER, P. Use of behaviour laws for the determination of the forming-limit stress diagram of a thin steel sheet: results and comparisons. **Journal of Materials Processing Technology**, v. 106, p. 49-53, 2000.
- HAN, S.S. The influence of tool geometry on friction behavior in sheet metal forming. **Journal of Materials Processing Technology**, v. 63, p. 129-33, 1997.
- HILL, R. On the problem of uniqueness and stability in elastic-plastic solids. **Journal of the Mechanics and Physics of Solids**, v. 5, p. 153-61, 1967.
- HILL, R. On discontinuous plastic states, with special reference to localised necking in thin sheets. **Journal of the Mechanics and Physics of Solids**, v. 1, p. 19-30, 1952.
- HILL, R. A user-friendly theory of orthotropic plasticity in sheet metals. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 35, p. 19-25, 1993.
- HILL, R. Bifurcation phenomena in the plane tension test. **Journal of the Mechanics and Physics of Solids**, v. 23, p. 239-64, 1975.
- HILL, R. Teoretical plasticity of textured aggregates. **Mat. Proc. Camb. Phil. Soc.**, v. 85, p. 179-91, 1979.
- HILL, R. The mathematical theory of plasticity. **London: Oxford University Press**, 1950. 355p.
- HILL, R. A theory of the yielding and plastic flow of anisotropic metals. **Proc. Roy. Soc. London**, v. 193A, p. 281-97, 1948.
- HIROI, T., NISHIMURA, H. The influence of surface defects on the forming-limit diagram of sheet metal. **Journal of Materials Processing Technology**, v. 72, p. 102-9, 1997.
- HOSFORD, W.F. On yield loci of anisotropic cubic metals. **Proc. 7th North American Metalworking Conference S.M.E.**, Dearbon, MI, USA, p. 191-200, 1979.
- HOSFORD, W.F., BACKOFEN, W.A. Proc. 9th sagamore ordnance materials research conference. **Syracure University Press**, 1962.
- HOSFORD, W.F., CADDELL, R.M. Plastic instability, Strain-rate and temperature. In: __. **Metal forming: mechanics and metallurgy**. Prentice- Hall, Inc., Toronto, Canada, p. 68-100, 1983.



- HUTCHINSON, J.W. Elastic-plastic behaviour of polycrystalline metals and composites. **Proc. Roy. Soc. Lond. A.**, v. 319, p. 247-72, 1970.
- ITIKAVA, R.K., MENEZES, M.A. Determinação do limite de deformação em chapas metálicas anisotrópicas. **Anais do Congresso Nacional de Engenharia Mecânica-CONEM**, HC 8584, Natal-RN, 2000.
- KAFTANOGLU, B. Determination of coefficient of friction under condition of deep drawing and stretch forming. **Wear**, v.25, p. 177-88, (1973).
- KALPAKJIAN, S. Sheet metal forming process. In: __. **Manufacturing process for engineering materials**. 3.ed. Berkeley California: Addison Wesley Longman, Inc., 1984. p. 384-445.
- KAWAI, N., KUROSAKI, Y. Assessment of deep-drawability and stretchability by bulge test of concentrically grooved metal disks. **Journal of Engineering for Industry, Transactions ASME**, p. 1-8, 1977.
- KEELER, S.P., BACKOFEN, W.A. Plastic instability and fracture in sheets stretched over rigid punches. **Transactions ASM**, v.56, p. 25-48, 1963.
- KEELER, S.P. Circular grid system – a valuable aid for evaluating sheet metal formability. **SAE Automotive Engineering Congress**, Detroit, Tech. Paper 680092, 1968.
- EL KEDIM, O. et al. Influence of microstructural parameters on strain localization in uniaxial tension. **Elsevier Science Inc.: Materials Characterization**, v. 36, p. 159-63, 1996.
- KLEEMOLA, H.J., RANTA-ESKOLA, A.J. Comparison of the strain-hardening parameters of sheet metals in uniaxial and biaxial tension. **Metallurgical Transactions**, v. 7A, p. 595-599, 1976.
- KOBAYASHI, S., CADDELL, R.M., HOSFORD, W.F. Examination of Hill's latest yield criterion using experimental data for various anisotropic sheet metals. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 27, p. 509-17, 1985.
- LANKFORD, W.T., SNYDER, S.C., BAUSCHER, J.A. New criteria for predicting the press performance of deep-drawing sheets. **Transactions ASM**, v. 42, p. 1197-232, 1950.
- LEE, D., BACKOFEN, W.A. An experimental determination of the yield locus for titanium and titanium alloy sheet. **Trans. Metal. Soc. ASME**, v. 236, p. 1077-84, 1966.

- LIAN, J., BARLAT, F., BAUDELET, B. Plastic behaviour and stretchability of sheet metals. Part II: effect of yield surface shape on sheet forming limit. **Int. Journal of Plasticity**, v. 5, p. 131-47, 1989.
- LOGAN, R.W., HOSFORD, W.F. Upper-bound anisotropic yield locus calculations assuming $\langle 111 \rangle$ - pencil glide. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 22, p. 419-30, 1980.
- MAHAJAN, S., WILLIAMS, D.F. Deformation twinning in metal and alloys. **International Metallurgical Reviews**, review 173, v. 18, p. 43-61, 1973.
- MARCINIAK, Z., KUCZYŃSKI, K. Limit strains in the processes of stretch-forming sheet metal. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 9, p. 609-20, 1967.
- MARCINIAK, Z., KUCZYŃSKI, K., POKORA, T. Influence of the plastic properties of a material on the forming limit diagram for sheet metal in tension. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 15, p. 789-805, 1973.
- MATTIASSEN, K., MELANDER, A. 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, p. 170-213, 1985.
- MELLOR, P.B. Plastic instability in tension, **The Engineer**, London, n. 25, 1960
- MENEZES, M.A. Análise da instabilidade plástica em chapas metálicas anisotrópicas utilizando novo critério de escoamento. **Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA**, 175p., São José dos Campos, 1987.
- MENEZES, M. A. Teoria da Propriedade do Ângulo da Estricção. **Relatório Técnico: DEM 001/95**, UNESP - Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Ilha Solteira - SP, 1995a.
- MENEZES, M.A. Strain limit theories, anisotropy in sheet metal forming and simulation of pressing processes. **Thesis (Doctor of Philosophy) - University of Birmingham, England**. Birmingham, 361p., 1995b.
- MENEZES, M.A., HARTLEY, P. A re-interpretation of the role of the strain-rate and anisotropy effects in the failure of anisotropic sheet metals. Trabalho submetido no **3rd ESAFORMING**, 11-14 de agosto de 2000, Stuttgart-Germany.
- MIELNIK, EDWARD M. Metalworking science and engineering. Mc Graw-Hill. **Series in Materials Science and Engineering**. New York. 1991.



- MILES, J.P. Bifurcation in plastic flow under tension test. **J. Mech. Phys. Solids**, v.19, p. 89-102, 1971.
- MOSCA, S.R., ANDRADE, S.L., FERRAN, G. Sistema punção-matriz para determinar a aptidão à conformação de chapas metálicas. **Metalurgia-ABM**, v.32, n. 228 , 1976.
- NÁDAI, A., MANJOINE, M.J. High-speed tension tests at elevated temperatures- Parts II and III. **Journal of Applied Mechanics**, p. 77-91, 1941.
- NEGRONI, F., KOBAYASHI, S., THOMSEN, E.G. Plastic instability in simple stretching of sheet metals. **Journal of Engineering for Industry- Transactions ASME**, p. 387-92, 1968.
- NEGRONI, F., THOMSEN, E.G. On the plastic tensile instability criteria. **Journal of Engineering for Industry- Transactions ASME**, p. 659-63, 1969.
- NGUYEN-NHAT, T. et al. Plastic instability for off-axes loading in deep-drawing operations. **Journal of Materials Processing Technology**, v. 77, p. 175-9, 1998.
- PAINTER, M.J., PEARCE, R. Instability and fracture in sheet metal, **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 7, p. 992-1002, 1969.
- PAINTER, M.J., PEARCE, R. Formability of high-strength, low-alloy sheet steel, **Metals Technology**, p. 62-5, 1975.
- PARMAR, A., MELLOR, P.B. Prediction of limit strain in sheet metal using a more general yield criterion. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 20, p. 385-91, 1978.
- PEARCE, R. Some aspects of anisotropic plasticity in sheet metals. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 10, p. 995-1005, 1968.
- RAGAB, A.R., SALEH, CH.A.R. Effect of void growth on predicting forming limit strain for planar isotropic sheet metals. **Mechanics of Materials**, v. 32, p. 71-84, 2000.
- RAO, K.P., SING, W.M. On the prediction of the effect of process parameters upon forming limit strains in sheet metals. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 42, p. 451-72, 2000.
- ROGER, D.H., ROBERTS, W.T. Plastic Anisotropy of titanium and zinc sheet-II. Crystallographic Approach. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 10, p. 221-29, 1968.
- RUDNICKI, J.W., RICE, J.R. Conditions for the localization of deformation in pressure-sensitive dilatant material. **J. Mech. Phys. Solids**, v.23, p. 371-94, 1975.

- SEWELL, M.J. A plastic flow rule at a yield vertex. **J. Mech. Phys. Solids**, v. 22, p. 469-90, 1974.
- SING, W.M., RAO, K.P. Study of sheet metal failure mechanisms based on stress-state conditions. **Journal of Materials Processing Technology**, v. 67, p. 201-6, 1997.
- SOWERBY, R., DUNCAN, J.L. Failure in sheet metal in biaxial tension. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 13, p. 217-29, 1971.
- STÖREN, S., RICE, J.R. Localized necking in thin sheets. **J. Mech. Phys. Solids**, v.23, p. 421-41, 1975.
- SWIFT, H.W. Plastic instability under plane stress. **Journal Mechanics and Physics Solids**, v. 1, p. 1-18, 1952.
- TADROS, A.K., MELLOR, P.B. Some comments on the limit strain in sheet metal stretching, **Int. J. Mech. Sci.**, v. 17, p. 203-10, 1975.
- TADROS, A.K., MELLOR, P.B. An experimental study of the in-plane stretching of sheet metal. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 20, p. 121-34, 1978.
- TAKUDA, H., YOSHII, T., HATTA, N. Finite-element analysis of the formability of a magnesium-based alloy AZ31 sheet. **Journal of Materials Processing Technology**, v. 89, p. 135-40, 1999.
- TAYLOR, B. Sheet formability testing. In: NEWBY, J.R.(coord.). **ASM Handbook: Mechanical Testing**. v.8, 9.ed. s.l.: ASM, p. 547-70, 1995.
- THOMSON, P.F., NAYAK, P.U. Na experimental investigation into the development of thickness non-uniformities leading to failure in sheet steel. **Journal of Mechanical Working Technology**. v.4, p. 223-32, 1980.
- TÓTH, L.S., HIRSCH, J., VAN HOUTTE, P. On the role of texture development in the forming limits of sheet metals. **Int. J. Mech. Sci.**, v.38, n. 10, p. 1117-26, 1996.
- TÓTH, L.S., DUDZINSKI, D., MOLINARI, A. Predictions of forming limits of titanium sheets using the perturbation analysis with texture development. **Mater. Sci.+ Forum**, p. 157-62, 1994.



- TSAI, S.W., WU, E.M. A general theory of strength for anisotropic materials. **J. Composite Materials**, v. 5, p. 58-80, January, 1971.
- VENTER, R., JOHNSON, W., DE MALHERBE, M.C. The limit strain of inhomogeneous sheet metals in biaxial tension. **Int. J. Mech. Sci.**, v.13, p. 229-308, 1971.
- VIAL, C., HOSFORD, W.F., CADDELL, R.M. Yield loci of anisotropic sheet metals. **Int. J. Mech. Sci.**, v.25, p. 899-915, 1983.
- XU, S., WEINMANN, K.J. Prediction of forming limit curves of sheet metals using Hill's 1993 user-friendly yield criterion of anisotropic materials. **Int. J. Mech. Sci.**, v.40, p. 913-25, 1998.
- WHITELY, R.L. The importance of directionality in drawing quality sheet steel. **Transactions ASM**, v. 52, p. 154-69, 1960.
- WOODTHORPE, J., PEARCE, R. The anomalous behavior of aluminum sheet under balanced biaxial tension. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 12, p. 341-7, 1970.
- WU, H.C., HONG, H.K., SHIAO, Y.P. Anisotropic plasticity with application to sheet metals. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 41, p. 703-24, 1999.
- ZHAO, L., SOWERBY, R., SKLAD, M.P. A theoretical and experimental investigation of limits strains in sheet metal forming. **Int. J. Mech. Sci.**, v. 38, p. 1307-17, 1996.
- ZHOU, Y., NEALE, K.W. Texture evolution during the biaxial stretching of f.c.c. sheet metals. **Textures Microstruct**, v. 22, n. 87, 1993.
- ZIMNIAK, Z. Implementation of the forming limit stress diagram in FEM simulations. **Journal of Materials Processing Technology**, v. 106, p. 261-6, 2000.

APÊNDICE A

A.1 Dedução da equação (3.12) a partir da equação (2.18).

Aplicando a lei de escoamento associado de Levy-Mises, modificadas por Hill para materiais anisotrópicos, na equação (2.18), tem-se que:

$$d\varepsilon_1 = d\lambda |H(\sigma_1 - \sigma_2) + G(\sigma_1 - \sigma_3)| \quad (\text{A.1a})$$

$$d\varepsilon_2 = d\lambda |F(\sigma_2 - \sigma_3) + H(\sigma_2 - \sigma_1)| \quad (\text{A.1b})$$

$$d\varepsilon_3 = d\lambda |G(\sigma_3 - \sigma_1) + F(\sigma_3 - \sigma_2)| \quad (\text{A.1c})$$

A qual, também pode ser escrita como:

$$\frac{d\varepsilon_1}{H(\sigma_1 - \sigma_2) + G(\sigma_1 - \sigma_3)} = \frac{d\varepsilon_2}{F(\sigma_2 - \sigma_3) + H(\sigma_2 - \sigma_1)} = -\frac{d\varepsilon_3}{G(\sigma_3 - \sigma_1) + F(\sigma_3 - \sigma_2)} = d\lambda \quad (\text{A.2})$$

Para um CDP de tração retirado ao longo da direção principal de laminação e no plano da chapa ($\sigma_3 = 0$), considerando a equação (A.2):

$$\sigma_2 = 0 \rightarrow R_0 = \frac{d\varepsilon_2}{d\varepsilon_3} = \frac{H}{G} \quad (\text{A.3a})$$

Para um CDP retirado transversalmente à direção de laminação, e no da chapa ($\sigma_3 = 0$), considerando a equação (A.2):

$$\sigma_2 = 0 \rightarrow R_{90} = \frac{d\varepsilon_1}{d\varepsilon_3} = \frac{H}{F} \quad (\text{A.3b})$$

Assim, dividindo (2.18) por H , assumindo estado de tensões principais, e considerando (A.3), tem-se, após algumas manipulações:

$$\frac{(\sigma_2 - \sigma_3)^2}{R_{90}} + \frac{(\sigma_3 - \sigma_1)^2}{R_0} + (\sigma_1 - \sigma_2)^2 = \frac{1}{H} \quad (\text{A.4})$$

Supondo que a chapa possui somente anisotropia normal ($R_0 = R_{90} = R$), assumindo estado plano de tensões, e considerando (A.3a), do desenvolvimento de (A.4), tem-se:

$$(R+1)\sigma_1^2 - 2R\sigma_1\sigma_2 + (R+1)\sigma_2^2 = \frac{R}{H} = \frac{1}{G} \quad (\text{A.5})$$

Por analogia aos termos quadráticos do lado esquerdo em (A.5), faz-se:

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

onde σ_a é a tensão efetiva, representativa do estado de tensão do material anisotrópico.

A.2 Dedução da equação (3.15).

De (A.2), dividindo-se todos os termos por H , tem-se que:

$$\frac{\frac{d\varepsilon_1}{H}(\sigma_1 - \sigma_2) + \frac{G}{H}(\sigma_1 - \sigma_3)}{\frac{F}{H}(\sigma_2 - \sigma_3) + \frac{H}{H}(\sigma_2 - \sigma_1)} = -\frac{\frac{d\varepsilon_2}{H}(\sigma_3 - \sigma_1) + \frac{F}{H}(\sigma_3 - \sigma_2)}{\frac{G}{H}(\sigma_3 - \sigma_1) + \frac{F}{H}(\sigma_3 - \sigma_2)} = \frac{d\lambda}{\frac{1}{H}} \quad (\text{A.6})$$

supondo ainda que a chapa possui somente anisotropia normal, estado plano de tensão ($\sigma_3 = 0$), e considerando-se (A.3) em (A.6), obtêm-se:

$$\frac{\frac{d\varepsilon_1}{(R+1)\sigma_1 - R\sigma_2}}{\frac{d\varepsilon_2}{(R+1)\sigma_2 - R\sigma_1}} = -\frac{\frac{d\varepsilon_3}{\sigma_1 + \sigma_2}}{\frac{R}{H}} = \frac{d\lambda}{\frac{R}{H}} \quad (\text{A.7})$$

e como:

$$\frac{d\lambda}{\frac{R}{H}} = Gd\lambda = d\lambda' \quad (\text{A.8})$$

E por analogia à Levy-Mises, para um material anisotrópico, faz-se:

$$d\lambda' = \frac{d\varepsilon}{(R+1)\sigma_a} \quad (\text{A.9})$$

assim, comparando-se (A.9) e (A.7), têm-se:

$$d\lambda = \frac{d\varepsilon}{G(R+1)\bar{\sigma}_a} \quad (\text{A.10})$$

onde $d\varepsilon$ é a deformação efetiva, representativa do estado de deformação do material anisotrópico. Substituindo (3.13) em (A.7) e considerando (A.10), têm-se finalmente:

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

A.3 Dedução da equação (3.83).

De (A.1), elevando-se ao quadrado as deformações incrementais, bem como multiplicando $d\varepsilon_3^2$ por R , tem-se:

$$d\varepsilon_1^2 = d\lambda^2 \left| H^2(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + G^2(\sigma_1 - \sigma_3)^2 \right| \quad (\text{A.11a})$$

$$d\varepsilon_2^2 = d\lambda^2 \left| F^2(\sigma_2 - \sigma_3)^2 + H^2(\sigma_2 - \sigma_1)^2 \right| \quad (\text{A.11b})$$

$$Rd\varepsilon_3^2 = Rd\lambda^2 \left| G^2(\sigma_3 - \sigma_1)^2 + F^2(\sigma_3 - \sigma_2)^2 \right| \quad (\text{A.11c})$$

onde, dispondo de forma conveniente cada termo e introduzindo (A.3), supondo ainda estado plano de tensão, e que o material apresente somente anisotropia normal, após algumas manipulações matemáticas, têm-se:

$$d\varepsilon_1^2 + d\varepsilon_2^2 + Rd\varepsilon_3^2 = (2R+1)G^2d\lambda^2 \left| \sigma_1^2(R+1) - 2R\sigma_1\sigma_2 + \sigma_2^2(R+1) \right| \quad (\text{A.12})$$

substituindo (3.14) e (A.10) em (A.12), obtêm-se finalmente:

$$d\varepsilon = \sqrt{\frac{(R+1)}{(2R+1)}} (d\varepsilon_1^2 + d\varepsilon_2^2 + R d\varepsilon_3^2)$$

A.4 Dedução da equação (2.20).

Partindo da suposição de que a chapa apresente somente anisotropia normal, a condição de escoamento pode ser dada pela equação (3.12). A qual, impondo um estado uniaxial de tensão ($\sigma_2 = 0$) sobre a chapa, tem-se:

$$\sigma_u^2 = \sigma_a^2 \quad (\text{A.13})$$

analogamente, impondo-se um estado de tensão biaxial balanceado ($\sigma_1 = \sigma_2$) sobre a chapa, de (3.12), tem-se:

$$2\sigma_b^2 = (R+1)\sigma_a^2 \quad (\text{A.14})$$

igualando-se (A.13) e (A.14), finalmente obtém-se a equação que define o comportamento anisotrópico de materiais:

$$\frac{\sigma_b^2}{\sigma_u^2} = \frac{(R+1)}{2}$$

APÊNDICE B

B.1 Interpretação do mecanismo de instabilidade, para a teoria de Marciniak e Kuczyński, segundo Sowerby e Duncan (1971).

O levantamento da CLC, pela teoria de Marciniack e Kuczyński (1967), foi possível através da criação de um programa computacional, o qual serviu-se das formulações originais desses autores, acrescidas da interpretação do mecanismo de instabilidade segundo Sowerby e Duncan (1971). Tal interpretação possibilitou que o trabalho de Marciniack, que era restrito a uma faixa limitada de tração biaxial, fosse estendido para incluir todas as faixas de razões de deformação positivas, desde deformação plana à tração biaxial balanceada. O método utilizado para a análise do processo foi explicado pelo uso do lugar de escoamento, onde foram necessárias as considerações de três casos diferentes, cada um requerendo diferentes formulações.

A interpretação do mecanismo de instabilidade para esses três casos é apresentada a seguir.

Segundo a análise da equação (3.50), poderíamos nos deparar com dificuldades para um intervalo de razão de tensão β , quando a equação fornecesse um valor de $u_0 > 1$, que é uma inconsistência. Isso não invalida o desenvolvimento, mas exige que se faça uma análise, no lugar de escoamento, da instabilidade efetuando as modificações necessárias de modo a estender o método às demais razões de tensão β .

Quaisquer que sejam os detalhes de sua descrição, uma superfície de escoamento é dada por alguma função das componentes de tensão $f(\sigma_{ij}) = \text{constante}$, a qual pode ser a representação do critério de escoamento no plano $\sigma_1 \sigma_2$. Uma superfície definida dessa forma, pode também ser interpretada como aquela sobre a qual todos os pontos representam iguais potencial para o escoamento plástico; daí o rótulo algumas vezes dado a essa função de “potencial plástico”.

A normal a essa superfície é o vetor gradiente da função, $\nabla f(\sigma_{ij})$. Em termos de componentes principais de tensão, esse gradiente é definido como:



$$\nabla f(\sigma_1, \sigma_2) = \frac{\sigma_f}{\partial \sigma_1} \bar{e}_1 + \frac{\sigma_f}{\partial \sigma_2} \bar{e}_2 \quad (\text{A.15})$$

onde $\bar{e}_1$ e $\bar{e}_2$ são vetores unitários nas direções principais no plano principal do espaço de tensões.

Desde que o vetor incremento de deformação é também normal a superfície (princípio da normalidade do vetor incremento de deformação), existe um relacionamento entre o mesmo e o vetor gradiente da função. Onde, tem-se que:

$$d\varepsilon_{ij} = d\lambda \cdot \nabla f(\sigma_{ij}) \quad (\text{A.16})$$

onde $d\lambda$ é um fator de proporcionalidade.

Adotando a equação de encruamento de Swift, dada pela equação (3.7) teríamos uma família de curvas correspondentes a todos os $\bar{\varepsilon}$ possíveis, desde zero até a instabilidade. A principal curva seria a de menor área que corresponde a um material de chapa recozido, onde o encruamento inicial é nulo. Interiormente a ela qualquer estado de tensões é elástico e exteriormente o material está em regime plástico.

A equações (A.16) no estado de deformação plana ($d\varepsilon_2 = 0$) o vetor normal à curva de escoamento é paralela ao eixo σ_1 , isto é:

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_2} = 0 \quad \therefore \quad \nabla f = \frac{\partial f}{\partial \sigma_1} \bar{e}_1 \quad (\text{A.17})$$

Para cada curva de escoamento o ponto cuja tangente é paralela ao eixo σ_2 representa um estado plano de deformação. A união destes pontos cria então uma curva de carregamento de estado plano de deformações. No lugar de escoamento (figura B1.1) é indicada a curva de carregamento supracitada, para o estado de tensões biaxial balanceado ($\sigma_2 = \sigma_1$) e um vetor genérico normal ao lugar bem como o vetor incremento de deformação.

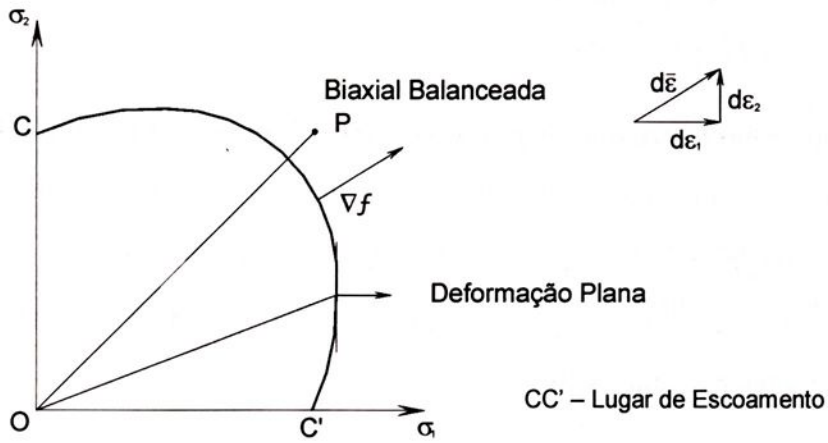


Figura B1.1 – Superfície de escoamento, apresentando a normalidade do vetor incremento de deformação, adaptado de Sowerby e Duncan (1971).

Com esta análise prévia é possível estudar o processo de instabilidade da chapa tomando-se o lugar de escoamento. Este estudo requer a separação em três casos distintos em função do valor do parâmetro u inicial, Sowerby e Duncan (1971).

- Caso 1

A trajetória de carregamento para deformação prescrita ($\beta = \sigma_2/\sigma_1$) na região uniforme A é indicada por $\overline{OP}$, no espaço de tensões planas.

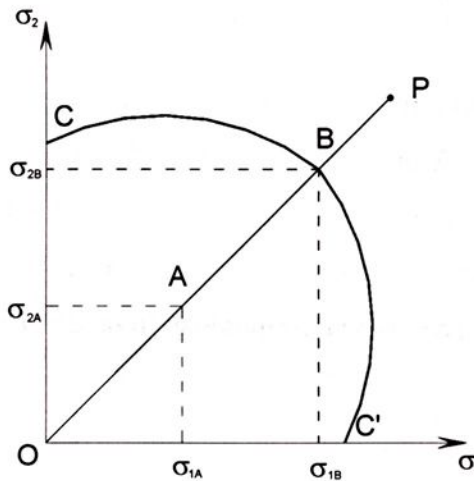


Figura B1.2 - Superfície de escoamento, indicando a trajetória de deformação $\overline{OP}$, no espaço de tensão plana, adaptado de Sowerby e Duncan (1971).

Supondo que na chapa inicialmente se tem $\varepsilon_{0A} = \varepsilon_{0B}$, a curva CC' seria obtida fazendo-se $\bar{\varepsilon} = 0$ na equação (3.7).

Os pontos representativos de σ_{1A} e σ_{2A} devem sempre estar em $\overline{OP}$ (carregamento imposto), o que não ocorre necessariamente para o material em B . O carregamento prossegue com o aumento das tensões e o material na região B atinge o escoamento antes da região A conforme a figura B1.2. Isto pode ser mostrado pela equação de equilíbrio na direção 1.

$$\sigma_{1A} t_A = \sigma_{1B} t_B \quad (A.18)$$

e

$$t_B / t_A < 1 \quad \therefore \quad \sigma_{1A} = \sigma_{1B} \quad (A.18)$$

O material em A ainda não escoou e portanto não apresenta deformação plástica.

Como $d\varepsilon_2$ é comum a ambas as regiões, o material em B não pode escoar até que o material em A alcance o escoamento. Para tanto, o material em B acomoda seu estado de tensões acompanhando o lugar de escoamento até B_0 (quando $A \equiv A_0$), figura B1.3.

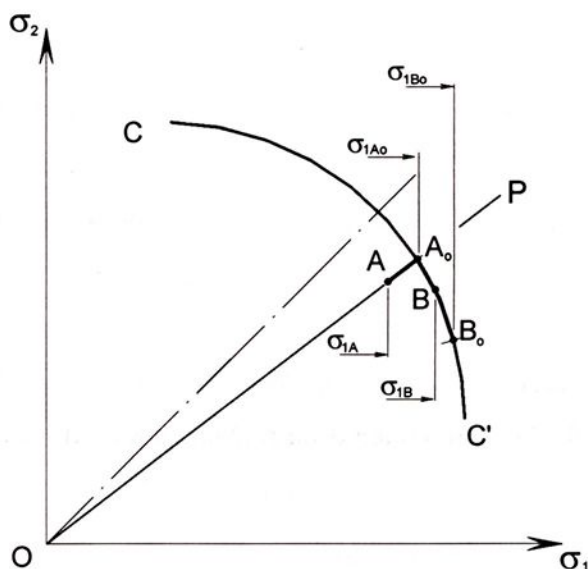


Figura B1.3 – Tensões principais na região A e B antes do escoamento inicial, Sowerby e Duncan (1971).

Os pontos A_0 e B_0 estão ainda relacionados com a equação de equilíbrio. Prosseguindo o carregamento ambas as regiões se deformarão simultaneamente e pode-se considerar um mesmo incremento $d\varepsilon_2$ em cada região. A projeção do vetor deformação será normal ao lugar de escoamento como mostra a figura B1.4 e decorre portanto que $d\varepsilon_{1B} > d\varepsilon_{1A}$ e consequentemente $d\varepsilon_B > d\varepsilon_A$.

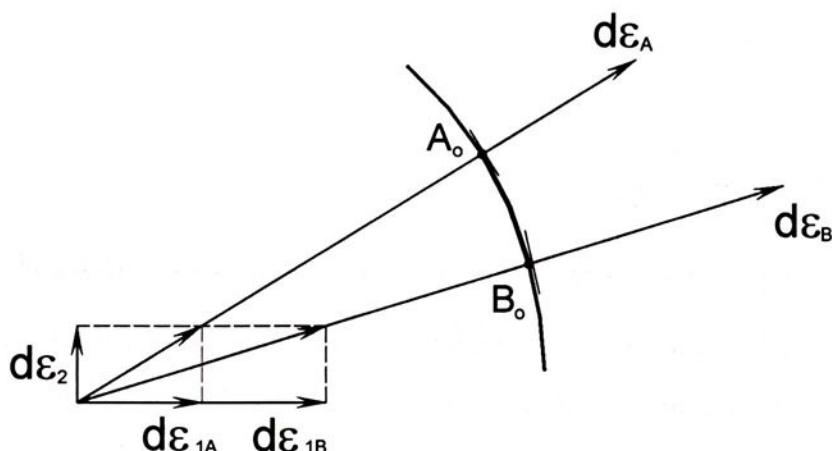


Figura B1.4 – Diagrama mostrando os vetores deformação $d\varepsilon_A$ e $d\varepsilon_B$ projetados no espaço de tensão plana, Sowerby e Duncan (1971).

Após este incremento de deformação, os pontos representativos das tensões em cada região se posicionarão em lugares novos e distintos, figura B1.5. Os pontos ainda obedecem a equação de equilíbrio, mas a espessura do material terá alterado para $(t_B/t_A) < (t_B/t_A)_0$. O ponto A_I estará sobre $\overline{OP}$, mas B_I não necessariamente estará em $\overline{OB_0}$.

A deformação em cada região pode ser acompanhada por cálculo iterativo determinando a função $u(\varepsilon_2)$. A trajetória de carregamento da ranhura pode ser calculada e supondo-se que o material na região B não sofra fratura frágil, o processo pode continuar até que B alcance o ponto de deformação plana, como mostrado na figura B1.5.

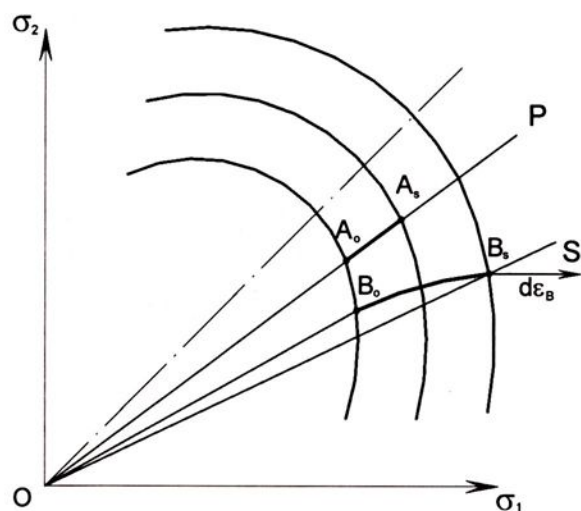


Figura B1.5 –Tensões principais em cada região mostrando a trajetória de carregamento para o início do escoamento, A_0 , B_0 até a falha, A_s , B_s , Sowerby e Duncan (1971).

Como o vetor de deformação projetado é agora horizontal, o incremento de deformação transversal é nulo e nenhuma deformação posterior na região A é possível. Este ponto limite quando $d\epsilon_2 / d\epsilon_1 \rightarrow 0$ é alcançado quando $u \rightarrow 1$. A deformação total ϵ_{1A} quando $u \rightarrow 1$ fornece a deformação limite para as condições especificadas.

• Caso 2

Se o ponto B representativo das tensões na ranhura alcançar a condição de deformação plana antes que A alcance o lugar de escoamento, então alguma deformação plástica deve ocorrer na ranhura, antes da região A começar a deformar plasticamente. O incremento $d\epsilon_2$ deve ser zero enquanto A permanecer elástico. O estado de tensão na ranhura deve ser de deformação plana e isto deve continuar até que A alcance o lugar de escoamento como mostrado na figura B1.6.

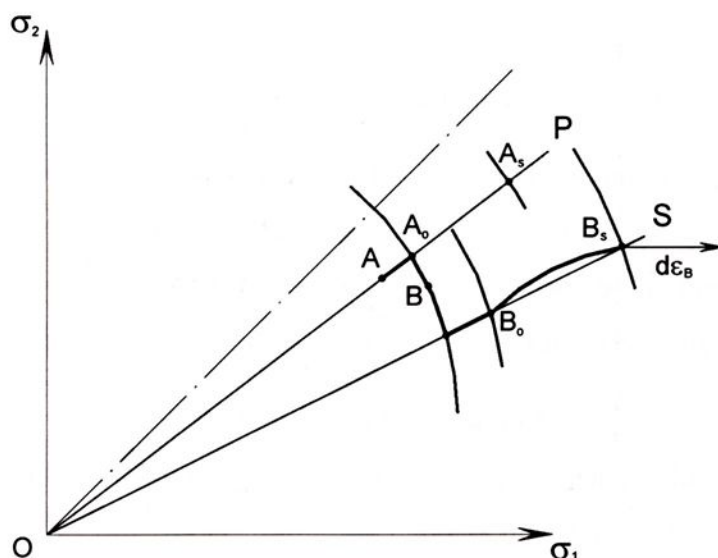


Figura B1.6 – Espaço de tensões principais mostrando a trajetória de carregamento para o caso 2, Sowerby e Duncan (1971).

Nesta condição, novamente pode ser empregada a iteração do caso 1; a diferença neste caso é que a não homogeneidade inicial $(t_B/t_A)_0$ é alterada devido à deformação na ranhura e também o lugar de escoamento de A_0 e B_0 serão diferentes.

Mostra-se através do cálculo numérico da função $u(\epsilon_2)$ que inicialmente o valor de $u = 1$ em $B = B_0$ diminui (B se afasta da deformação plana) e depois retorna a $u = 1$ atingindo novamente a deformação plana e consequentemente a instabilidade. A trajetória de carregamento para tal processo é indicado pela linha B_0B_s , na figura B1.6, e nesse caso du é inicialmente negativo.

Deve-se então equacionar matematicamente os novos lugares de escoamento e a nova não homogeneidade (t_B/t_A) para se retomar o mesmo cálculo do caso 1.

Como foi visto, a região B deve evoluir em deformação plana até que A atinja o escoamento. Após serem atingidos os pontos A_0 e B_0 (figura B1.6), os materiais em A e B passam a se deformar plasticamente segundo incrementos $d\epsilon_2$ até atingir a falha em A_s e B_s .

Este caso é detalhado para estudos de tensão próximos de deformação plana, onde no cálculo de u_0 , segundo procedimento do caso 1, obtém-se valores superiores à unidade. Ou seja,

o equilíbrio só seria satisfeito ultrapassando-se o ponto de deformação plana, o que é incoerente, pois a ruptura ocorre em deformação plana.

- Caso 3

Para o caso especial em que a trajetória de carregamento é a própria deformação plana, a formulação acima não se aplica. Para este caso, uma análise simples de estabilidade é aplicada. É suposto que ambas regiões se encontram em deformação plana de maneira que a condição de equilíbrio é satisfeita até que a força (tração) na ranhura atinja um máximo, isto é, $d(\sigma_{IB} t_B) = 0$.

Os casos 2 e 3, os quais foram mostrados anteriormente, não foram formulados por Marciniak, entretanto são aplicáveis para situações nas quais ocorrem em operações típicas de conformação, Sowerby e Duncan (1971).



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"

Câmpus de Ilha Solteira
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
Av. Brasil Centro, 56
15385-000 Ilha Solteira - SP
www.dem.feis.unesp.br

